

Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique
Université Abdelhamid Ben Badis - Mostaganem
Faculté des Sciences Exactes et de l'Informatique



Mémoire De Fin d'Etude

Présenté en vue d'obtenir le diplôme de MASTER

SPECIALITE : Physique

Elaboré par

Seri Asmaa

*Propriétés optique des cristaux photoniques unidimensionnels
périodiques*

Encadré par

Monsieur ABBES Charef

Dédicaces

Je dédie ce travail

*A mes parents que Dieu les gardent pour moi, qui
ont éclairé mon chemin et qui m'ont encouragée et
soutenue tout au long de mes études.*

A mes chères sœurs et mon frère

A toutes mes amies

A tous mes enseignants tout au long de mes études

*Et monsieur **ABBES** Charef spécialement*

Remerciements

Je teins tout d'abord à remercier Dieu le tout puissant et miséricordieux, qui nous a donné la force et la patience d'accomplir ce modeste travail.

*Mes plus amples remerciements iront en premier à mon encadreur monsieur **ABBES Charef** pour son dévouement, son aide et la pertinence de ses conseils sans lesquels ce travail de mémoire n'aurait pu prendre forme et aboutir.*

Mes remerciements iront également aux membres du jury pour avoir accepté d'évaluer ce modeste travail.

Et bien sur les miens, à savoir, mon père, ma mère, mes sœurs et mon frère, qui m'ont supporté et apporté leur aide tout le long de ce travail.

A tous ceux qui m'ont aidé de près ou de loin, par un geste, une parole ou un conseil

Je dis : merci.

Liste des figures

Figure N°	Titre de la figure	Page
Figure 1	Représentation des cristaux photoniques 1D, 2D et 3D.	4
Figure 2	Une opale naturelle constituée des billes de silice.	5
Figure 3	Exemples de cristaux photoniques naturels, (a) Agrandissement d'une aile de papillon (b) Plume de paon.	5
Figure 4	Images MEB (a) d'un guide d'onde et (b) D'une fibre optique photonique dans des CP 2D.	6
Figure 5	Représentation schématique de l'interférence des ondes réfléchies par chaque dioptré.	9
Figure 6	Exemple de Bips 2D, réseaux de tiges dans l'air et de trous d'air dans un matériau.	10
Figure 7	(a) Le Yablonivite: les trous de ce cristal ont été percés dans un bloc de plexiglas et forment un réseau CFC. (b) Image MEB d'un cristal photonique du type tas de bois fabriquée par lithographie UV dans du silicium.	11
Figure 8	Exemple de cristal photonique unidimensionnel et zone de Brillouin correspondante.	12
Figure 9	Schéma du phénomène du repliement de bande, aux frontières des zones de Brillouin.	14
Figure 10	Constante diélectrique périodique	16
Figure 11	Analogie bande interdite électronique	19
Figure 12	Direction de \vec{E} , \vec{H} , \vec{k} des faisceaux incidents, réfléchi et transmis en polarisation TE.	24
Figure 13	Direction de \vec{E} , \vec{H} , \vec{k} des faisceaux incidents, réfléchi et transmis en polarisation TM.	25

Figure 14	(a) Une matrice interface entre de milieux (b) Matrice d'une couche homogène.	27
Figure 15	Matrice de transfert d'une structure à m couches.	28
Figure 16	Algorithme de calcul de la réponse optique de structures multicouches utilisant la méthode de la matrice de transfert.	33
Figure 17	Schéma représentatif de la structure multicouche utilisé « Miroir de Bragg »	34
Figure 18	Spectre transmission d'un cristal photonique unidimensionnel avec $n_1 = 1.34$, $n_2 = 3.4$, $a = 150$ nm, $b = 100$ nm, $f = 10$, and $\theta = 0^\circ$.	34
Figure 19	Spectre de transmission calculé d'un cristal photonique diélectrique [35].	35
Figure 20	Spectre de réflexion d'un cristal photonique unidimensionnel explique l'effet de contraste d'indice.	36
Figure 21	Spectre de réflexion d'un cristal photonique unidimensionnel explique l'effet similaire en utilisant un fort contraste d'indice et faible nombre de période.	37
Figure 22	Spectre de réflexion d'un cristal photonique unidimensionnel explique l'effet de nombre de période.	38
Figure 23	Spectre de réflexion d'un cristal photonique unidimensionnel explique l'effet de l'épaisseur de la deuxième couche b.	39
Figure 24	Spectre de réflexion d'un cristal photonique unidimensionnel explique l'effet de polarisation à l'incidence normal.	40
Figure 25	Spectre de réflexion d'un cristal photonique unidimensionnel explique l'effet de polarisation en utilisant deux angles d'incidence différentes $\theta_1=30^\circ$ et $\theta_2= 60^\circ$.	41

Liste des tableaux

Tableau N°	Titre du tableau	Page
Tableau 1	Analogie photon – électron	19
Tableau 2	Quelques méthodes les plus utilisées pour la simulation des cristaux photoniques.	21
Tableau 3	Les paramètres constituent la structure simulée.	33
Tableau 4	Les paramètres constituent la structure utilisée.	40

Liste des abréviations

Abréviation	Expression Complète	Page
BIP	Bande Interdite Photonique	1
CP	cristaux photonique	3
1D	unidimensionnel	4
MEB	Microscopie Electronique à Balayage	6
PECVD	Plasma-Enhanced Chemical Vapor Deposition	7
SPR	résonance plasmonique de surface	7
NIR	proche infrarouge	7
QCM	microbalance à cristal de quartz	7
UV	Ultra-violet	11
TMM	Méthode des matrices de transfert	22
Na ₃ AlF ₆	La Cryolite	33
Si	Silicium	33
TiO ₂	Le Dioxyde de Titane	35
GaAs	L'Arséniure de Gallium	35
SiO ₂	Le Dioxyde de Silicium	35
Al ₂ O ₃	L'Alumine	35

Table des matières

Introduction Générale.....	1
Chapitre 1 : Généralités sur les cristaux photoniques	3
1.1 Introduction.....	3
1.2 Généralités sur les cristaux photoniques	3
1.3 Les cristaux photoniques naturels.....	4
1.4 Domaines d’application	5
1.5 Techniques et matériaux de fabrication	6
1.6 Les type des cristaux photoniques.....	Erreur ! Signet non défini.
1.6.1 Les cristaux photoniques unidimensionnelles (1D).....	Erreur ! Signet non défini.
1.6.2 Les cristaux photoniques à deux dimensions (2D).....	10
1.6.3 Les cristaux photoniques tridimensionnels (3D).....	11
1.7.1 La zone de Brillouin.....	11
1.7.2 Généralité sur l'ouverture d'une bande interdite	12
1.7.3 Les équations de Maxwell et l'équation d'onde	14
1.7.3.1 Dans le vide.....	14
1.7.3.2 Dans un milieu.....	14
1.7.4 Théorème de Bloch.....	15
1.7.5 Analogie photon-électron	18
1.8 Conclusion	20
Chapitre 2 : Méthode de modélisation	21
2.1 Introduction.....	21
2.2 Méthodes de Modélisation des cristaux photoniques	21
2.2.1 Méthode des réseaux de diffraction.....	22
2.2.2 Méthode des modes couplés	22
2.2.3 Méthode des matrices de transfert (TMM)	22
2.3 Les coefficients de Fresnel complexes.....	22
2.4 L'état de polarisation des ondes électromagnétique.....	23

2.4.1	Polarisation TE	23
2.4.2	Polarisation TM	24
2.5	Formalisme matriciel	25
2.6	Avantages et inconvénients de la matrice de transfert(TMM).....	Erreur ! Signet non défini.
2.7		
	Conclusion.....	Erreur !
	Signet non défini.	
Chapitre 3 : Résultats et interprétations... ..		32
3.1	Introduction.....	32
3.2	Algorithme de calcul.....	Erreur ! Signet non défini.
3.3	Performance de programme développé	33
3.4.1	L'effet du contraste d'indice	3Erreur ! Signet non défini.
3.4.2	L'effet de nombre de période f	37
3.4.3	L'effet de l'épaisseur des couches	38
3.4.4	L'effet de polarisation et l'angle d'incidence.....	39
3.5		
	Conclusion.....	Err
	eur ! Signet non défini.	
Conclusion		
	Générale.....	Erreur ! Signet non défini.
Bibliographie		

INTRODUCTION GENERAL

Ces dernières années, les cristaux photoniques ou matériaux à bande interdite photonique (BIP) ont suscité un intérêt important dans la communauté scientifique. Cet intérêt pour ces matériaux est dû au fait qu'ils ont des propriétés optiques uniques. Les cristaux photoniques sont des matériaux hétérogènes artificiels ou naturels dont l'indice de réfraction varie périodiquement dans les différentes directions de l'espace et constituent à l'heure actuelle une nouvelle classe de matériaux. Ils détiennent de ce fait, la particularité de pouvoir prohiber la propagation des ondes dans une gamme de longueurs d'ondes de l'ordre de la période de la structure. On dit qu'un cristal photonique a une bande interdite photonique complète à une plage de fréquences s'il réfléchit la lumière pour chaque polarisation incidente et chaque angle d'incidence. L'absence de modes optiques disponibles dans la bande interdite photonique a rapidement été utilisée pour réaliser des miroirs parfaits capables de réfléchir l'intégralité de l'énergie d'une onde lumineuse quel que soit son angle d'incidence.

Grâce à l'analogie formelle qui existe entre les équations de Maxwell régissant la propagation des ondes électromagnétiques dans un milieu diélectrique et l'équation de Schrödinger pour les électrons, on peut appréhender les cristaux photoniques avec les outils et les concepts développés en physique du solide. À l'image des électrons dans les semi-conducteurs, les photons y sont répartis en bandes de transmission séparées par des bandes d'énergies interdites. Cette analogie permet d'envisager la réalisation ou la perspective de réalisation de nombreux composants pour stocker, localiser, filtrer ou bien guider la lumière. Le développement de ce nouveau type de matériau a ouvert la voie à un nouveau champ de recherche et à des possibilités d'applications très diverses.

Cependant, le développement de ces applications se heurte encore à la difficulté rencontrée pour la fabrication et la caractérisation de ces matériaux notamment aux fréquences optiques. Cette difficulté rend coûteuses en temps et argent les études expérimentales systématiques. Il a donc été nécessaire de disposer d'une modélisation théorique et numérique efficace et rapide de ces cristaux permettant d'orienter la fabrication vers des cristaux performants.

L'objectif principal de ce travail était de mener une étude numérique des cristaux photoniques unidimensionnels et de développer un programme de simulation et d'analyse de ces matériaux. Cet outil informatique est destiné à remplir la nécessité pour un

programme personnalisable et extensible qui peut satisfaire aux besoins spécifiques de la recherche dans le domaine de photoniques.

Ce mémoire s'articule autour des trois chapitres suivants:

Le premier chapitre est une introduction générale à l'étude des cristaux photoniques. Nous citons les différents types de ces cristaux, le principe d'ouverture de la bande interdite photonique,....etc. Nous continuerons par une présentation des méthodes de fabrication des cristaux photoniques artificiels et une description de quelques exemples des matériaux BIP naturels. Une attention particulière sera portée sur les cristaux photoniques unidimensionnels qui serviront de support aux études théoriques de cette mémoire. Puis, nous citons l'analogie entre les semi-conducteurs électroniques, dont la périodicité atomique interdit la propagation des électrons dans certaines bandes d'énergie, et les photons piégés dans des structures photoniques et par conséquent, l'analogie entre les équations de Maxwell sous leurs formes fréquentielles et celle de Schrödinger. L'équation de propagation obtenue, qui représente un problème aux valeurs propres, est résolue en utilisant des concepts et des outils développés en physique du solide et en mécanique quantique tels que le théorème de Bloch.

Le deuxième chapitre est consacré aux rappels de quelques méthodes qui peuvent être mises en œuvre pour la modélisation des cristaux photoniques. Nous mettons l'accent sur la méthode de la matrice de transfert la plus appropriée pour l'étude des structures photoniques unidimensionnelle.

Puis, à travers le dernier chapitre, une étude de l'effet de certains paramètres de la cellule élémentaire constituant le réseau périodique sur la bande de fréquence interdite est présentée, à savoir le contraste d'indice, nombre de période f , l'épaisseur des couches, l'état de polarisation, l'angle d'incidence. La simulation et l'étude du comportement optique des structures multicouches ont été réalisées avec un programme spécialement développé (travail personnel). Le comportement optique des structures multicouches est caractérisé par les spectres de transmission.

Nous terminerons ce travail par une conclusion générale.

Chapitre 1

Généralités sur les cristaux photoniques

1.1 Introduction

La recherche sur les cristaux photoniques (PC) a considérablement évolué au cours de ces dernières années, tant au niveau fondamental qu'appliqué. Ces structures périodiques à fort contraste d'indice influencent radicalement la propagation des photons. Des structures à Bandes Interdites Photoniques (BIP), qui interdisent la propagation des photons dans certaines plages de fréquence, peuvent ainsi être réalisées.

Tous d'abord, nous présenterons brièvement les différents types de cristaux photoniques ainsi que leurs propriétés électromagnétiques. Puis, nous rappelons les équations de Maxwell et la relation analogie qui existe entre l'électron et le photon qui va nous faire comprendre l'origine de la bande interdite photonique.

1.2 Généralités sur les cristaux photoniques

La naissance des structures photoniques provient de l'optique. C'est en 1915 que le physicien anglais Sir William Lawrence Bragg reçut le prix Nobel de physique en récompense de son travail effectué sur la diffraction des rayons X par les cristaux.

En 1922, Bragg a développé le miroir de Bragg. Ce miroir est une succession de surfaces planes transparentes d'indices de réfraction différents. Il permet de réfléchir, grâce aux phénomènes d'interférences constructives, 99.5% de l'énergie incidente. Ceci est possible à condition que l'onde incidente soit proche de l'incidence normale. Aucun autre miroir ne peut égaler ce résultat.

Ce n'est qu'en 1987 qu'Eli Yablonovitch [1] de l'Université de Los Angeles (USA) proposa d'étendre le concept des miroirs de Bragg aux fréquences microondes et ce pour des incidences quelconques.

En 1991, Eli Yablonovitch [2] réalisa le premier cristal photonique artificiel fonctionnant aux longueurs d'onde centimétriques. Ce cristal artificiel, réalisé dans un bloc de plexiglas usiné dans trois directions différentes de façon à reproduire la structure du diamant, est appelé Yablonovite.

Les exigences et les limitations technologiques dues à la taille de l'usinage ont dans un premier temps écarté les applications d'un tel cristal pour des fréquences optiques.

Dès lors, les recherches sur les matériaux à bandes interdites photoniques se multiplient pour toutes les gammes de longueurs d'ondes et à partir de 1994, les premières réalisations à l'échelle optique apparaissent.

Dans la communauté internationale, la recherche sur le thème des cristaux photoniques évolue et il est possible de trouver des ouvrages relatant les caractéristiques de ces matériaux.

