

REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE



MINISTRE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEURE
ET DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE



Université de M'sila

Faculté de Technologie

Département d'Electronique

THESE

Présentée en vue de l'obtention du diplôme de

Doctorat en Sciences en Electronique

Présentée par :

DERMECHE Nassim

THEME

Étude théorique des cristaux magnéto-photoniques unidimensionnels pour l'amélioration de l'effet faraday

Soutenue publiquement le : 18/01/2021

Devant le jury :

KHEDROUCHE Djamel	Président	Professeur	Univ. M'sila
BOURAS Mounir	Rapporteur	Maître de conférences	Univ. M'sila
KAHLOUCHE Ahmed	Co- Rapporteur	Maître de conférences	Univ. M'sila
KOUDA Souhil	Examineur	Maître de conférences	Université Batna 2
MESSAI Zitouni	Examineur	Maître de conférences	Université B B A
DJOUANE Lotfi	Examineur	Maître de conférences	Université Batna 2

Remerciements

Le travail présenté dans cette thèse a été effectué au Département d'Electronique, la Faculté de Technologie de l'Université de M'sila.

Ma profonde gratitude et mes remerciements à mon directeur de thèse Monsieur **BOURAS Mounir** Maître de Conférences, au département d'électronique de l'université de M'sila, pour la confiance qu'il a placée en moi en me proposant ce travail de recherches, pour son aide et ses précieux conseil, dont il m'a gratifié, pour son expérience dont il m'a fait bénéficier et qui m'a permis de mener à bien ce projet.

Je tiens également à adresser mes profonds remerciements à mon co-directeur de thèse, Monsieur **KAHLOUCHE Ahmed** Maître de Conférences, au département d'électronique de l'université de M'sila, pour avoir assuré le suivi de cette thèse, et Je suis très reconnaissant pour la confiance qu'il m'a accordé, ses conseils judicieux, sa disponibilité et le soutien constant qu'il m'a prodigué au cours de l'élaboration de ce travail.

J'exprime ma vive gratitude à Monsieur **KHEDROUCHE Djamel**, Professeur à l'université de M'sila, pour l'intérêt qu'il a porté à mon travail en faisant l'honneur de présider le jury de ma soutenance.

Je remercie également, Monsieur **DJOUANE Lotfi**, Maître de Conférences à l'université de Batna 2, de m'avoir honoré de sa présence en étant que membre de jury. Je le remercie très respectueusement d'avoir accepté de juger ce travail.

J'exprime ma gratitude envers Monsieur **MESSAI Zitouni**, Maître de Conférences à l'université de BBA, de m'avoir honoré de sa présence en étant que membre de jury.

Mes remerciements vont également à Monsieur **KOUDA Souhil**, Maître de Conférences à l'université de Batna 2, pour l'intérêt qu'il a porté à ce travail et pour avoir accepté d'examiner mon travail en participant au jury de thèse.

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

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

Dédicace

A mes très cher parents pour leurs encouragements et leur soutien matériel et moral tout au long de ma scolarité et qui mon permis de devenir ce que

Je suis aujourd'hui.

A Salim, Sam, Yanis et Inès

A Mounir et sa petite famille.

A Ma famille, pour sa patience et encouragement qui m'ont aidé à surmonter toutes les difficultés rencontrées au cours de cette thèse.

A mes amis

Table des matières

Table des matières

Introduction générale	1
Chapitre I Généralités sur les matériaux magnéto-optiques	
I.1 Introduction	5
I.2 Effets magnéto-optiques	5
I.2.1 Principaux effets magnéto-optiques.....	5
I.3 Evolution des matériaux magnéto-optiques	12
I.3.1 Matériaux magnéto-optiques classiques	13
I.3.2 Matériau magnéto-optique composite par voie sol-gel.....	16
I.4 Choix de Matériau magnéto-optique composite par voie sol-gel.....	17
I.4.1 Effets magnéto-optiques en fonction du champ magnétique appliqué	18
I.4.2 Effets magnéto-optiques en fonction de la longueur d'onde	20
I.5 Conclusion.....	24
Chapitre II Cristaux magnéto-photoniques	
II.1 Introduction	26
II.2 Historique des premiers cristaux photoniques.....	26
II.3 Définition.....	28
II.4 Différents types de cristaux photoniques.....	30
II.4.1 Cristaux photoniques unidimensionnels 1D.....	31
II.4.2 Cristaux photoniques bidimensionnels 2D.....	31