Les cristaux photoniques sont de nouveaux matériaux dont les propriétés optiques permettent de manipuler la lumière à l'échelle de la longueur d'onde sur une, deux ou trois directions de l'espace comme le montre la figure 1.

De même qu'il existe pour des électrons des bandes d'énergie permises et des bandes interdites, il existe des bandes photoniques d'états permises et des bandes photoniques interdites. Une bande interdite photonique correspond à un intervalle d'énergie où la propagation de la lumière est interdite dans certaines directions du cristal photonique. Les cristaux photoniques offrent la possibilité de contrôler la propagation de la lumière et ceci, sur la dimension de l'ordre de grandeur de la longueur d'onde dans le matériau. C'est notamment cette propriété qui les rend intéressants pour de nombreuses applications.

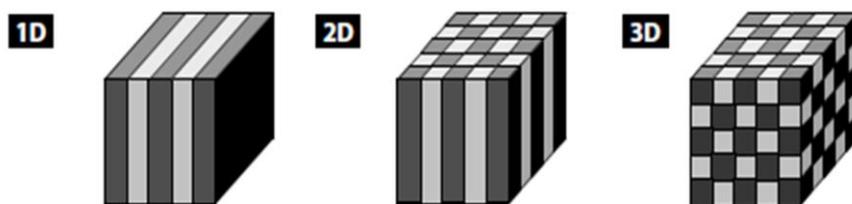


Figure 1 – Représentation des cristaux photoniques 1D, 2D et 3D

1.3 Les cristaux photoniques naturels

Les cristaux photoniques existent dans la nature à l'état minéral et biologique. , citons par exemple l'opale ; c'est une roche constituée de microbilles de silice réparties selon un arrangement régulier dans les trois dimensions de l'espace (Figure 2).

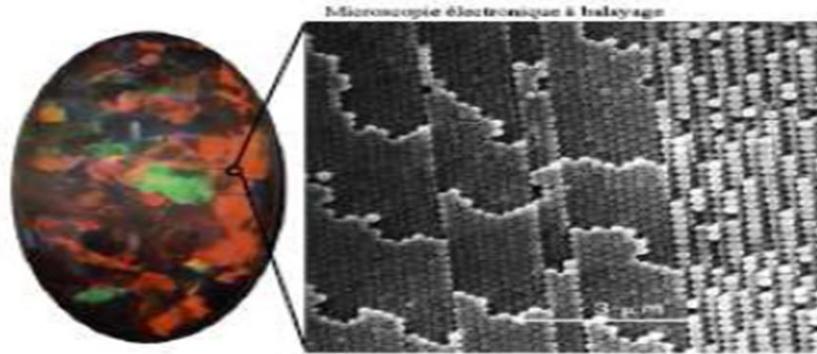


Figure 2 – Une opale naturelle constituée des billes de silice

L'origine de la coloration de nombreuses espèces animales et végétales provient aussi de motifs périodiques. La coloration bleue des ailes de papillons morpho et des feuilles de certaines variétés de Sélaginelle en sont des exemples [3]. Les couleurs bleu, vert, jaune et marron des plumes de paons proviennent de la diffraction par des cristaux photoniques 2D à nombre et longueur de maille variables (Figure 3) [4].

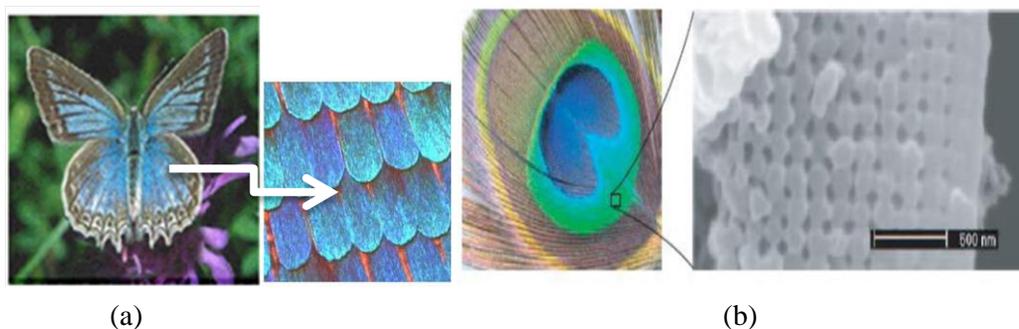


Figure 3 Exemples de cristaux photoniques naturels, (a) Agrandissement d'une aile de papillon (b) Plume de paon

1.4 Domaines d'application

Par leurs périodicités et leurs propriétés, les cristaux photoniques permettent de réaliser des dispositifs optiques ou électromagnétiques capables de stocker, filtrer ou guider la lumière à l'échelle de la longueur d'onde.

Les cristaux photoniques sont souvent utilisés dans le domaine de la télécommunication et de l'informatique notamment dans le domaine des optiques intégrées. En effet, en utilisant les photons à la place des électrons, les informations seront transmises plus rapidement avec moins de perte, du fait d'une baisse d'interaction avec les matériaux diélectriques en comparaison aux électrons. Ils peuvent être déclinés sous forme de filtres afin de ne laisser qu'une longueur d'onde du spectre de la lumière passer [6], de guides d'onde pour la lumière par l'insertion de défauts linéaires ou planaires qui guideront les photons à travers le système, ou encore de fibres optiques permettant une réflexion interne totale où la lumière y est confinée car sa propagation hors de ce domaine est interdite [5] (Figure 4).

L'utilisation des cristaux photoniques dans d'autres applications se développent comme pour :

- Le solaire avec l'amélioration de l'efficacité des cellules photovoltaïques.
- Les batteries Lithium-ion pour augmenter leur efficacité [4].
- Les capteurs biologiques ou chimiques [7].
- Les lasers avec l'optimisation de leurs performances pour les lasers à bas seuil [4].

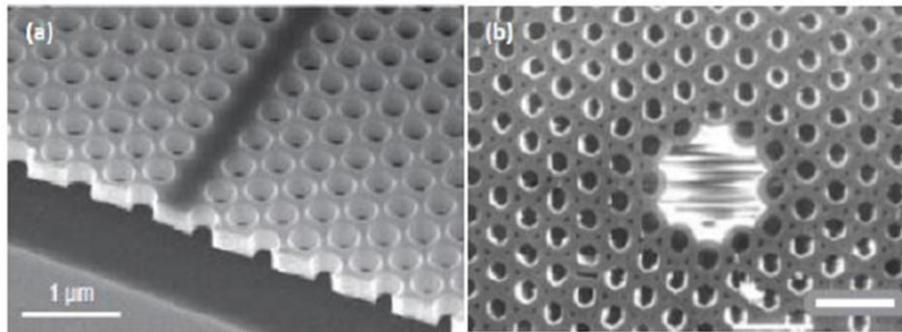


Figure 4– Images MEB (a) d'un guide d'onde [5] et (b) D'une fibre optique photonique [6] dans des CP 2D

1.5 Techniques et matériaux de fabrication

Diverses techniques ont été employées pour la réalisation des cristaux photonique 1D où le dépôt reproductible de couches minces est obligatoire pour obtenir une qualité optique élevée. Des procédés comme l'implantation ionique [9], sol-gel [10,11], l'évaporation par

faisceau électronique [12], le dépôt laser pulsé [13,14], dépôt chimique en phase vapeur assisté par plasma (ou *PECVD*, pour Plasma Enhanced Chemical Vapor Deposition en anglais) [15] et la pulvérisation cathodique [16-18] peut être utilisée avec succès pour la fabrication des cristaux photoniques.

De toute façon, les protocoles de dépôt doivent être soigneusement adaptés aux matériaux particuliers utilisés et à l'application possible du système fabriqué. Plus en détail les matériaux semi-conducteurs sont utilisés avec succès pour la fabrication de cristaux photoniques périodiques 1D mais aussi des matériaux diélectriques, des travaux récents démontrent que l'addition de couches métalliques permet de combiner le PC 1D avec la résonance plasmonique de surface (SPR) pour réaliser des capteurs optiques [15].

Les matériaux diélectriques à base d'oxyde sont particulièrement appropriés pour la fabrication de structures à bande interdite photonique (BIP) parce qu'ils ont une large transparence dans l'ultraviolet au proche infrarouge (NIR). De plus, les matériaux diélectriques à base d'oxyde ont également une bonne résistance à la température, à la corrosion et au rayonnement [19,20].

De plus, l'intérêt croissant pour le décalage des longueurs d'onde rejetées dans différentes zones allant du visible au proche infrarouge [20] nécessite une conception précise des structures et la définition d'un protocole expérimental flexible capable de s'adapter aux différents matériaux et au gamme spectrale. Un moyen possible de surveiller les épaisseurs du film traité pendant la procédure de dépôt est représenté par la microbalance à cristal de quartz (QCM) qui pourrait être utilisée pour surveiller le taux de croissance dans les procédés de dépôt physique en phase vapeur et de pulvérisation cathodique [21]. Les méthodes de pulvérisation cathodique sont largement utilisées dans les procédés industriels car des films de haute qualité peuvent être obtenus sur des substrats à basse température [22]. En outre, il est également démontré que la pulvérisation cathodique est une technique appropriée pour la fabrication de microcavités diélectriques et que c'est une technique bon marché et polyvalente pour déposer des couches alternées de matériaux différents avec un indice de réfraction et une épaisseur contrôlés [17]. Enfin, les méthodes de pulvérisation cathodique permettent de traiter des échantillons sur une grande surface, ce qui entraîne un coût de production par unité relativement plus faible. Avec ces avantages, ainsi que la possibilité d'incorporer QCM, le

processus de conversion est un candidat extrêmement approprié pour fabriquer des cristaux photoniques 1D homogènes de haute qualité.

Pour les matériaux méso poreux (Dont la porosité est de valeur intermédiaire et contrôlée), les nanoparticules inorganiques et les polymères, la technique du spin coating (La technique d'enduction centrifuge) est très polyvalente et permet d'obtenir des cristaux photoniques 1D de haute qualité optique [23]. Dans le cas de matériaux méso poreux et de nanoparticules inorganiques, un recuit thermique après chaque dépôt (ou le dépôt de chaque bicouche, dépend des matériaux employés) est utile pour la fabrication du système multicouche [24]. Dans le cas des polymères, un aspect critique est le solvant de la solution de polymère. Un choix judicieux du solvant est nécessaire pour éviter que le solvant d'un polymère ne dissolve l'autre polymère déjà déposé lors de la fabrication du revêtement par centrifugation.

Une autre technique très intéressante pour obtenir des cristaux photoniques multicouches 1D de très haute qualité avec des polymères est le procédé de Co-extrusion (La Co-extrusion est un procédé d'extrusion qui permet d'obtenir un produit associant deux textures : on extrude deux matières différentes afin de former un seul produit), tel que rapporté dans les références. Des semi-conducteurs organiques ont également été utilisés pour réaliser un cristal photonique 1D avec des sources d'évaporation sous vide [25].

1.6 Les type des cristaux photoniques

1.6.1 Les cristaux photoniques unidimensionnelles (1D)

Remontons à l'année 1887. C'est à cette époque que les toutes premières études portant sur un matériau diélectrique présentant une périodicité suivant une direction ont été menées. En effet, au cours de cette année, Lord Rayleigh a décrit le comportement des ondes dans un film multicouches pour lequel l'indice de réfraction alternait d'une couche à l'autre [26]. Ce type de structure, appelé **réseau de Bragg**, est représenté sur la figure 1. Il s'agit donc de ce que l'on appelle un cristal photonique unidimensionnel [27] car il se caractérise par une alternance, suivant une seule et unique direction de l'espace, de deux milieux diélectriques dont les constantes diélectriques ϵ_1 et ϵ_2 sont différentes. Ainsi, lorsqu'une onde incidente se propage au sein d'un de ces deux milieux et arrive à l'interface entre ces derniers,

une partie de cette lumière est réfléchi. Cette réflexion s'accompagne d'un changement de phase de π si l'onde va d'un milieu de faible indice vers un milieu de fort indice. L'autre partie est transmise au deuxième milieu au sein duquel elle va se propager. L'opération que nous venons de décrire se répète pour chaque couche constitutive du miroir de Bragg comme le montre la figure 5.

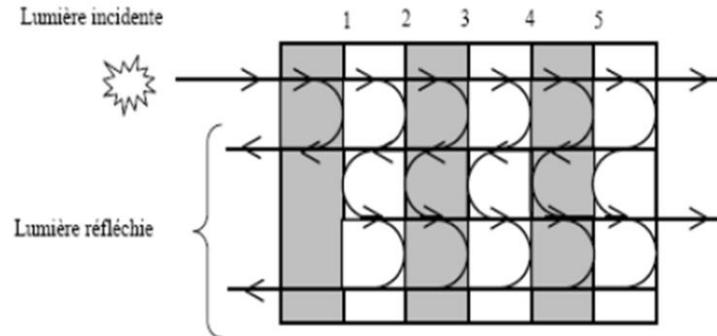


Figure 5 – Représentation schématique de l'interférence des ondes réfléchies par chaque dioptré

Il s'agit d'une description très simple du phénomène. Il faut tout de même prêter attention à la valeur des déphasages, qui eux-mêmes dépendent de la longueur d'onde. Selon leurs valeurs, on peut obtenir des interférences constructives, qui vont entraîner une réflexion totale, ou destructives. Si l'on souhaite obtenir une structure parfaitement réfléchissante sur une certaine bande de longueurs d'ondes, il convient de choisir judicieusement les épaisseurs des couches. Lorsque l'épaisseur optique totale $n_1 a_1 + n_2 a_2$ des alternances est de $\lambda/2$ où λ est la longueur d'onde, l'onde réfléchi par l'interface (1) est en phase avec celles réfléchies par les interfaces (3), (5), etc. Par suite de ces interférences constructives, on finit par aboutir à une réflexion totale, ce qui revient à dire que l'onde ne peut, en fait, se propager et que l'on a bien affaire à une bande interdite photonique. Dans le cas particulier où les deux couches de chaque alternance ont même épaisseur optique $n_1 a_1 = n_2 a_2 = \lambda/4$, on observe que les ondes réfléchies par toutes les interfaces (1), (2), (3), etc. sont en phase. Cela correspond alors à la bande interdite la plus large. Cela permet de réaliser des miroirs diélectriques avec des coefficients de réflexion très élevés et proches de 1. Sans rentrer dans le détail des calculs, il a été montré que lorsque les épaisseurs optiques des différentes couches sont égales, la largeur de cette bande interdite $\Delta\omega$ ne dépend que du contraste d'indice [27].

$$\Delta\omega = \frac{4}{\pi} \omega_0 \arcsin \left| \frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2} \right|$$

où $n_1 = \sqrt{\varepsilon_1}$ et $n_2 = \sqrt{\varepsilon_2}$ sont les indices de réfraction des deux matériaux diélectriques et ω_0 la fréquence centrale.

1.6.2 Les cristaux photoniques à deux dimensions (2D)

Un cristal photonique bidimensionnel est une structure qui présente une modulation périodique de la permittivité diélectrique suivant deux directions de l'espace, et homogène dans la troisième. Les propriétés optiques des structures bidimensionnelles (ainsi que les structures unidimensionnelles en incidence non normale) sont fortement dépendantes de la polarisation de l'onde électromagnétique.

Il existe plusieurs façons de réaliser ces structures bidimensionnelles. Par exemple, on peut placer des tiges diélectriques dans l'air ou encore dans un autre diélectrique comme le montre la figure 6. Afin d'ouvrir des bandes interdites larges, il faut un contraste d'indice (différence entre les indices du milieu et des tiges) suffisamment grand. Un matériau à Bandes Interdites Photoniques (BIP) bidimensionnel peut aussi être constitué d'un ensemble de trous percés dans un diélectrique. Les réponses optiques de ces structures dépendent de la polarisation et peuvent ne pas posséder une bande interdite complète. On parle d'une bande interdite complète lorsque la structure interdit la propagation pour toutes les directions dans le plan de la périodicité, quelle que soit la polarisation.

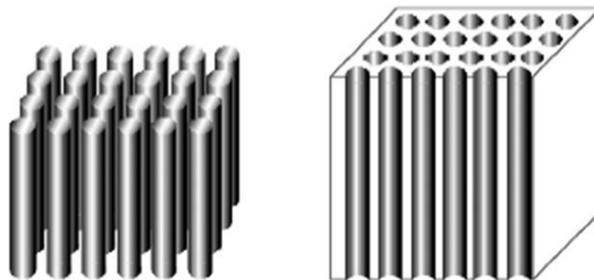


Figure 6 – Exemple de Bips 2D, réseaux de tiges dans l'air et de trous d'air dans un matériau.

1.6.3 Cristaux photoniques tridimensionnels

Les cristaux photoniques tridimensionnels ont attiré encore de nombreux efforts de recherche. Le premier cristal photonique tridimensionnel a été fabriqué sous forme de sphères de silicium arrangées sur une structure diamant [29]. En 1993 E. Yablonovite fabriquait un cristal photonique en perçant des trous dans un bloc de plexiglas selon trois angles azimutaux. Ce cristal photonique s'appelle d'après son inventeur « la Yablonovite » (figure 7(a)) [1]. Avec ce cristal photonique, le concept de la bande interdite photonique a été démontré expérimentalement pour la première fois.

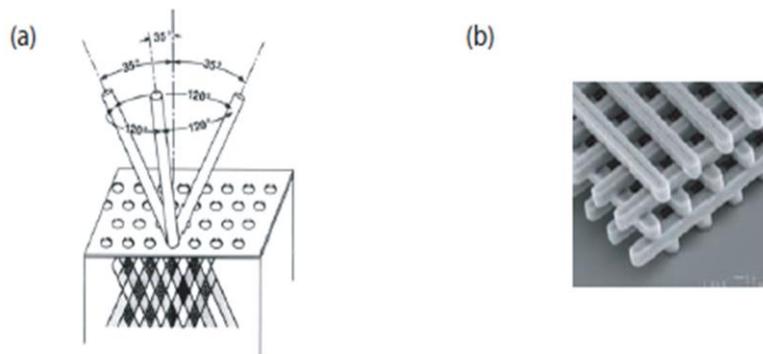


Figure 7 –(a) Le Yablonovite: les trous de ce cristal ont été percés dans un bloc de plexiglas [1] et forment un réseau CFC.

(b) Image MEB (Microscopie Electronique à Balayage) d'un cristal photonique du type tas de bois fabriquée par lithographie UV dans du silicium.

1.7.1 La zone de Brillouin

La première zone de Brillouin est la cellule élémentaire de l'espace réciproque où les points sont plus proches de l'origine que de tous les autres nœuds du réseau périodique. La Figure 1.9 montre un exemple de cristaux photoniques ainsi que la zone de Brillouin correspondante. Dans les cas 1D et 2D, la première zone de Brillouin s'obtient en traçant les médiatrices des segments joignant l'origine aux nœuds les plus proches du réseau réciproque.

À partir du domaine ainsi délimité, on peut couvrir tout l'espace réciproque grâce aux translations de vecteurs $\mathbf{G} \in G$. Autrement dit, il suffit de faire évoluer k dans ce domaine pour représenter l'ensemble des courbes de dispersion du cristal. Ce domaine d'évolution de k peut encore être réduit en mettant à profit les symétries du cristal. Dans le cas 1D, la symétrie du cristal par rapport à l'origine a pour conséquence que, si une onde de vecteur k et de fréquence ω est solution du problème, alors l'onde se propageant en sens opposé, de vecteur k et de même fréquence, l'est aussi. On peut ainsi restreindre l'intervalle d'étude à $[0; +\pi/a]$ au lieu de $[-\pi/a ; +\pi/a]$ où a est le pas du réseau.

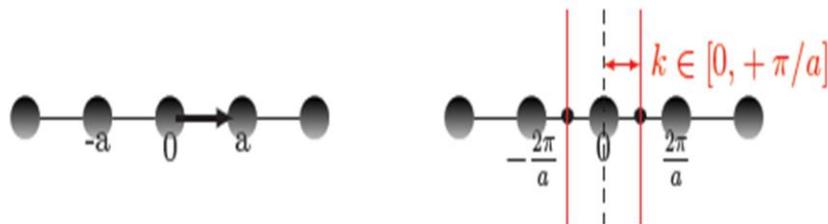


Figure 8 – Exemple de cristal photonique unidimensionnel (à gauche) et zone de Brillouin correspondante (à droite). L'intervalle $[-\pi/a ; +\pi/a]$ est la première zone de Brillouin et à $[0; +\pi/a]$ la zone de Brillouin.

1.7.2 Quelques généralités sur l'ouverture d'une bande interdite

On peut expliquer simplement l'ouverture d'un gap, dans une structure périodique unidimensionnelle. Considérons un empilement périodique de plaques de diélectriques, d'indices n_1 et n_2 , d'épaisseur égale $a/2$. Lorsque la longueur d'onde dans le milieu d'onde atteint $\lambda = 2a$, les réflexions sont en phase, et peuvent donner naissance à une onde stationnaire. La valeur du nombre d'onde correspondant est $k = \pm n/a$. Plus généralement, pour une série de nombres d'ondes, $k = \pm p\pi/a$, pour p entier relatif non nul, on observera une onde stationnaire. Ces points délimitent une série de zones, dites zones de Brillouin, caractéristiques de la périodicité du cristal. Comme c'est le cas en physique du solide, l'information contenue dans la première zone, de $k=0$ à $k = n/a$, suffit pour connaître toutes les propriétés du système. La relation de dispersion pour k quelconque s'obtient ensuite par des considérations de symétrie.

Intéressons-nous à ce qu'il se passe en $k=\pi/a$. En ce point, une onde stationnaire s'établit, mais doit cependant respecter les symétries du cristal. Ainsi, le champ électrique ne peut pas s'annuler n'importe où dans la structure. En fait, deux positions seulement sont possibles: le champ électrique peut s'annuler seulement au milieu d'une zone de fort ou de faible indice.

Cela correspond à deux modes distincts, soit deux fréquences consécutives, w_1 et w_2 séparées par une zone dans laquelle aucun mode ne peut exister, pour cette valeur de k . Au contraire, loin de la zone $k = p\pi/a$, les ondes réfléchies aux interfaces ne sont pas toutes en phases, et interfèrent donc destructivement si le milieu est suffisamment long. La relation de dispersion est donc linéaire, de pente positive.

Finalement, la forme de la relation de dispersion nous apparaît donc comme une succession de parties linéaires, loin des bords de zone de Brillouin ($k = p\pi/a$), entrecoupées de zones dans lesquelles les réflexions sur les interfaces engendrent d'importantes modifications (à l'origine de la présence de bandes interdites) dans la relation de dispersion.

L'existence de zones de Brillouin, nous permet de replier, i.e. de connaître la forme des bandes dans la première zone de Brillouin, d'après la relation de dispersion couvrant plusieurs zones. La figure 9 (a) montre la relation de dispersion obtenue en tenant compte des coupures entre les modes, à chaque frontière de zone, et la figure 9 (b), montre les trois premières bandes, dans la première zone de Brillouin, obtenues à partir de la figure 9 (a), par repliement de bande. On a donc montré, comment la symétrie du cristal unidimensionnel engendre un gap, que l'on retrouve, à cause du phénomène de repliement de bande, entre chaque bande. La largeur de ce gap s'explique en considérant l'énergie stockée dans chaque mode. Le premier type de mode, dont le champ électrique est dans la région d'indice n_1 à une énergie par unité de volume $\varepsilon_1|E_0|^2$ où $|E_0|$ est l'amplitude de l'onde plane dans le cristal. Ainsi, le passage d'un mode à l'autre ne se fait pas en augmentant continûment l'énergie du mode, mais par un saut d'énergie, de $\varepsilon_1|E_0|^2$ à $\varepsilon_2|E_0|^2$.

Du point de vue des fréquences, l'énergie d'un mode à la pulsation w est le produit du nombre de photons dans ce mode par le quantum $\hbar w$. Ce saut d'énergie correspond donc à un saut en fréquence: la bande interdite.

On conclue donc, dans le cas d'une structure unidimensionnelle, qu'un gap s'ouvre entre chaque bande. Il est d'autant plus important que le contraste de permittivité est grand.

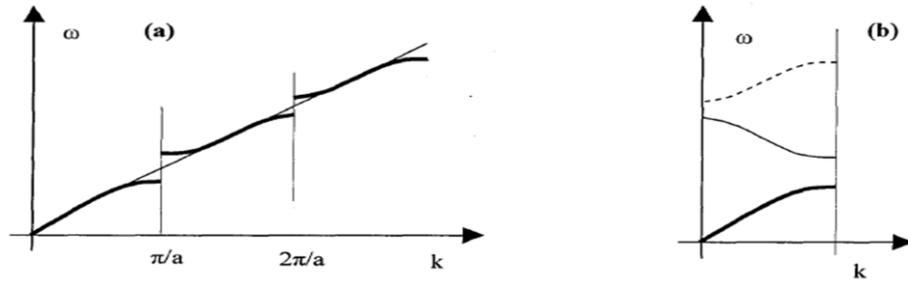


Figure 9 – Schéma du phénomène du repliement de bande, aux frontières des zones de Brillouin. Les bandes non encore repliées sont représentées figure (a), en trait fort. Le trait fin, figure (a), représente la relation de dispersion d'un matériau d'indice

1.7.3 Les équations de Maxwell et l'équation d'onde

Les équations de Maxwell sont des lois fondamentales de la physique. Elles constituent, avec l'expression de la force électromagnétique de Lorentz, les postulats de base de l'électromagnétisme.

1.7.3.1 Dans le vide

Les équations de Maxwell dans le vide sont

➤ Loi de Faraday :
$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (1.1)$$

➤ Loi d'Ampère :
$$\vec{\nabla} \times \vec{B} = -\mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \quad (1.2)$$

➤ Loi de Gauss pour le champ électrique
$$\vec{\nabla} \cdot \vec{E} = 0 \quad (1.3)$$

➤ Loi de Gauss pour le champ magnétique
$$\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0 \quad (1.4)$$

Pour les équations 1.1, 1.2, 1.3 et 1.4, les symboles utilisés sont :

\vec{E} : champ électrique, \vec{B} : l'induction magnétique, ϵ_0 : permittivité du vide,

μ_0 : Perméabilité du vide

1.7.3.1 Dans un milieu

Dans un milieu matériel, les équations de Maxwell s'écrivent

➤ Loi de Faraday $\vec{\nabla} \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}$ (1.5)

➤ Loi d'Ampère $\vec{\nabla} \times \vec{H} = \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} + \vec{j}$ (1.6)

➤ Loi de Gauss pour le champ électrique $\vec{\nabla} \cdot \vec{D} = \rho$ (1.7)

➤ Loi de Gauss pour le champ magnétique $\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0$ (1.8)

Pour les équations 1.6 et 1.7, les symboles utilisés sont :

\vec{H} : vecteur champ magnétique, \vec{D} : vecteur déplacement électrique, ρ : densité de charges électriques, \vec{j} : vecteur densité de courant.

Ajoutons qu'il existe deux relations simples reliant \vec{D} et \vec{E} d'une part et \vec{B} et \vec{H} d'autre part dans le cas de matériaux linéaires et isotropes.

$$\vec{D} = \epsilon \vec{E}$$

$$\vec{B} = \mu \vec{H}$$

où $\epsilon = \epsilon_0 \epsilon_r$ (ϵ_r est la permittivité diélectrique relative sans dimension) et $\mu = \mu_0 \mu_r$ (μ_r est la perméabilité relative sans dimension).