II.4.3	Cristaux photoniques tridimensionnels 3D	32
II.5	Caractéristiques physiques et géométriques des cristaux photoniques	33
II.5.1	Contraste d'indice Δn	34
II.5.2	Période.....	34
II.5.3	Facteur de remplissage f	34
II.6	Notions de bandes photoniques	35
II.6.1	Zone irréductible de Brillouin	35
II.6.2	Bandes Interdites Photoniques	37
II.6.3	Diagramme de bande.....	39
II.7	Cristaux magnéto photoniques	40
II.7.1	Définition	40
II.7.2	Etat de l'art	40
II.8	Quelques applications des cristaux magnéto-photoniques	42
II.8.1	Isolateur a rotation Faraday	43
II.8.2	Circulateurs magnéto- photoniques.....	44
II.9	Conclusion.....	45
 Chapitre III Etude théorique de la bande interdite des CMP 1D		
III.1	Introduction	47
III.2	Présentation du logiciel Rsoft CAD	48
III.2.1	Environnement de CAD	48
III.2.2	Modules de simulations.....	48

III.3	Méthode de modélisation	49
III.3.1	Méthode modale de Fourier (RCWA).....	49
III.4	Matériau utilisé.....	53
III.5	Conception de la structure	55
III.6	Influence des paramètres géométriques et physiques sur la bande interdite	55
III.6.1	Effet de la variation du nombre de couches	56
III.6.2	Effet de la variation de l'épaisseur des couches.....	57
III.6.3	Effet de la variation de l'indice de réfraction.....	58
III.6.4	Effet de la variation de l'angle d'incidence.....	60
III.7	Conclusion.....	61
 Chapitre IV Etude de la transmittance et l'effet faraday dans les structures à CMP-1D		
IV.1	Introduction	64
IV.2	Etude théorique des cavités à cristaux magnéto-photoniques	64
IV.2.1	Définition de la cavité	64
IV.2.2	Caractéristiques des cavités à cristaux magnéto photoniques	65
IV.3	Etude de la géométrie des cavités.....	68
IV.3.1	Structure étudiée.....	68
IV.3.2	Bande interdite magnéto photonique.....	69
IV.3.3	Cavités à cristaux magnéto photoniques	70
IV.4	Influence des paramètres structuraux sur la rotation de faraday	73
IV.4.1	Influence de la bande interdite sur la rotation de faraday	73

IV.4.2	Influence des microcavités sur la rotation de faraday	75
IV.5	Conclusion.....	80
Conclusion générale		82
Perspectives		85
Bibliographie		87

Liste des figures et des tableaux

Chapitre I

- Figure I.1** Représentation schématique de l'effet Kerr magnéto-optique traduisant la transformation d'une onde linéaire en une onde elliptique après réflexion sur un milieu aimanté. 06
- Figure I.2** Les différentes configurations de l'effet Kerr magnéto-optique 07
a) Configuration polaire, b) Configuration longitudinale et c) Configuration transverse.
- Figure I.3** Evolution de l'état de polarisation d'une onde rectiligne au cours de la traversée d'un matériau soumis à un champ magnétique. 08
- Figure I.4** Évolution de l'état de polarisation d'une onde rectiligne lors d'un aller-retour au sein d'un matériau soumis à un champ magnétique. 10
- Figure I.5** Rotation Faraday spécifique ($^{\circ}/\text{cm}$) d'un Ferro fluide, la concentration volumique en nanoparticules ($\sim 7,2 \text{ nm}$) dans l'ordre de 0,13 % ($\lambda = 0,82 \mu\text{m}$). 16
- Figure I.6** Rotation Faraday spécifique θF ($^{\circ}/\text{cm}$) d'une couche magnéto-optique en fonction du champ appliqué. 16
- Figure I.7** Comparaison de la rotation Faraday normalisée en fonction du champ magnétique pour une dispersion dans un Ferro fluide et dans une matrice $\text{SiO}_2/\text{TiO}_2$. 17
- Figure I.8** Variation de la rotation Faraday θF ($^{\circ}/\text{cm}$) d'une couche mince de silice $\text{SiO}_2/\text{ZrO}_2$ dopée par les nanoparticules de ferrite de cobalt (CoFe_2O_4) en fonction de la longueur d'onde. 17
- Figure I.9** Atténuation d'une couche mince dopée de concentration $\phi = 1\%$ 19
- Figure I.10** Transmission d'échantillon de θF ($^{\circ}/\text{cm}$) d'une couche mince de silice dopée par les nanoparticules de ferrite de cobalt en fonction de la longueur d'onde. 19
- Figure I.11** Variation du facteur de mérite F ($^{\circ}$) de θF ($^{\circ}/\text{cm}$) d'une couche mince de silice dopée par les nanoparticules de ferrite en fonction de la longueur d'onde. 20