1.7.4 Théorème de Bloch

L'un des caractères fondamentaux des équations de Maxwell est qu'elles permettent la propagation de champ électrique et magnétique même en l'absence de sources, ce qu'on appelle justement des ondes électromagnétiques. L'équation d'onde pour chacune des composantes de \vec{E} est :

$$\nabla^2 \vec{E} - \frac{\epsilon_r}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = 0 \quad (1.9)$$

Le champ électrique peut s'écrire sous la forme :

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{E}(\vec{r}) e^{j\omega t} \quad (1.10)$$

Alors l'équation (1.9) devient :

$$\nabla^2 \vec{E}(\vec{r}) + \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon_r \vec{E}(\vec{r}) = 0 \quad (1.11)$$

Dans un système à une dimension, l'équation (1.11) s'écrit :

$$\nabla^2 \vec{E}(x) + \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon_r(x) \vec{E}(x) = 0 \quad (1.12)$$

Considérons la constante diélectrique $\epsilon_r(x)$ une fonction périodique comme suit:

$$\begin{cases} \varepsilon_r(x) = \varepsilon_a & \text{Pour } 0 < x < a \\ \varepsilon_r(x) = \varepsilon_b & \text{Pour } a < x < a + b \end{cases} \quad (1.13)$$

La périodicité de la constante diélectrique est illustrée sur la figure 10 :

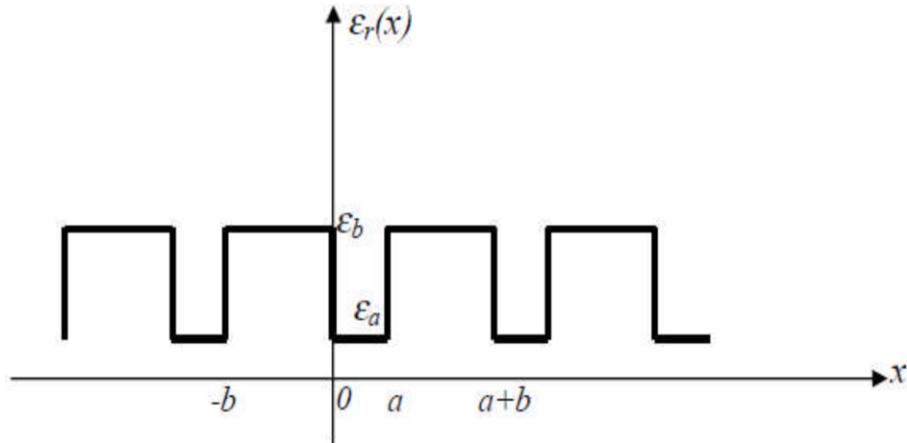


Figure 10 –Constante diélectrique périodique

On réalise la résolution de l'équation (1.12) dans les régions décrites dans l'équation (1.13), on obtient :

Région I:

Pour $0 < x < a$, on a: $\varepsilon(x) = \varepsilon_a$

Alors :

$$\nabla^2 E_1(x) + \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_a E_1(x) = 0 \quad (1.14)$$

La solution est de la forme:

$$E_1(x) = A_1 e^{j\alpha x} + A_2 e^{-j\alpha x} \quad (1.15)$$

Avec α : présente la constante de propagation de l'onde située dans la région I. Elle est donnée par :

$$\alpha = \frac{\omega}{c} \sqrt{\varepsilon_a}$$

Région II :

Pour $a < x < a + b$, on a: $\varepsilon(x) = \varepsilon_b$

Alors

$$\nabla^2 E_2(x) + \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_b E_2(x) = 0 \quad (1.16)$$

La solution est de la forme:

$$E_2(x) = B_1 e^{j\beta x} + B_2 e^{-j\beta x} \quad (1.17)$$

avec β Présente la constante de propagation de l'onde située dans la région II. Elle est donnée par :

$$\beta = \frac{\omega}{c} \sqrt{\varepsilon_b}$$

Les fonctions $E_1(x)$ et $E_2(x)$ sont continues en $x = 0$, et leurs dérivées $\frac{\partial E_1}{\partial x}$ et $\frac{\partial E_2}{\partial x}$ aussi:

$$E_1(0) = E_2(0) \text{ et } \left. \frac{\partial E_1}{\partial x} \right|_{x=0} = \left. \frac{\partial E_2}{\partial x} \right|_{x=0} \quad (1.18)$$

Ceci implique que ;

$$A_1 + A_2 = B_1 + B_2 \text{ et } \alpha(A_1 - A_2) = \beta(B_1 - B_2) \quad (1.19)$$

D'une part, la périodicité de ces fonctions en $x = a$ et $x = -b$:

$$e^{jk(a+b)} \cdot E_2(-b) = E_1(a) \text{ et } e^{jk(a+b)} \cdot \left. \frac{\partial E_2}{\partial x} \right|_{x=-b} = \left. \frac{\partial E_1}{\partial x} \right|_{x=a}$$

Le terme $e^{jk(a+b)}$ est dû au théorème de Bloch de périodicité qui donne :

$$A_1 e^{j\alpha a} + A_2 e^{-j\alpha a} = e^{jk(a+b)} (B_1 e^{-j\beta b} + B_2 e^{j\beta b}) \quad (1.20)$$

$$\alpha(A_1 e^{j\alpha a} + A_2 e^{-j\alpha a}) = \beta e^{jk(a+b)} (B_1 e^{-j\beta b} + B_2 e^{j\beta b}) \quad (1.21)$$

On a ainsi quatre équations à quatre inconnues défini par le système (1.22).

$$\left\| \begin{array}{l} A_1 + A_2 - B_1 - B_2 = 0 \\ \alpha A_1 + \alpha A_2 - \beta B_1 - \beta B_2 = 0 \\ e^{j\alpha a} A_1 + e^{-j\alpha a} A_2 - e^{jk(a+b)} e^{-j\beta b} B_1 - e^{jk(a+b)} e^{j\beta b} B_2 = 0 \\ e^{j\alpha a} A_1 + \alpha e^{-j\alpha a} A_2 - \beta e^{jk(a+b)} e^{-j\beta b} B_1 - \beta e^{jk(a+b)} e^{j\beta b} B_2 = 0 \end{array} \right. \quad (1.22)$$

Un système d'équation qui admet des solutions que si le déterminant est nul. La résolution de (1.22) donne :

$$\left| \begin{array}{cccc} 1 & 1 & 1 & 1 \\ \alpha & -\alpha & -\beta & -\beta \\ e^{j\alpha a} & e^{-j\alpha a} & -e^{jk(a+b)} e^{-j\beta b} & -e^{jk(a+b)} e^{j\beta b} \\ \alpha e^{j\alpha a} & \alpha e^{-j\alpha a} & \beta e^{jk(a+b)} e^{-j\beta b} & \beta e^{jk(a+b)} e^{j\beta b} \end{array} \right| = 0 \quad (1.23)$$

$$-\frac{\beta^2 - \alpha^2}{2\alpha\beta} \sin(\beta\alpha) \cdot \sin(\alpha a) + \cos(\beta\alpha) \cdot \cos(\alpha a) = \cos k(a+b) \quad (1.24)$$

L'équation (1.24) présente aussi comme dans le cas des semi-conducteurs la particularité de n'avoir de solution que lorsque le premier terme est comprise entre -1 et $+1$, donc il est évident qu'il y aura des bandes permises et d'autres interdites.

1.7.5 Analogie photon-électron

Dans les semi-conducteurs, la périodicité atomique empêche la propagation des électrons selon certaines énergies situées dans une zone appelée bande interdite (gap), et selon certaines directions [30].

Si le potentiel cristallin est assez important, ce gap s'étend à toutes les directions ; on parle alors de bande interdite complète (c'est le cas des semi-conducteurs, qui possèdent une bande interdite complète entre la bande de valence et la bande de conduction).

L'analogie optique est le cristal photonique, dans lequel on a une alternance périodique de matériaux diélectriques macroscopiques qui conduit à une variation périodique de l'indice optique. Si les constantes diélectriques des matériaux sont suffisamment différentes, et si l'absorption de la lumière y est faible, on assiste alors aux mêmes phénomènes pour les photons que pour les électrons dans un réseau cristallin [31], la lumière ne pouvant pas se propager pour certaines longueurs d'onde. On parle alors de Bande Interdite Photonique (BIP) [32].

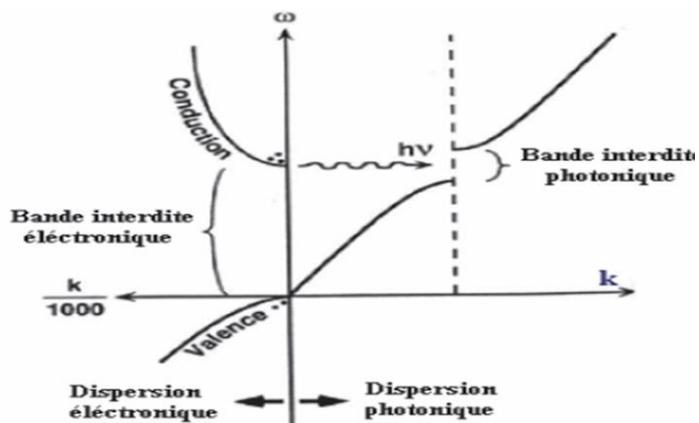


Figure 11 Analogie: bande interdite électronique

Tableau 1 – Analogie photon – électron

	Équation de Schrödinger	Équation de maxwell
Champ	$\psi(r, t) = \psi(r)e^{i\omega t}$	$H(r, t) = H(r)e^{i\omega t}$
Grandeur caractéristique	$V(\vec{r})$	$\varepsilon(\vec{r})$
Opérateur hermitien	$H = -\frac{\hbar^2 \nabla^2}{2m} + V(r)$	$\theta = \Delta * \left(\frac{1}{\varepsilon(r)} \nabla * \right)$
Équation aux valeurs propres	$H\psi = E\psi$	$\theta H = \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 H$

1.8 Conclusion

Dans ce chapitre, on a défini les concepts de base sur les cristaux photoniques et plus particulièrement les cristaux photoniques unidimensionnels. Nous nous sommes orientés à des aperçus liés aux matériaux à bande interdite photonique qui sont évidemment inspiré par la nature. En parallèle, nous avons présenté le principe d'un cristal photonique unidimensionnel dit miroir de Bragg basé sur le phénomène de diffraction multiple de la lumière et leurs propriétés physiques et géométriques. Après on a montré l'analogie entre l'équation de Schrödinger et l'équation de propagation des ondes électromagnétique.

Certainement, avant d'étudier n'importe qu'elle structure cristalline, il est judicieux d'analyser la structure de bande pour le choix correct des paramètres d'entrée. En effet, à partir de la structure de bande qui présente les relations de dispersions de différents modes, on peut synthétiser notre structure. Par conséquent, la majorité des applications découlent de la bande interdite apparu comme propriété intéressante aussi présente dans le monde des cristaux photoniques.

Le prochain chapitre sera entièrement consacré aux méthodes numériques répandues pour résoudre des problèmes électromagnétiques périodiques, la matrice de transfert sera traitée en détail.

Chapitre 2

Méthodes de modélisation

2.1 Introduction

La modélisation électromagnétique des propriétés des cristaux photoniques nécessite en général un gros investissement en programmation et en analyse numérique. A partir de là, plusieurs méthodes de résolution du problème sont applicable tel que la méthode de matrice de transfert qui peut être appliquée judicieusement à des cas spécifiques des structures unidimensionnelles. Ce chapitre est consacré aux méthodes numériques généralement utilisés pour décrire la propagation des ondes électromagnétiques dans les cristaux photoniques.

2.2 Méthodes de Modélisation des cristaux photoniques

D'une manière générale, la modélisation numérique ou analytique des cristaux photoniques passe par le calcul des structures de bandes interdites, de la transmission et de la réflexion en fonction de la taille finie ou infinie de la structure.

Plusieurs méthodes de modélisation de cristaux photoniques sont utilisées pour déterminer les paramètres des structures et d'analyser la propagation du champ électromagnétique pour le calcul de la transmission et de la réflexion.

Tableau 2 – Quelques méthodes les plus utilisées pour la simulation des cristaux photoniques.

Les Cristaux photoniques									
Infinis						Finis			
Décomposition en ondes planes			Matrices de transfert			Différences finies dans le domaine temporel			Théorie des modes couplés
1D	2D	3D	1D	2D	3D	1D	2D	3D	1.5 -2.5D propagation hors plan

2.2.1 Méthode des réseaux de diffraction

Le cristal photonique est considéré comme un ensemble de réseaux de diffraction successifs. Cette méthode permet de décomposer les champs dans chaque région séparant ces réseaux et applique la théorie des réseaux pour relier les coefficients de cette décomposition d'une région à l'autre. Le système matriciel obtenu permet d'établir la matrice de diffusion qui caractérise le milieu [33]. L'intérêt de cette méthode est qu'elle permet de calculer les modes guidés et leurs pertes intrinsèques.

2.2.2 Méthode des modes couplés

Cette méthode permet la simulation de la propagation de l'onde guidée à travers une perturbation périodique de l'indice effectuée le long de la direction de propagation (cas d'un cristal photonique). Elle permet également d'évaluer l'influence des paramètres géométriques (pas du réseau, dimension de la structure ...) sur la transmission et la réflexion. L'intérêt de cette méthode est l'étude de la propagation de la lumière dans les hétéro-structures et les structures à guides combinées aux cristaux photoniques (CP 2.5D).

La théorie des modes couplés permet une description intuitive des échanges d'énergie dans les hétéro-structures guidantes mais la résolution analytique du problème est complexe. [34].

2.2.3 Méthode des matrices de transfert (TMM)

C'est la méthode la plus appropriée pour étudier les structures multicouche unidimensionnelle. La structure est divisée en une succession de couches, et une matrice de transfert permet de relier les champs dans une couche à ceux de la couche précédente [35].

Notons que nous avons utilisée au cours de ce travail « la méthode des matrices de transfert »

2.3 Les coefficients de Fresnel complexes

L'amplitude du champ électrique d'une onde plane de pulsation w se propageant suivant la direction x s'écrit :

$$\vec{E} = \vec{E}_0 \exp i(\omega t - \vec{k}\vec{r}) \quad (2.1)$$

En utilisant les équations de Maxwell et les relations constitutives du milieu, la relation de dispersion s'écrit :

$$k^2 = \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_r \quad (2.2)$$

Avec $\varepsilon_r = (n - ik)^2$ la constante diélectrique. L'expression du champ magnétique peut être déduite de celle du champ électrique dans le cas d'un matériau non magnétique :

$$\vec{H} = \frac{\vec{B}}{\mu_0} = \frac{\vec{k} \wedge \vec{E}}{\mu_0 \omega} \quad (2.3)$$

et les amplitudes complexes sont reliées par :

$$\vec{H} = \frac{\tilde{n}}{\mu_0 c} \vec{E} \quad (2.4)$$

Où \tilde{n} est l'indice complexe de la couche.

Les coefficients de réflexion et de transmission en amplitude à l'interface de deux milieux sont :

$$r = \frac{E_r}{E_i} \text{ et } t = \frac{E_t}{E_i}$$

où E_i, E_r, E_t sont respectivement les champs incidents, réfléchi et transmis.

Pour la modélisation matricielle, nous avons besoin de connaître les coefficients de réflexion et de transmission d'une couche pour une incidence quelconque. En polarisation TE (transverse électrique), le champ électrique \vec{E} perpendiculaire au plan d'incidence et en polarisation TM (transverse magnétique), il est parallèle.

2.4 L'état de polarisation des ondes électromagnétique

2.4.1 Polarisation TE

Considérons deux milieux notés 0 et 1, l'onde incidente issue du milieu 0 est polarisée rectilignement. Les faisceaux incidents, réfléchi et transmis ainsi que la direction de leurs champs \vec{E} et \vec{H} et leurs vecteurs d'onde \vec{k} respectifs sont représentés sur la figure 12. Seules les composantes des champs électriques (incident, réfléchi et transmis) suivant l'axe y sont non nulles, elles sont de la forme :

$$\begin{cases} E_{iy} = E_i \exp j(\omega t - \vec{k}_i \cdot \vec{r}) \\ E_{ry} = r E_i \exp j(\omega t - \vec{k}_r \cdot \vec{r}) \\ E_{ty} = t E_i \exp j(\omega t - \vec{k}_t \cdot \vec{r}) \end{cases} \quad (2.5)$$

A l'interface, les conditions de continuité sur \vec{E} et \vec{H} s'écrivent :

$E_{iy} + E_{ry} = E_{ty}$, soit :

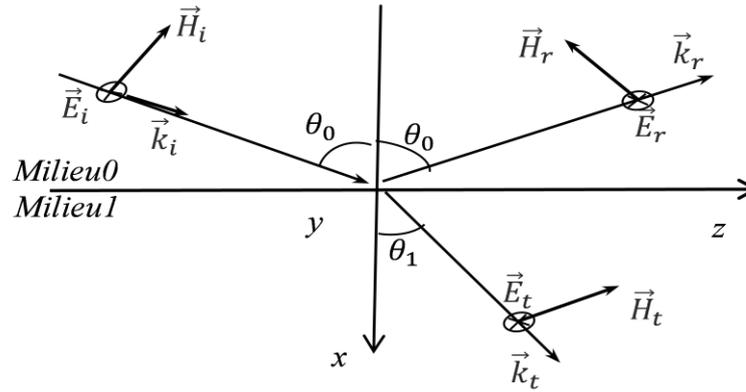


Figure 12 – Direction de \vec{E} , \vec{H} , \vec{k} des faisceaux incidents, réfléchi et transmis en polarisation TE

$$1 + r = t \quad (2.6)$$

et $H_{iz} - H_{rz} = H_{tz}$ soit :

$$\tilde{n}_0 \cos \theta_0 - \tilde{n}_0 r \cos \theta_0 = \tilde{n}_1 t \cos \theta_1 \quad (2.7)$$

En résolvant les équations 2.6 et 2.7, on obtient les coefficients de Fresnel :

$$r = \frac{\tilde{n}_0 \cos \theta_0 - \tilde{n}_1 \cos \theta_1}{\tilde{n}_0 \cos \theta_0 + \tilde{n}_1 \cos \theta_1} \quad (2.8)$$

$$t = \frac{2\tilde{n}_0 \cos \theta_0}{\tilde{n}_0 \cos \theta_0 + \tilde{n}_1 \cos \theta_1} \quad (2.9)$$

2.4.2 Polarisation TM

Comme dans le cas précédent, les directions de \vec{E} , \vec{H} , \vec{k} et sont représentées sur la figure 13.

Les conditions de continuité des champs \vec{E} et \vec{H} au point O s'écrivent :

$$E_{iz} - E_{rz} = E_{tz}$$

Soit :

$$E_i \cos \theta_0 - r E_i \cos \theta_0 = t E_i \cos \theta_1 \quad (2.10)$$

et $-H_{iy} - H_{ry} = -H_{ty}$ soit :

$$\tilde{n}_0 E_i + \tilde{n}_0 r E_i = \tilde{n}_1 t E_i \quad (2.11)$$

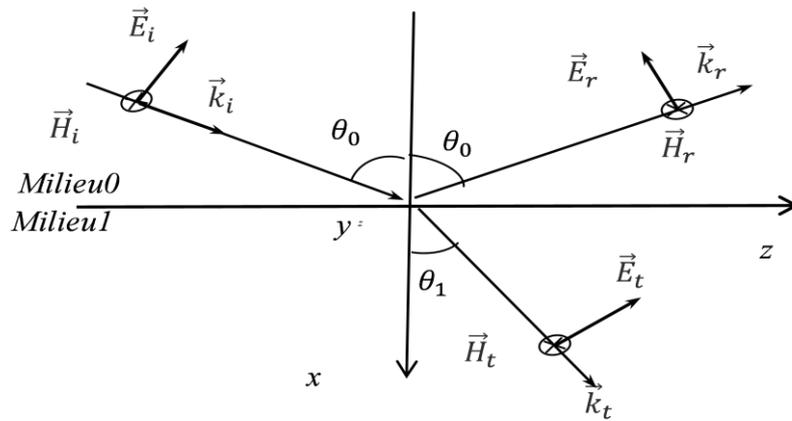


Figure 13 – Direction de \vec{E} , \vec{H} , \vec{k} des faisceaux incidents, réfléchi et transmis en polarisation TM

En résolvant les équations 2.10 et 2.11, on obtient les coefficients de Fresnel :

$$r = \frac{\tilde{n}_1 \cos \theta_0 - \tilde{n}_0 \cos \theta_1}{\tilde{n}_1 \cos \theta_0 + \tilde{n}_0 \cos \theta_1} \quad (2.12)$$

$$t = \frac{2\tilde{n}_0 \cos \theta_0}{\tilde{n}_1 \cos \theta_0 + \tilde{n}_0 \cos \theta_1} \quad (2.13)$$

2.5 Formalisme matriciel

Afin de calculer la réponse optique de structures multicouches nous utilisons le modèle matriciel développé par Azzam et Bashara [34]. Cette méthode consiste à représenter chaque interface par une matrice interface et chaque couche par une matrice couche. Le produit de toutes ces matrices interfaces et couches nous donnera une matrice totale à partir de laquelle seront déduites la réflectivité, la transmission et l'absorption de la structure complète. Ce calcul est basé sur la linéarité des équations de Maxwell et des relations constitutives des milieux et sur le fait que la continuité de la composante tangentielle des champs à travers une interface entre deux milieux isotropes peut se traduire par une matrice 2×2 .

Pour introduire la méthode matricielle, nous considérons un cas général de propagation d'onde plane des deux côtés d'une interface diélectrique, nous pouvons écrire le champ électrique comme :

$$E = \begin{cases} (A_1 e^{-ik_{1x}x} + B_1 e^{-ik_{1x}x}) e^{-i\beta x} & \text{milieu 1} \\ (A_2 e^{-ik_{2x}x} + B_2 e^{-ik_{2x}x}) e^{-i\beta x} & \text{milieu 2} \end{cases} \quad (2.14)$$

Où A_1, A_2 sont les amplitudes de l'onde qui se propage à droite et B_1, B_2 sont les amplitudes de l'onde qui se propage à gauche.

Baser sur la définition des coefficients de transmission et de réflexion associés à l'interface (Figure 14 –(a)), les amplitudes sont liées par les équations suivantes :

$$\begin{cases} B_1 = A_1 r_{12} + B_2 t_{21} \\ A_2 = A_1 t_{12} + B_2 r_{21} \end{cases} \quad (2.15)$$

Où r_{12}, r_{21}, t_{12} et t_{21} sont les coefficients de réflexion et de transmission de Fresnel . La résolution de l'équation (2.15) donne :

$$\begin{cases} A_1 = \frac{1}{t_{12}} A_2 - \frac{r_{21}}{t_{12}} B_2 \\ B_1 = \frac{r_{12}}{t_{12}} A_2 + \left(t_{21} - \frac{r_{12} r_{21}}{t_{12}} \right) B_2 \end{cases} \quad (2.16)$$

En utilisant : $r_{12} = -r_{21}$ et $t_{21} = (1 - r_{12}^2) \frac{1}{t_{12}}$

Ces relations se simplifient

$$\begin{cases} A_1 = \frac{1}{t_{12}} A_2 + \frac{r_{12}}{t_{12}} B_2 \\ B_1 = \frac{r_{12}}{t_{12}} A_2 + \frac{1}{t_{12}} B_2 \end{cases} \quad (2.17)$$

Finalement la matrice interface est de la forme :

$$\begin{bmatrix} A_1 \\ B_1 \end{bmatrix} = \frac{1}{t_{12}} \begin{bmatrix} 1 & r_{12} \\ r_{12} & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A_2 \\ B_2 \end{bmatrix} = I_{12} \begin{bmatrix} A_2 \\ B_2 \end{bmatrix} \quad (2.18)$$

Nous avons maintenant besoin d'une matrice décrivant la propagation des ondes d'une extrémité de la couche homogène à l'autre.

Soit une couche homogène d'indice n et d'épaisseur d (Figure 14 –(b)), les champs électriques peuvent être reliés aux deux extrémités par la relation :

$$\begin{bmatrix} A \\ B \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} e^{i\beta} & 0 \\ 0 & e^{-i\beta} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A' \\ B' \end{bmatrix} = L \begin{bmatrix} A' \\ B' \end{bmatrix} \quad (2.19)$$

Où A et B sont les amplitudes de champs à l'extrémité gauche du milieu, tandis que A' et B' sont les amplitudes de champs à l'extrémité droite du milieu, et β le déphasage donné par :

$$\beta = \frac{2\pi}{\lambda_0} nd \cos \theta \quad (2.20)$$

Où θ est l'angle d'incidence, la matrice diagonal L est la matrice couche. Pour les milieux sans perte, la matrice couche est unitaire.

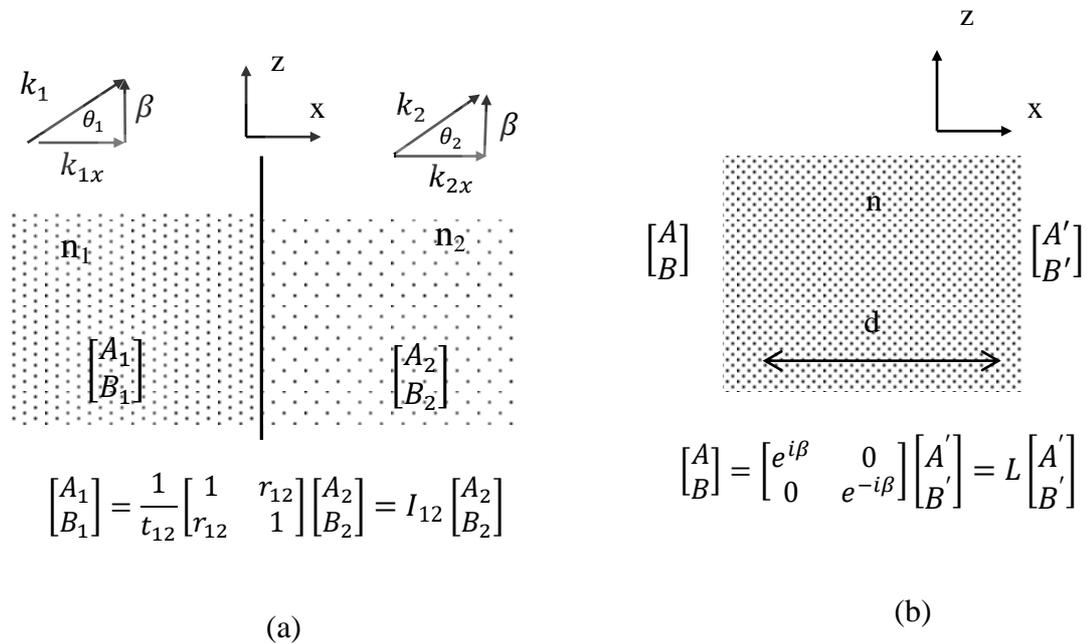


Figure 14 – (a) Une matrice interface entre de milieux (b) Matrice d'une couche homogène

Maintenant la matrice interface et la matrice couche peuvent être utilisées pour traiter une structure multicouche. Ceci est illustré sur figure 15 représentant un empilement de m couches entre deux milieux semi-fini d'indice de réfraction n_0 et n_{m+1} .

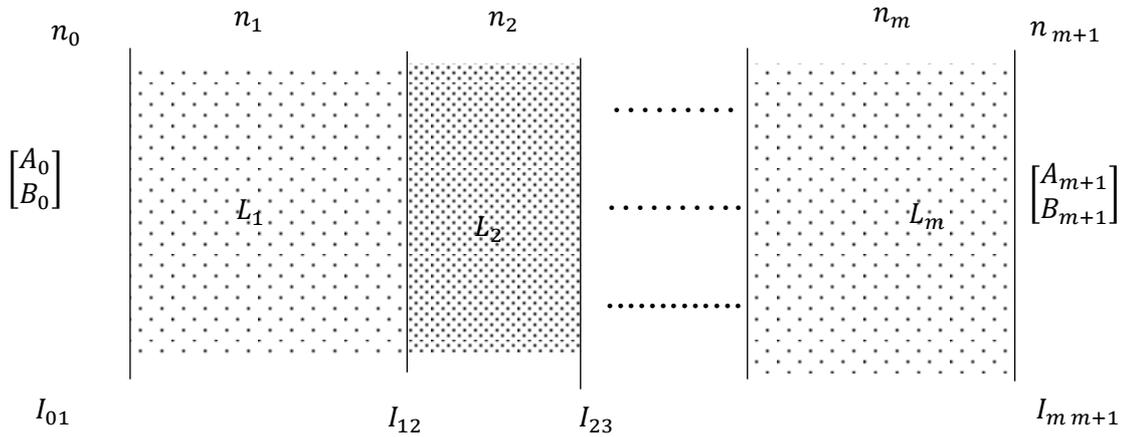
La matrice I_{01} représente l'interface entre l'air et la première couche et la matrice L_1 représente la première couche.

Les amplitudes (A_0, B_0) du milieu 0 sont liés aux amplitudes (A_{m+1}, B_{m+1}) par la relation suivante :

$$\begin{bmatrix} A_0 \\ B_0 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} M_{11} & M_{12} \\ M_{21} & M_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A_{m+1} \\ B_{m+1} \end{bmatrix} = M \begin{bmatrix} A_{m+1} \\ B_{m+1} \end{bmatrix} \quad (2.21)$$

Où M est une matrice (2×2) obtenu par la multiplication des matrices interfaces I et les matrices couches L.

$$M = I_{01}L_1I_{12}L_2I_{23}\dots\dots\dots L_mI_{m+1} \quad (2.22)$$



$$\begin{bmatrix} A_0 \\ B_0 \end{bmatrix} = I_{01}L_1I_{12}L_2I_{23}\dots\dots\dots L_mI_{m+1} \begin{bmatrix} A_{m+1} \\ B_{m+1} \end{bmatrix} = M \begin{bmatrix} A_{m+1} \\ B_{m+1} \end{bmatrix}$$

Figure 15 – Matrice de transfert d’une structure à m couches.