Chapitre II

Figure II.1 Nombre de publications par année des cristaux photoniques	27
Figure II.2 (a) Représentation schématique de cristaux photoniques 1D, 2D et 3D, (b) Exemples de cristaux photoniques artificiels en une, deux et trois dimensions.	28
Figure II.3 Exemples de cristaux photoniques naturels : (a) Photographies d'opales à différentes échelles , (b) Photographies des ailes de papillon.	29
Figure II.4 Structure périodique 1D.	30
Figure II.5 Structure périodique 2D : (a) Structure connectée, (b) Structure déconnectée.	31
Figure II.6 Représentation de structure Yablonovite.	32
Figure II.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).	32
Figure II.8 Caractéristiques géométriques et physiques un cristal photonique 1D.	33
Figure II.9 Passage de l'espace réel à l'espace réciproque pour un réseau carré.	35
Figure II.10 Représentation de zone de Brillouin irréductible : (a) réseau triangulaire, (b) réseau carré, (c) réseau hexagonal.	35
Figure II.11 Les directions possibles du BIP pour un cristal photonique 1D et 3D.	36
Figure II.12 La bande interdite photonique pour une structure périodique 1D.	37
Figure II.13 Diagramme de bande d'un cristal photonique bidimensionnel de réseau triangulaire.	38
Figure II.14 (a) Structure périodique 1D collecté par image MEB, (b) Transmission et rotation Faraday en fonction de la longueur d'onde.	39
Figure II.15 Fonctionnement schématique d'un isolateur a rotation Faraday	41
Figure II.16 Schéma de principe d'un circulateur en Y à trois ports	42
Figure II.17 Différentes types de circulateur magnéto-photonique à trois ports : (a) Circulateur en T, (b) Circulateur en Y, Circulateur en Moulin à vent.	42

Chapitre III

Figure III.1 Représentation schématique (d'un réseau lamellaire).	50
Figure III.2 Structure d'un cristal photonique 1D à couches magnéto-optiques.	54
Figure III.3 Transmittance en fonction de la longueur d'onde d'un cristal photonique 1D fabriqué avec des couches magnéto-optiques.	55
Figure III.4 Transmittance en fonction de la longueur d'onde d'un cristal photonique 1D avec des couches magnéto-optique.	56
Figure III.5 Centre de la bande interdite en fonction de l'épaisseur des couches d'un cristal photonique 1D.	57
Figure III.6 Largeur de la bande interdite des CMP 1D pour différentes valeurs d'indice de réfraction.	58
Figure III.7 Centre de la bande interdite des CMP 1D pour différentes valeurs d'indice de réfraction.	58
Figure III.8 Transmittance en fonction de la longueur d'onde pour différentes valeurs d'angle d'excitation.	59
Figure III.9 Centre de la bande interdite en fonction de l'angle d'excitation.	60

Chapitre IV

Figure IV.1 Représentation fréquentielle de l'intensité Lorentzienne d'un mode dans la cavité centrée à la fréquence ω_0 .	68
Figure IV.2 Structure d'un cristal photonique 1D fait de couches magnéto-optiques avec un défaut.	71
Figure IV.3 Transmittance en fonction de la longueur d'onde d'un cristal photonique 1D fabriqué avec des couches magnéto-optiques avec un défaut.	72
Figure. IV.4 Transmittance en fonction de la longueur d'onde d'un cristal photonique 1D fabriqué avec des couches magnéto-optiques avec deux défauts.	73
Figure IV.5 Transmittance en fonction de la longueur d'onde d'un cristal photonique 1D fabriqué avec des couches magnéto-optiques avec trois défauts.	74

Figure IV.6 Comparaisons des trois configurations de structures.	75
Figure IV.7 Représentation des spectres (a) de transmittance et (b) de rotation de Faraday d'un cristal photonique 1D réalisé avec des couches magnéto optiques sans défaut.	76
Figure IV.8 Schéma de la structure cristalline photonique 1D réalisée avec des couches magnéto-optiques avec un défaut.	77
Figure IV.9 Spectres de transmittance (a) et de rotation de Faraday (b) d'un cristal photonique 1D réalisé avec des couches magnéto-optiques défectueuses.	77
Figure IV.10 Spectres de transmittance et de rotation de Faraday d'une structure cristalline photonique 1D réalisée avec des couches magnéto-optiques avec un défaut pour différentes fractions de volume.	79
Figure IV.11 Spectres de transmittance et de rotation de Faraday d'une structure cristalline photonique 1D réalisée avec des couches magnéto-optiques avec un défaut à différentes positions.	80

Chapitre I

Tableau I.1 : Principaux matériaux utilisés dans la réalisation des composants à effet non réciproque.

Chapitre IV

Tableau IV.1 La concentration de nanoparticules magnétiques VF% des structures : couche magnéto-photonique réalisée par procédé sol-gel.

Liste des acronymes

Dans ce manuscrit nous avons utilisé quelques abréviations dont nous rappelons la signification ci-dessous.

λ : Longueur d'onde.

ε_k : Ellipticité

$[\varepsilon]$: Tenseur de permittivité

$\varepsilon_{x,y,z}$: Terme hors diagonal

I_0 : Intensité lumineuse incidente

\vec{B} : Champ magnétique

\vec{E} : Champ électrique

\vec{H} : Champ magnétique

\vec{K} : Vecteur d'onde.

\vec{M} : L'aimantation magnétique.

θ_F : Rotation de Faraday.

θ_k : Angle de rotation du plan de polarisation.

Δn : Contraste d'indice

1D : unidimensionnels

2D : bidimensionnels

3D : tridimensionnels.

a : Période du cristal photonique.

BIG : Bismuth Iron Garnet.

BIP : Bande Interdite Photonique (PBG : Photonic band gap)

CD : -Circulaire droite

CdMnTe : Cadmium Manganèse Telluride

CG : Circulaire gauche

CMP : Cristaux magnéto-photoniques.

CoFe₂O₄ : Ferrite de Cobalt

CP : Cristaux photoniques.

d₁ : Epaisseur des couches de matériau

d₂ : Largeur de l'intervalle

d_{def} : Largeur du défaut

f : Facteur de remplissage.

FDTD : Méthode des différences finies dans le domaine temporelle (Finite Difference Time Domain)

FFT : Transformation de Fourier Rapide (Fast Fourier Transform)

FWHM : Largeur à mi-hauteur (Full width at half maximum)

GGG : gadolinium grenat de gallium.

GaAs : Arséniure de gallium

GSGG : Gadolinium scandium gallium garnet

MCD : Le dichroïsme circulaire magnétique.

MEB : Microscopie électronique à balayage (**SEM** : Scanning Electron Microscopy)

MO : Magnéto-optique

n : Indice de réfraction.

r : Rayon du cristal photonique.

RCWA : Analyse d'onde couplée rigoureuse (*Rigorous Coupled Wave Analysis*)

TE : Transverse Electrique.

TM : Transverse Magnétique.

UV: Ultraviolet

V : Constante de Verdet.

Vcd : vibration circulaire droite

Vcg : vibration circulaire gauche

VF(%) : Concentration de nanoparticules magnétiques

YIG : Yttrium Iron Garnet.

β: Constante de propagation

γ-Fe₂O₃ : Maghémite

I: Intensité lumineuse

n_h: Indice de réfraction du matériau de haut

n_l: Indice de réfraction du matériau de faible

F(°) ou M(°): Facteur de mérite.

Φ : Concentration en nanoparticules

Introduction générale

INTRODUCTION GENERALE

Depuis plusieurs années, de nombreuses applications nécessitent des composants magnéto-photoniques à transmission non-réciproque tels que l'isolateur et le circulateur. Ces composants sont basés principalement sur les effets magnéto-optiques, en particulier l'effet Faraday. Cependant, ces composants sont indispensables dans un système de télécommunications optique puisqu'ils permettent de protéger l'ensemble des éléments présents sur le chemin optique tel que les sources laser [1, 2, 3, 4, 5, 6].