On note que la matrice couche est indépendante de l’état de polarisation, alors que la matrice interface dépend de l’état de polarisation. En utilisant les propriétés de symétrie de la matrice interface et les propriétés unitaire de la matrice couche, on peut montrer que :

$$M_{21} = M_{12}^* \text{ et } M_{22} = M_{11}^* \quad (2.23)$$

Pour les structures multicouches sans perte, on utilisant les équations ainsi que les coefficients de réfraction et de transmission de Fresnel, le déterminant peut être écrit comme suit :

$$|M| = \frac{k_{n+1x}}{k_{0x}} \quad (2.24)$$

$$I_{12} = \begin{cases} \frac{1}{2k_{1x}} \begin{bmatrix} k_{1x} + k_{2x} & k_{1x} - k_{2x} \\ k_{1x} - k_{2x} & k_{1x} + k_{2x} \end{bmatrix} & \text{polarisation } S \\ \frac{1}{2n_1n_2k_{1x}} \begin{bmatrix} n_1^2k_{2x} + n_2^2k_{1x} & n_1^2k_{2x} - n_2^2k_{1x} \\ n_1^2k_{2x} - n_2^2k_{1x} & n_1^2k_{2x} + n_2^2k_{1x} \end{bmatrix} & \text{polarisation } P \end{cases}$$

Avec k_x est le vecteur d'onde suivant la direction x

$$k_x = \sqrt{(n\omega/c)^2 - \beta^2} = (n\omega/c) \cos \theta$$

En termes d'angle

$$I_{12} = \begin{cases} \frac{1}{2n_1 \cos \theta_1} \begin{bmatrix} n_1 \cos \theta_1 + n_2 \cos \theta_2 & n_1 \cos \theta_1 - n_2 \cos \theta_2 \\ n_1 \cos \theta_1 - n_2 \cos \theta_2 & n_1 \cos \theta_1 + n_2 \cos \theta_2 \end{bmatrix} & \text{Polarisation S} \\ \frac{1}{2n_1 \cos \theta_1} \begin{bmatrix} n_1 \cos \theta_2 + n_2 \cos \theta_1 & n_1 \cos \theta_1 - n_2 \cos \theta_2 \\ n_1 \cos \theta_2 - n_2 \cos \theta_1 & n_1 \cos \theta_2 + n_2 \cos \theta_1 \end{bmatrix} & \text{Polarisation P} \end{cases}$$

Dans le cas d'une incidence normale, les deux polarisations S et P sont identiques ; la matrice interface devient :

$$I_{12} = \frac{1}{2n_1} \begin{bmatrix} n_1 + n_2 & n_1 - n_2 \\ n_1 - n_2 & n_1 + n_2 \end{bmatrix} \quad (2.25)$$

Une fois la matrice obtenue, les coefficients de transmission et de réflexion de la structure multicouches peuvent être calculés comme suit. Supposons A_0 est l'amplitude du faisceau incident et B_0 celle du faisceau réfléchi, A_{m+1} est celle du faisceau transmis, on considère que $B_{m+1} = 0$ si le faisceau incident est lancé depuis le côté gauche ces amplitudes sont liées par, selon

$$\begin{cases} A_0 = M_{11}A_{m+1} \\ B_0 = M_{21}A_{m+1} \end{cases} \quad (2.26)$$

Les coefficients de réflexion et de transmission en amplitude sont donc :

$$t = \left(\frac{A_{m+1}}{A_0} \right)_{B_{m+1}=0} = \frac{1}{M_{11}} \quad (2.27)$$

$$r = \left(\frac{B_0}{A_0} \right)_{B_{m+1}=0} = \frac{M_{21}}{M_{11}} \quad (2.28)$$

Lorsque le faisceau incident est lancé depuis le côté droit les coefficients de réflexion et de transmission seront données par :

$$t' = \left(\frac{B_0}{B_{m+1}} \right)_{A_0=0} = \frac{|M|}{M_{11}} \quad (2.29)$$

$$r' = \left(\frac{A_{m+1}}{B_{m+1}} \right)_{A_0=0} = -\frac{M_{21}}{M_{11}} \quad (2.30)$$

Les expressions suivantes donnent les coefficients de réflexion et transmission en intensité :

$$R = rr^* = |r|^2 = \left| \frac{M_{21}}{M_{11}} \right|^2 \quad (2.31)$$

$$T = \frac{n_{m+1}}{n_0} tt^* = \frac{n_{m+1}}{n_0} |t|^2 = \frac{n_{m+1}}{n_0} \left| \frac{1}{M_{11}} \right|^2 \quad (2.32)$$

En considérant que le rendement de luminescence est très faible et en négligeant la diffusion dans le matériau, l'absorption peut être déterminée par la relation suivante :

$$A = 1 - R - T \quad (2.33)$$

2.6 Avantages et inconvénients de la matrice de transfert(TMM)

La méthode de matrice de transfert a de nombreux avantages. C'est un algorithme très utile, très approprié pour les calculs de réflectivité et de transmission de structures multicouches. Il peut prendre des valeurs pour l'indice de réfraction qui sont réelles ou complexes. Un indice de réfraction réel représente un matériau sans perte tandis qu'un indice de réfraction complexe peut représenter l'un des deux types de matériaux. Si la partie imaginaire de l'indice de réfraction complexe est négative, alors le matériau est absorbant. Si c'est positif alors c'est une indication d'avoir un milieu de gain.

La méthode de matrice de transfert peut également gérer n'importe quel nombre de couches dans une structure multicouche. De plus, ces couches peuvent être ordonnées de n'importe quelle manière et il n'est pas nécessaire qu'elles soient périodiques. Même si elles sont périodiques, la cellule unitaire répétée ne doit pas être composée de deux couches seulement, mais d'un nombre quelconque de couches. Il n'y a également aucune restriction sur l'épaisseur de n'importe quelle couche. L'épaisseur et l'indice de réfraction de chaque couche peuvent être définis indépendamment. Cela rend la TMM la plus appropriée pour la

modélisation des structures formées par différentes multicouches périodiques. La méthode de matrice de transfert peut gérer des structures présentant un contraste d'indice élevé entre les couches.

La méthode de matrice de transfert a également quelques inconvénients. Par exemple, il suppose que le plan perpendiculaire à la direction de propagation est infini, ce qui signifie que chaque couche dans une structure multicouche s'étend indéfiniment dans ses deux dimensions. Bien sûr, c'est irréaliste, donc les couches qui sont modélisées doivent être assez larges pour éviter les erreurs de cette hypothèse. La méthode de matrice de transfert calcule le champ dans toute la structure en le propageant d'une couche à l'autre par des relations matricielles. Un autre inconvénient du TMM est qu'elle est limitée à la propagation d'onde continue et ne peut pas gérer la propagation d'impulsions. Pour modéliser les impulsions, la méthode de matrice de transfert doit être combinée avec la transformée de Fourier. Les impulsions sont mieux modélisées avec d'autres techniques telles que la méthode du domaine temporel des différences finies.

2.7 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté en détail la méthode de la matrice de transfert employée pour tracer les réponses spectrales en termes de transmission d'un cristal photonique unidimensionnel CP-1D.

En effet, la méthode de la matrice de transfert est la méthode numérique la plus appropriée pour l'étude des structures photoniques unidimensionnelle, cette méthode consiste à présenter chaque couche par une matrice couche et chaque interface par une matrice interface. Le produit de toutes ces matrices interface et couche nous donnera une matrice total à partir de laquelle seront déduite la réflectivité, la transmission et l'absorption de la structure complète.

Chapitre 3

Résultats et Discussions

3.1 Introduction

Ce dernier chapitre est consacré à l'étude mathématique et théorique de la réponse optique des structures multicouches, et pour cela nous avons développé un programme basé sur la méthode de la matrice de transfert permettant de calculer rapidement l'effet des différents paramètres opto-géométriques. Tous d'abord nous avons évalué la performance du programme développé. Puis nous avons expliqués l'influence des différents paramètres en discutant les graphes obtenus. Enfin, on termine par une petite conclusion.

3.2 Algorithme de calcul

Suivant l'algorithme représenté sur la figure 16 nous avons développé un programme sous Maple nous permettant de calculer rapidement la réponse optique de structures multicouches.

La simulation et l'étude du comportement optique des structures multicouches ont été réalisées avec un programme spécialement développé. Le comportement optique des structures multicouches est caractérisé par les spectres de réflexion, de transmission et d'absorption.

Le programme réalisé calcule toutes ces caractéristiques en utilisant la méthode de la matrice de transfert. Cette méthode est l'une des premières méthodes utilisées, car elle est facile à comprendre et très simple à mettre en œuvre. Elle peut être utilisée pour étudier les structures périodiques à une, deux et trois dimensions.

Tous les graphes présentés dans ce chapitre ont été tracés en utilisant le logiciel Origin.

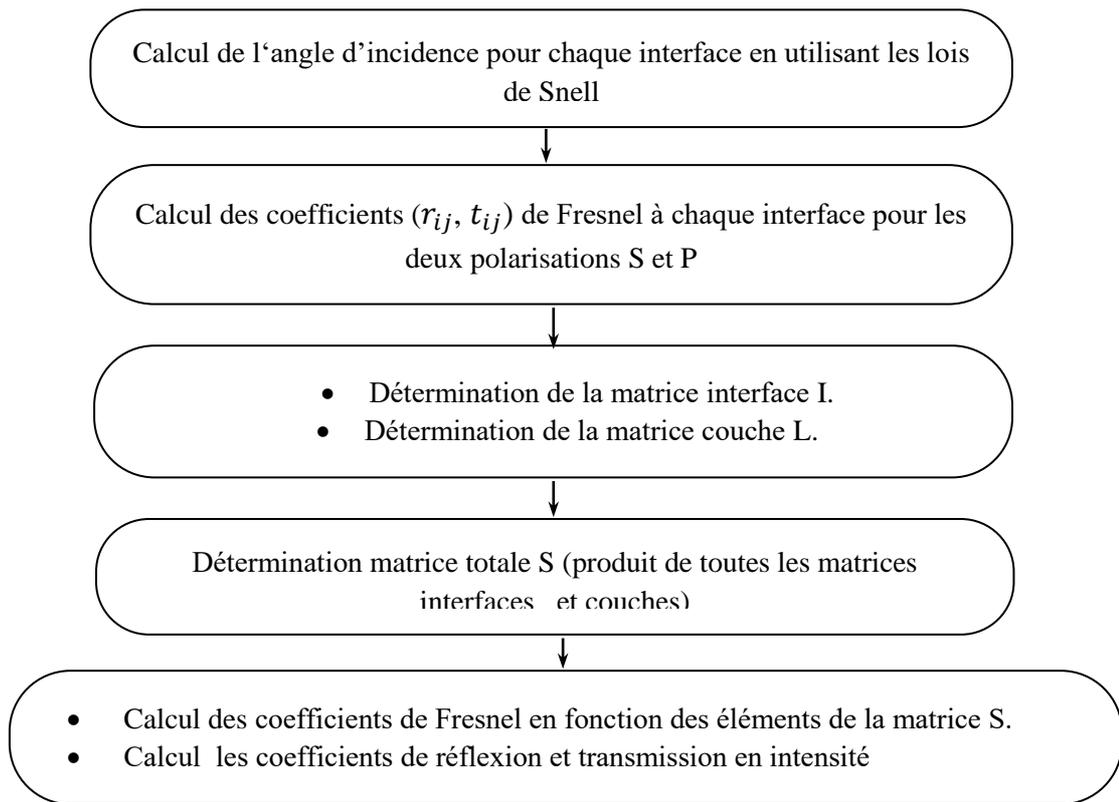


Figure 16 – Algorithme de calcul de la réponse optique de structures multicouches utilisant la méthode de la matrice de transfert.

3.3 Performance de programme développé

Afin d'évaluer la performance du programme, un des miroirs de Bragg présenté par Arafa H. Aly et al [37,38], est simulé avec les mêmes paramètres utilisés par ces auteurs. Les paramètres composant le miroir de Bragg rapporté sont indiqués dans le tableau 3. La structure simulée est schématisé comme la montre la figure 17

Tableau 3 – Les paramètres constituent la structure simulée.

Paramètre	Nombre période f	Indice de l'air n_0	Indice du substrat n_s	Indice du milieu 1 Na ₃ AlF ₆	Indice du milieu 2 Si	Epaisseur du milieu1 a	Epaisseur du milieu2 b
valeur	10	1	1.5	1.34	3.46	150	100

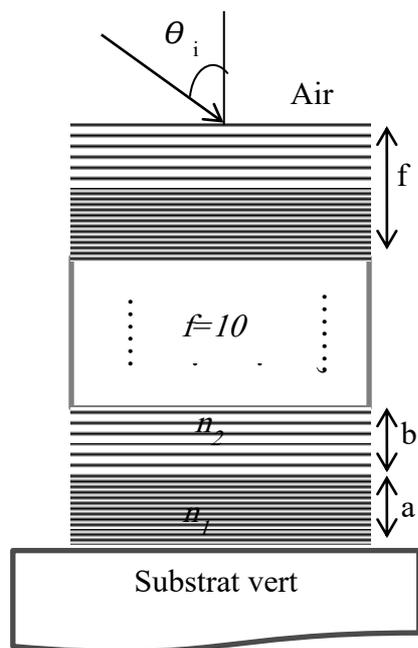


Figure 17 Schéma d'un miroir de Bragg constitué d'un milieu diélectrique périodique fini.

Pour les simulations, on n'a pas considéré d'absorption. Le spectre de transmission obtenu est représenté sur la figure 18 en le comparant avec celui rapporté dans la littérature par Arafa H. Aly représenté sur figure 19.

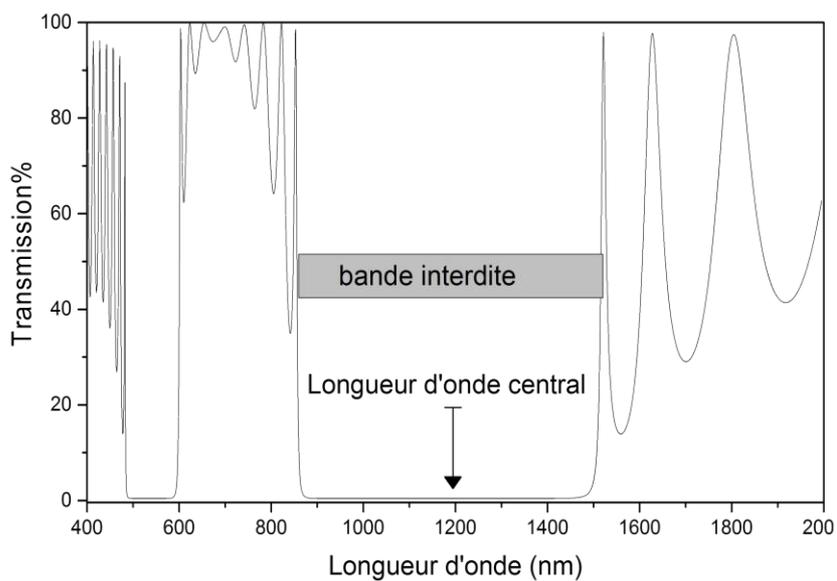


Figure 18 – Spectre transmission d'un cristal photonique unidimensionnel avec $n_1 = 1.34$, $n_2 = 3.4$, $a = 150$ nm, $b = 100$ nm, $f = 10$, and $\theta = 0^\circ$.

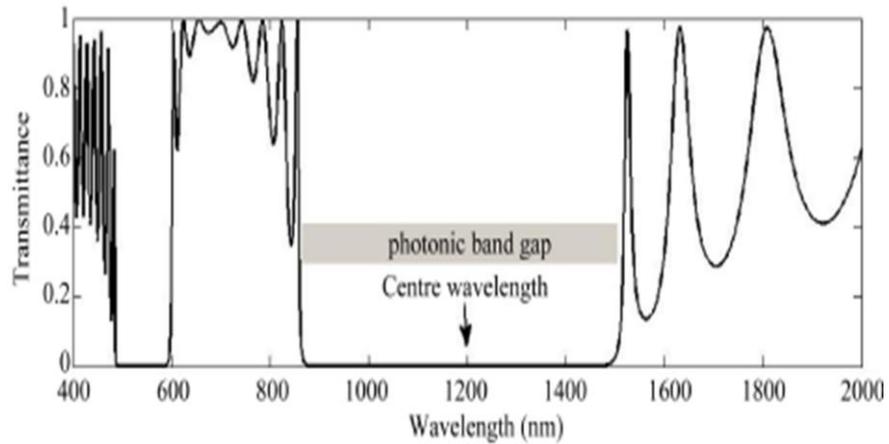


Figure 19 – Spectre de transmission calculé d'un cristal photonique diélectrique [37].