Malheureusement, les composants non réciproques existants à l'heure actuelle sont construits principalement à base de grenat d'yttrium et de fer (YIG) ou le grenat de bismuth et de fer (BIG) ou ses versions dérivées [7, 8, 9, 10]. Cependant, l'intégration de ce type de matériau se heurte à des difficultés technologiques importantes qui empêchent depuis plusieurs années la mise sur le marché de composants intégrés.

Afin de surmonter ce problème de compatibilité, plusieurs matériaux innovants sont développés. Dans cette perspective, les nouvelles voies de recherche consacrées à ces composants, s'orientent vers la mise au point d'un nouveau matériau magnéto optique réalisé à partir de la matrice sol-gel SiO_2/TiO_2 ou SiO_2/ZrO_2 dopée par des nanoparticules magnétiques déposées sur des substrats classiques (verre ou pyrex) [11]. Ce matériau est fortement compatible avec les technologies classiques d'optique intégrée et pour une concentration volumique en nanoparticules magnétiques de ferrite de cobalt égale à 1%, il présente une valeur de rotation Faraday magnéto-optique de l'ordre de $200^\circ/cm$ à $1.55\mu m$, mais le facteur de mérite associé, rapport de la rotation Faraday à l'absorption, présente une valeur encore trop faible pour obtenir un comportement optimisé [11, 12, 13].

De ce fait, l'objectif principal de ce travail consiste à structurer le matériau dans le but d'augmenter ses performances magnéto-optiques et son facteur de mérite. En effet, la structuration périodique entraîne la formation de plages de longueur d'ondes, appelées bandes interdites photoniques (BIP), où les ondes lumineuses ne peuvent pas se propager. De plus, sur les bords de ces bandes, la vitesse des ondes est ralentie, ce qui augmente leur interaction avec le matériau et permet ainsi d'investiguer le comportement spectral de l'effet Faraday. De nombreux travaux publiés dans la littérature montrent que la structuration périodique 1D peut conduire à l'exaltation de la valeur de rotation Faraday et du facteur de mérite en bords et à l'intérieur de la BIP.

Cette thèse s'articule autour de quatre chapitres :

Le premier chapitre est consacré à l'état de l'art des matériaux magnéto-optiques en présentant les différents effets magnéto-optiques résultants de l'interaction de ces matériaux avec la lumière, en particulier l'effet Faraday. Ensuite, nous citons quelques applications de ces effets magnéto-optiques et nous terminerons par le développement de ces matériaux et les différentes tentatives d'améliorations de l'effet Faraday.

Le second chapitre est consacré en premier temps aux concepts liés aux cristaux photoniques et principalement aux structures multicouches. Nous allons aborder quelques notions de base telles que les différents types des cristaux photoniques, les différents types de défauts et nous présentons également la notion de la bande interdite photonique. Dans la deuxième partie du chapitre, nous présenterons les cristaux magnéto-photoniques en citant quelques applications des cristaux magnéto-photoniques.

Dans le troisième chapitre, nous présenterons en premier temps la méthode numérique utilisé dans ce travail ainsi que le logiciel de simulation DiffractMOD de Rsoft CAD. Dans la deuxième partie du chapitre, nous avons étudié l'influence des paramètres physiques et géométriques sur la bande interdite photonique d'une structure à cristaux photonique unidimensionnels fabriquée à base de matrices magnéto-optiques $\text{SiO}_2/\text{TiO}_2$ ou $\text{SiO}_2/\text{ZrO}_2$.

Le dernier chapitre de cette thèse est divisé en trois parties. La première partie porte sur les principales notions concernant les cavités à cristaux magnéto-photoniques unidimensionnels, les notions du facteur de qualité et de volume modal. La deuxième partie est consacrée à la description de la structure magnéto photonique étudiée dans ce travail. Après une étude de la bande interdite de la structure magnéto photoniques, notre intérêt est porté sur l'étude de la cavité à cristaux magnéto photoniques 1D réalisée à base de la matrice sol-gel. Ensuite, nous déterminerons l'influence du nombre de défauts et leurs positions sur les propriétés la bande interdite des CMP 1D fabriqués par $\text{SiO}_2/\text{TiO}_2$ ou $\text{SiO}_2/\text{ZrO}_2$ dopés avec des nanoparticules magnétiques. Enfin, nous terminerons par l'étude de l'influence de la concentration en nanoparticules dans le but de vérifier l'effet de la structuration sur l'exaltation de la valeur de l'effet Faraday.

Enfin, nous terminerons ce manuscrit par une conclusion générale, résumant nos différentes contributions.



Chapitre I

Généralités sur les matériaux magnéto-
optiques

I.1 Introduction

L'objectif de ce premier chapitre est de présenter les différents phénomènes liés aux interactions entre une onde optique et un milieu magnétique ou placé dans un champ magnétique. En effet, une large catégorie des effets magnéto-optiques découle de cette interaction, en particulier l'effet Faraday et l'effet Kerr magnéto-optique. Du fait que ces deux effets sont caractérisés par la non-réciprocité de la propagation des ondes optiques, ils peuvent être utilisés pour la conception et la réalisation des dispositifs optiques non réciproques indispensables tels que l'isolateur et le circulateur. En effet, ces deux composants permettent d'une part, l'amplification de la lumière et d'autre part, ils jouent un rôle important dans la protection des autres composants optiques tels que les sources lasers, les filtres et les amplificateurs contre les signaux de retour parasites qui peuvent même les endommager.

Actuellement, les composants non réciproques tels que les isolateurs et les circulateurs commercialisés sont basés sur l'effet magnéto-optique de rotation de polarisation. Ces composants sont fabriqués à base de matériaux magnéto-optiques massifs. Par conséquent, leur intégration reste très difficile à cause de l'incompatibilité technologique entre les matériaux magnéto-optiques classiques et les substrats conventionnels. C'est pourquoi, une version intégrée de ces dispositifs reste très attendue de la part de la communauté scientifique.

Au cours de ce chapitre, notre intérêt s'est porté sur les effets magnéto-optiques. Tout d'abord, nous allons présenter les principaux phénomènes magnéto-optiques résultant de l'interaction entre la lumière et les matériaux magnéto-optiques. Par ailleurs, nous allons présenter en détail la théorie de l'effet Faraday qui est largement utilisé dans la réalisation des composants non réciproques. Enfin, nous terminerons ce chapitre en donnant un état de l'art sur les développements effectués dans le domaine des matériaux magnéto-optiques en vue d'améliorer leurs propriétés optiques et magnétiques en particulier la rotation Faraday.

I.2 Effets magnéto-optiques

I.2.1 Principaux effets magnéto-optiques

Les effets magnéto-optiques résultent de l'interaction de la lumière avec un milieu aimanté ou placé dans un champ magnétique. L'état de polarisation de la lumière est alors modifié. En effet, lorsqu'une onde est polarisée linéairement, nous observons une rotation de

la polarisation et un changement de son ellipticité. Parmi les effets magnéto-optiques, nous pouvons distinguer deux classes [14].

Les effets magnéto-optiques du premier ordre :

Dans cette catégorie, les effets sont proportionnels à des puissances impaires de l'aimantation ou du champ appliqué, tels que l'effet Faraday ou l'effet Kerr et le dichroïsme circulaire magnétique.

Les effets magnéto-optiques du second ordre :

Dans cette classe, les effets sont proportionnels à des puissances paires de l'aimantation ou du champ magnétique appliqué, tels que l'effet Voigt, l'effet Cotton-Mouton et l'effet de dichroïsme linéaire magnétique.

Au cours de cette thèse, nous nous intéresserons uniquement aux effets du premier ordre, plus particulièrement à l'effet Faraday.

I.2.1.1 Effets Voigt et Couton-Mouton

Les effets Voigt et Couton-Mouton ont été découverts en 1902 et 1907. Ce sont des effets du second ordre en fonction du champ magnétique \vec{B} . Contrairement à l'effet Faraday, ces effets apparaissent quand le champ magnétique appliqué est orthogonal au trajet du faisceau lumineux. Les effets Voigt et Couton-Mouton sont assimilables à une biréfringence magnétique linéaire quadratique. Linéaire car ils affectent de façon différente les deux états propres de polarisation linéaire de la lumière et quadratique car l'effet est proportionnel au carré du champ magnétique (\vec{B}^2). L'effet Voigt s'applique lorsque la lumière traverse un milieu gazeux tandis que l'effet Couton-Mouton apparaît lorsque la lumière traverse un milieu liquide. Les deux effets sont insensibles au sens du champ magnétique appliqué \vec{B} et apparaissent généralement lorsque l'effet Faraday est nul [14, 15].

L'effet Couton-Mouton a été peu étudié. Des chercheurs ont montré que cet effet varie dans les grenats dans le même sens que la magnétostriction. D'autres chercheurs, ont montré aussi que cet effet est fortement anisotrope et il est fortement lié à l'orientation du cristal [16].