Nous remarquons que les courbes sont identiques sur toute la gamme spectrale. La largeur de la bande interdite trouvée par notre calcul est également similaire à celle obtenue par [37].

Le programme développé a été réalisé pour étudier théoriquement l'influence des différents paramètres opto-géométriques sur la réponse optique d'un miroir de Bragg. Ces paramètres sont: le contraste d'indice, nombre de période f , l'épaisseur des couches, l'état de polarisation, l'angle d'incidence.

3.4.1 L'effet du contraste d'indice

Ce paramètre est défini comme le rapport entre les indices de réfraction des matériaux qui constitue le cristal.

Dans cette section, nous avons étudié l'impact du contraste d'indice dans un cristal photonique unidimensionnel constitué de 20 couches alternées de deux matériaux différents (Cryolite, $n_1=1.34$ / Al_2O_3 , $n_2=1.7$), (Cryolite, $n_1=1.34$ / SiO_2 , $n_2=2.3$), (Cryolite, $n_1=1.34$ / GaAs, $n_2=3.46$), d'épaisseurs $a=150$, $b=100$, dans la gamme 400-2000 nm. Pour une incidence

normale aux couches, les spectres de réflexion en fonction de la longueur d'onde sont donnés par la figure 20.

Nous remarquons bien que la variation de la différence d'indice de réfraction influe sur la largeur, la position et le nombre des bandes interdites, pour $\Delta n = 0.36$ nous constatons qu'il

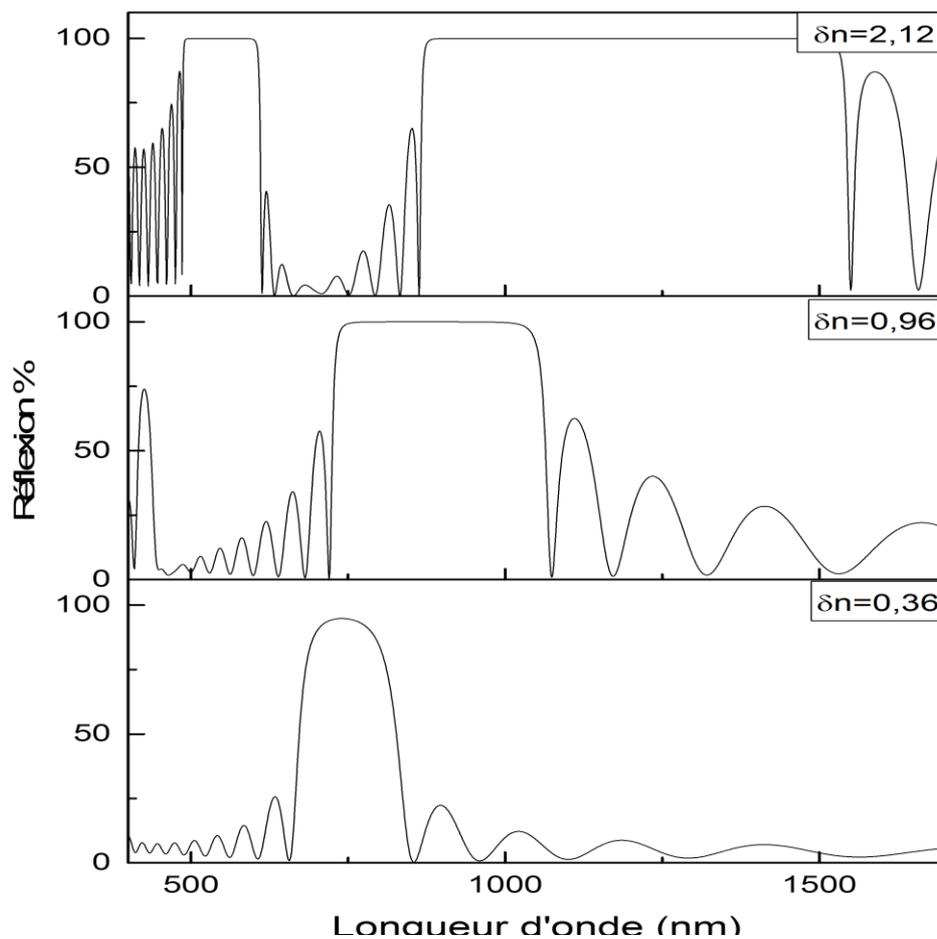


Figure 20 – Spectre de réflexion d'un cristal photonique unidimensionnel explique l'effet de contraste d'indice

existe une seule BIP située entre 650- 850nm et puis avec l'augmentation de Δn on remarque que la largeur de la bande interdite augmente et se déplace vers les plus grandes longueurs d'onde [39]. Nous observons aussi l'apparition d'une nouvelle bande interdite pour $\Delta n=2.12$, située entre 500-600 nm.

Il faut aussi noter que plus le contraste d'indice est important, plus le nombre de paires de couches nécessaires sera faible pour un même coefficient de réflexion comme présenté sur la figure 21.

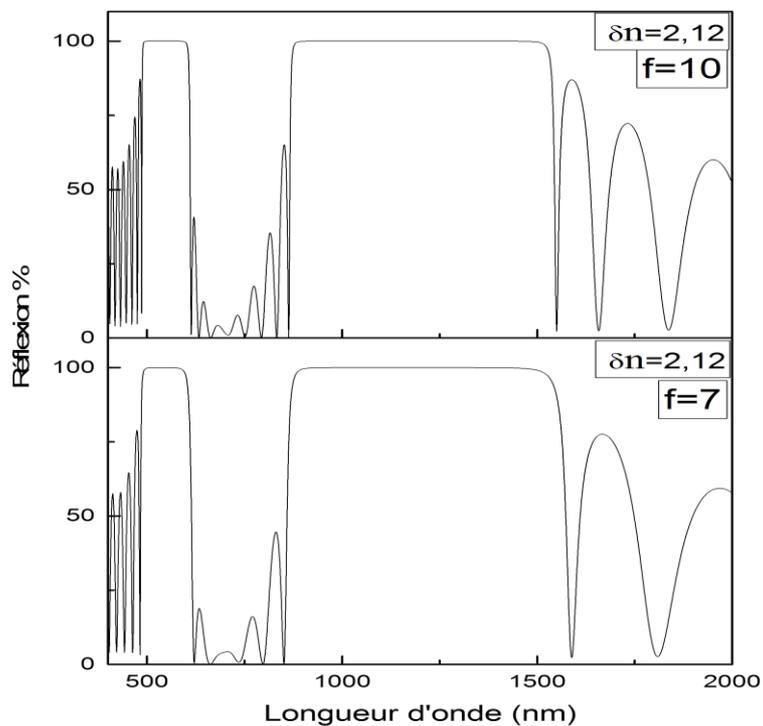


Figure 21 – Spectre de réflexion d'un cristal photonique unidimensionnel explique l'effet similaire en utilisant un fort contraste d'indice et faible nombre de période.

Le contraste d'indice entre les couches n_1 et n_2 a une influence considérable sur la largeur et la position de la bande interdite, et sur spectre de réflexion. Un fort contraste d'indice permettra d'obtenir une bande interdite large et un taux de réflectivité élevé pour un faible nombre de périodes.

3.4.2 L'effet de nombre de période f

C'est le nombre de multicouches périodiques empilées qui forment la structure multicouche, ce nombre peut aller de 1 à m bicouches.

Pour étudier l'effet de la période f sur la bande interdite, nous avons simulé un cristal photonique 1D, constitué de deux matériaux diélectriques la Cryolite et le GaAs dont les indices de réfraction et les épaisseurs sont $n_1 = 1.34$, $a = 150$ nm et $n_2 = 3.46$, $b = 100$ nm respectivement. L'angle d'incidence et l'indice du substrat sont maintenues fixes ($\theta=0^\circ$ $n_s=1.5$ (substrat du verre)).

La Figure 22 représente les spectres de réflexions dans la gamme spectrale 600-1600 nm pour $f = 5, 10, 15$ et 20 . On peut voir que les oscillations des spectres de réflexion deviennent plus denses avec l'augmentation du nombre de périodes [34,40]. Lorsque l'on augmente le nombre de périodes de 5 à 15, la bande interdite devient plus marquée et sa largeur diminue, ce qui signifie que le filtre deviendra de plus en plus sélectif. Au-delà de 15 périodes la position et la largeur de la bande interdite restent les mêmes, autour de 850 nm et 1550 nm.

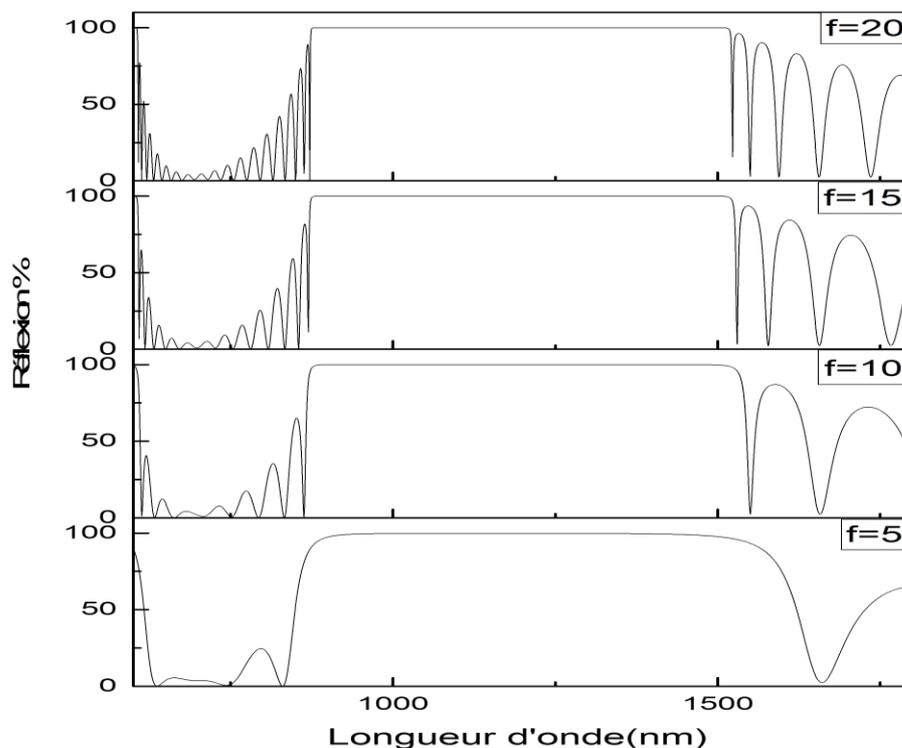


Figure 22 – Spectre de réflexion d'un cristal photonique unidimensionnel explicite l'effet de nombre de période.

3.4.3 L'effet de l'épaisseur des couches

L'effet de l'épaisseur des couches diélectriques du cristal photonique 1D peut être facilement obtenu. Pour cela le nombre de période et l'épaisseur du premier milieu diélectrique (Cryolite, $n_1 = 1.34$) sont maintenus fixes à savoir $f=10$, $a = 100$ nm, l'épaisseur b du deuxième milieu (GaAs, $n_2 = 3.46$) varie de 100 à 200 nm. Les spectres de réflexion de PC 1D avec les différentes épaisseurs dans la gamme 400-2500 nm sont représentés sur la figure 23. On observe clairement qu'avec l'augmentation progressive de l'épaisseur b , le nombre de BIP augmente, et la BIP dans la longueur d'onde 700-800 nm se déplace vers les plus grandes longueurs d'ondes. En conséquence, seules les BIP dans les courtes longueurs d'onde restent, et leur largeur se rétrécit rapidement comme l'épaisseur b diminue[40]. En outre, il y a une positive corrélation entre la densité de la courbe de réflexion et l'épaisseur de la couche diélectrique.

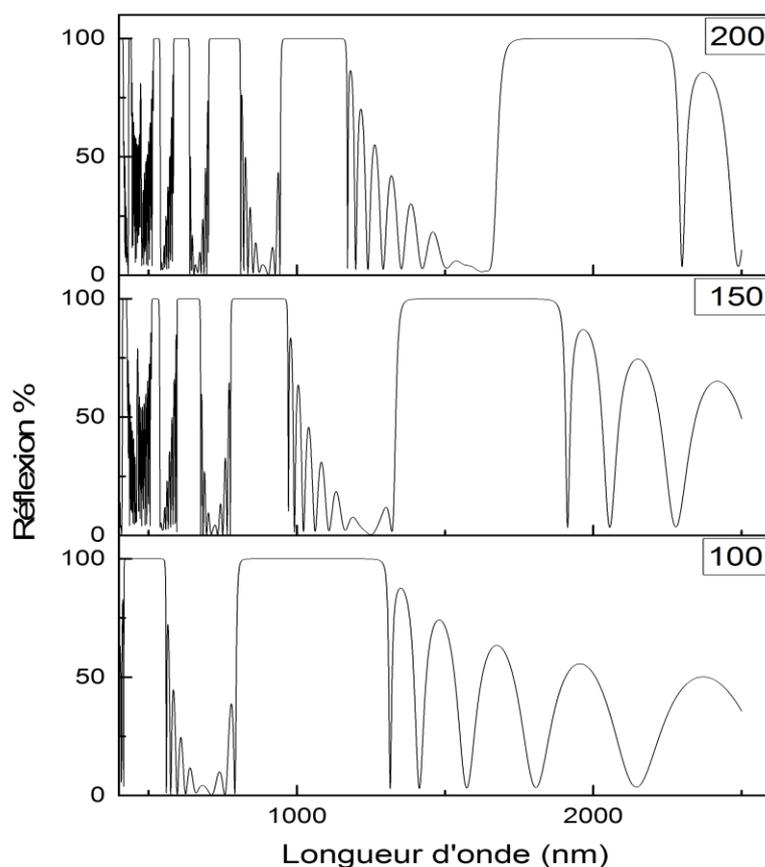


Figure 23 – Spectre de réflexion d'un cristal photonique unidimensionnel explique l'effet de l'épaisseur de la deuxième couche b .

3.4.4 L'effet de polarisation et l'angle d'incidence

Pour discuter les effets de la polarisation et de l'angle d'incidence sur la réflexion de la structure multicouche, nous avons choisis deux angles d'incidence différentes $\theta_1=30^\circ$ et $\theta_2= 60^\circ$ en tenant compte des paramètres indiqués dans le tableau 4.

Comme le montre la figure 24, dans le cas de l'incidence normale, les deux modes TE et TM présentent une bande interdite similaire. Donc l'effet de la polarisation ne parait pas. Cependant, lorsque l'angle d'incidence est différente de 0° , il existe une différence entre les deux modes TE et TM.

L'effet de l'angle d'incidence θ sur la réflexion de la structure multicouche pour les deux modes TM et TE est représentée sur la figure 25.

Tableau 4 – Les paramètres constituent la structure utilisée.

Paramètre	Nombre de période f	Indice de l'air n_0	Indice du substrat n_s	Indice du milieu 1 Cryolite	Indice du milieu 2 GaAs
Valeur	10	1	1.5	1.34	3.46

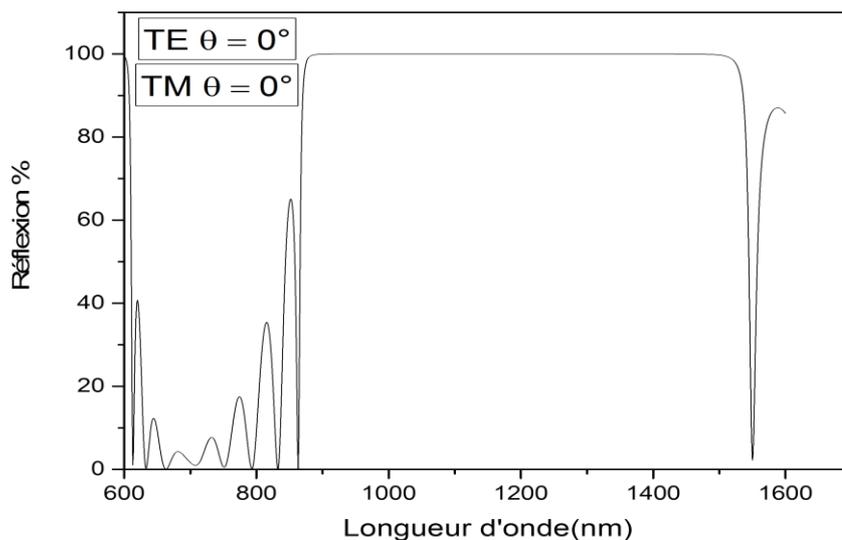


Figure 24 – Spectre de réflexion d'un cristal photonique unidimensionnel explique l'effet de polarisation à l'incidence normal.

Dans le cas de la polarisation TE, pour $\theta=30^\circ$ la largeur de la bande interdite est de 690 nm dans la gamme spectrale 850-1540nm, tandis que pour $\theta=60^\circ$ la largeur de la bande interdite est de 720 nm autour de 770-1490 nm. Nous remarquons que lorsque l'angle d'incidence augmente la largeur de la bande interdite devient plus étroite et le spectre de réflexion se déplace rapidement vers les plus petites longueurs d'onde comme le montre la figure 25.

Alors que dans la polarisation TM la largeur de la bande interdite se rétrécit avec l'augmentation de l'angle d'incidence; pour $\theta=30^\circ$ la largeur de la bande interdite est de 590 nm et se situe autour de 860-1450 nm, alors que pour $\theta=60^\circ$ la largeur de la bande interdite est de 410 nm dans la gamme 820-1440 nm. On peut également voir que lorsque l'angle d'incidence augmente, la réflexion spectrale diminue. Les bandes interdites pour les deux polarisations ne coïncident pas en raison de la perte de la dégénérescence.

D'après les figures 25, nous avons observé que la polarisation TM est plus sensible au changement d'angle que la polarisation TE [37,41].

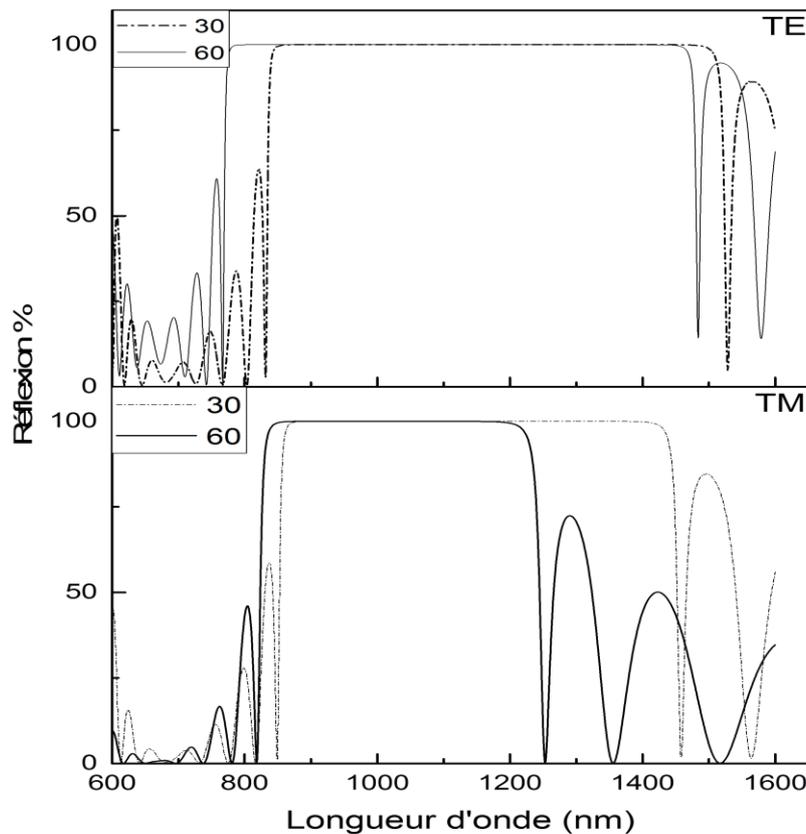


Figure 25 – Spectre de réflexion d'un cristal photonique unidimensionnel explique l'effet de polarisation en utilisant deux angles d'incidence différents $\theta_1=30^\circ$ et $\theta_2= 60^\circ$.

3.5 Conclusion

Nous avons démontré que la méthode de la matrice de transfert est une méthode mathématique très utile et simple pour la simulation de multicouches. Un programme basé sur cette méthode a été développé, il calcule les spectres de réflexion, de transmission et d'absorption. Pour évaluer la performance de programme développé, nous avons simulé un miroir de Bragg avec les mêmes paramètres utilisés par Arafa H. Aly et al [35]. Le spectre simulé est identique à celui rapporté dans la littérature, ce qui indique la validité de programme développé.

Nous avons étudié l'effet des paramètres opto-géométrique de la cellule élémentaire constituant le réseau périodique sur le comportement optique des structures multicouches.

Les paramètres qui peuvent être ajustés par l'utilisateur sont l'indice de réfraction, l'épaisseur des couches, le nombre de périodes, l'angle d'incidence et l'état de polarisation d'onde. Les résultats obtenus sont en bon accord avec ceux reportés dans la littérature. Ces paramètres influent généralement sur la largeur et la position de la bande interdite, ainsi que sur la densité du spectre de transmission et le nombre de bandes interdites dans une gamme spectrale donnée.

Conclusion Générale

Dans le cadre de ce travail, nous nous sommes intéressés essentiellement à l'étude théorique des cristaux photoniques et le développement d'un programme informatique de simulation, basé sur la méthode de la matrice de transfert, pour analyser ces structures.

Dans un premier temps, nous nous sommes focalisés sur l'étude théorique des matériaux à bande interdite photonique en exploitant l'analogie formelle qui existe entre les équations de Maxwell régissant la propagation des ondes électromagnétiques dans un milieu diélectrique et l'équation de Schrödinger vient de la périodicité géométrique du cristal atomique.

Ensuite, nous avons présenté les fondements théoriques de la méthode de la matrice de transfert utilisée généralement pour la modélisation de la propagation des ondes électromagnétiques dans les cristaux photonique unidimensionnel. Nous avons démontré que la méthode de la matrice de transfert est une méthode mathématique très utile et simple pour la simulation des multicouches. Nous avons formalisé cette méthode et implémenté un algorithme pour modéliser les cristaux photoniques et connaître le comportement de la lumière (ou généralement les ondes électromagnétiques) dans ces structures périodiques.

Le programmes calcule les spectres de réflectivité, de transmission et d'absorption; et les diagrammes de bandes photoniques. Les paramètres qui sont ajustés par l'utilisateur sont l'indice de réfraction et l'épaisseur de chaque couche, le nombre de périodes, l'angle d'incidence et l'état de polarisation. En outre, le programme peut être utilisé pour l'étude de différentes multicouches périodiques empilées ensemble.

Bien que les simulations réalisées au cours de ce travail aient été axées sur des couches non absorbantes, tout autre matériau pourrait être simulé parce que l'utilisateur peut sélectionner les indices de réfraction. Ces indices de réfraction peuvent être soit constants (réels ou complexes), soit variables avec une longueur d'onde.

Pour évaluer la performance du programme développé, plusieurs tests ont été effectués. Les spectres simulés sont en accord avec ceux rapportés dans la littérature, ce qui indique la pertinence du programme développé.

CONCLUSION GENERAL

Le dernier volet a été réservé à l'étude de l'influence des différents paramètres, à savoir le contraste d'indice, nombre de période f , l'épaisseur des couches, l'état de polarisation, l'angle d'incidence, en discutant les graphes obtenus.

Les résultats obtenus sont résumés comme suit :

- ✓ Le contraste d'indice entre les couches Δn a une influence considérable sur la largeur et la position de la bande interdite, avec l'augmentation de Δn on remarque que la largeur de la bande interdite augmente et se déplace vers les plus grandes longueurs d'onde
- ✓ Un fort contraste d'indice permettra d'obtenir une bande interdite large et un taux de réflectivité élevé pour un faible nombre de périodes.
- ✓ Lorsque l'on augmente le nombre de périodes la bande interdite devient plus marquée et sa largeur diminue, ce qui signifie que le filtre deviendra de plus en plus sélectif. Au-delà de certain nombre de périodes la position et la largeur de la bande interdite restent les mêmes.
- ✓ Avec l'augmentation progressive de l'épaisseur, le nombre de BIP augmente, et la leurs positions se déplace vers les plus grandes longueurs d'ondes. En conséquence, seules les BIP dans les courtes longueurs d'onde restent, et leur largeur se rétrécit rapidement comme l'épaisseur b diminue. En outre, il y a une positive corrélation entre la densité de la courbe de réflexion et l'épaisseur de la couche diélectrique.
- ✓ Dans le cas de la polarisation TE, lorsque l'angle d'incidence augmente la largeur de la bande interdite devient plus étroite et le spectre de réflexion se déplace rapidement vers les plus petites longueurs d'onde.
- ✓ Alors que dans la polarisation TM, la largeur de la bande interdite se rétrécit avec l'augmentation de l'angle d'incidence. On peut également voir que lorsque l'angle d'incidence augmente, la réflexion spectrale diminue.
- ✓ Nous constatons que la polarisation TM est plus sensible au changement d'angle que la polarisation TE.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] E. YABLONOVITCH, *Phy. Rev. Let.* 58, pp. 2059, 1987.
- [2] E. Yablonovitch, T.J. Gmitter, K.M. Leung *Phys. Rev. Lett*, 58, 2295 1991.
- [3] P. Vukusic, et J.R. Sambles, 424, p. 852- 855, 2003.
- [4] X. Wang, X. Liu et R. Fu, 100, 2003.
- [5] Gomyo, A., J. Ushida, and M. Shirane,4, 2006.
- [6] Sakamoto, J.S. and B. *Journal of Materials Chemistry*, 2002.
- [7] Zhang, H., X. Yu, and P.V. Braun, 2011.
- [8] Ellis, B., et al, 32, 2011.
- [9] H. Rigneault, C. Amra, S. Robert, C. Begon, F. Lamarque, B. Jacquier, P. Moretti, A.M. Jurduc, A. 11, 1999.
- [10] Y. Li, L.M. Fortes, A. Chiappini, M. Ferrari, R.M. Almeida, 42, 2009.
- [11] J. Jasieniak, C. Sada, A. Chiasera, M. Ferrari, A. Martucci, P. Mulvaney, 18, 2008.
- [12] G. Ma, J. Shen, Z. Zhang, Z. Hua, S.H. Tang, *Opt. Express*. 14, 2006.
- [13] L. Passoni, L. Criante, F. Fumagalli, F. Scotognella, G. Lanzani, F. Di Fonzo, 8, 2014.
- [14] S. Varo, L. Criante, L. Passoni, A.D. Vedove, E. Aluicio-Sarduy, , G. Lanzani, 1, 2015
- [15] M. Shaban, A.M. Ahmed, E. AbdelJRahman, H. Hamdy, 7, 2017.
- [16] S.F. Chichibu, T. Ohmori, N. Shibata, T. Koyama, 88, 2006.
- [17] S. Valligatla, A. Chiasera, S. Varas, N. Bazzanella, D.N. Rao, G.C. Righini, M. Ferrari, 20, 2012.
- [18] S. Valligatla, A. Chiasera, S. Varas, P. Das, B.N. Shivakiran Bhaktha, A. Łukowiak, F. Scotognella, D. Narayana Rao, R. Ramponi, G.C. Righini, M. Ferrari, 50, 2015.
- [19] L. Persano, P.D. Carro, E. Mele, R. Cingolani, D. Pisignano, M. Zavelani-Rossi, S. Longhi, G. Lanzani, 88 2006.
- [20] Y. Li, R.M. Almeida, 43, 2010.
- [21] A. Wajid, 63 1997.
- [22] S. Boyadzhiev, V. Georgieva, M. Rassoavska, J. 253, 2010.
- [23] L.D. Bonifacio, B.V. Lotsch, D.P. Puzzo, F. Scotognella, G.A. Ozin, 21, 2009.
- [24] B.V. Lotsch, G.A. Ozin, 20 2008.
- [25] D. Yokoyama, K. Nakayama, T. Otani, 24, 2012.
- [26] L. Rayleigh. *Philosophical Magazine*, 1887.
- [27] E. Yablonovitch. 18, 12-13, 2007.
- [28] T.E. Sale. *Research Studies Press*. 1995.

BIBLIOGRAPHIE

- [29] K.M. Ho, Chan C.T and C.M Soukoulis. Physical Review Letters 65(25), 3152,1990.
- [30] H. Gersen, T. J. Karle, R. J. P. Engelen, W. Bogaerts, J. P. Korterik, N. F. van Hulst, T. F. Krauss, and L. Kuipers, 2005.
- [31] P. Tayebati, P. Wang, M. Azimi, L. Maflah, and D. Vakhshoori, (1998).
- [32] M. Aziz, J. Pfeiffer, J. Peerlings, P. Meissner, M. Taghizadeh, H. Thienpont, G. Jabbour, 1988.
- [33] D.Maystre, 3, 1994.
- [34]. Li, H., Haus, J.W., Banerjee, 32(7), 1456–1462 2015.
- [35] A.Yariv, P. Yeh, Vol.76, 2007.
- [36] R.M.A. Azzam and N.M. Bashara, 1977.
- [37] Arafa H. Aly et al, Optics and Photonics Journal, 2012, 2,105-112.
- [38]A.H. Aly, Journal of Superconductivity and Novel Magnetism, 21, No. 7, 2008, pp. 421-425.
- [39] F. REVERET, thèse doctorat UNIVERSITE BLAISE PASCAL, 2008
- [40] Advanced Materials Research Vol. 1056, 2014, pp 42-46
- [41]. Li, H., Haus, J.W., Banerjee, 41, 2015.