I.2.1.2 Effet Kerr magnéto-optique

L'effet Kerr magnéto-optique résulte de l'interaction d'une lumière polarisée (linéaire, circulaire gauche ou circulaire droite) avec un matériau magnétique. L'aimantation du matériau \vec{M} est proportionnelle à la rotation de la polarisation de la lumière après réflexion [17].

De manière générale, le coefficient de réflexion d'une onde est lié à l'indice optique des milieux de part et d'autre de la surface de réflexion. Dans le cas où la lumière incidente qui se réfléchit à la surface de l'échantillon est polarisée linéairement, les ondes circulaires gauches (CG) et circulaires droites (CD) ne seront pas réfléchies avec le même coefficient de réflexion si l'un des milieux est magnétique. Par conséquent, après réflexion la somme des deux ondes circulaires crée une onde polarisée elliptiquement caractérisée par l'angle de rotation de son plan de polarisation θ_K et par son ellipticité ε_K (Figure I.1).

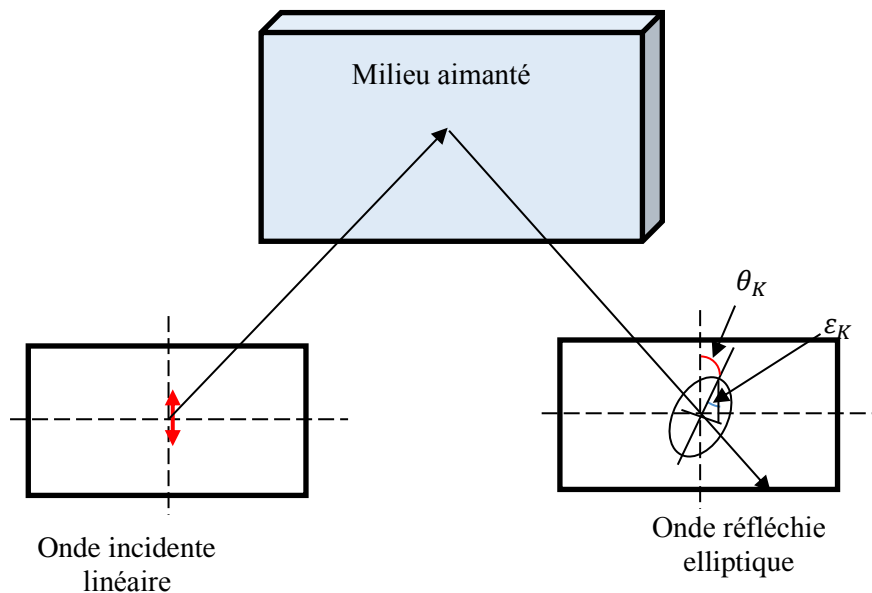


Figure I.1 Représentation schématique de l'effet Kerr magnéto-optique traduisant la transformation d'une onde linéaire en une onde elliptique après réflexion sur un milieu aimanté [18].

Considérons une lumière incidente polarisée linéairement. On définit le plan d'incidence par le plan contenant la normale à la surface et le vecteur \vec{k} de propagation. Selon l'orientation de la polarisation de la lumière incidente et la direction de l'aimantation \vec{M} du matériau, on peut définir trois configurations expérimentales de l'effet Kerr qui traduisent

chacune l'influence de l'une des trois composantes de l'aimantation sur le coefficient de réflexion [18, 19].

I.2.1.2.1 Effet Kerr polaire

L'effet Kerr est dit polaire lorsque l'aimantation est perpendiculaire à la surface de l'échantillon et continue dans le plan de l'incidence de la lumière (Figure I.2). Dans ce cas l'effet dépend uniquement de la composante perpendiculaire de l'aimantation et non de la direction de propagation de l'onde incidente [14].

I.2.1.2.2 Effet Kerr longitudinal

Dans ce cas, le faisceau arrive en incidence oblique, l'aimantation est parallèle au plan d'incidence de la lumière et à la surface de l'échantillon (Figure I.2). Ainsi la modification de l'état de polarisation de l'onde réfléchie dépend uniquement de la direction de la polarisation de l'onde incidente.

I.2.1.2.3 Effet Kerr transverse

Dans cette configuration, l'aimantation se trouve dans le plan de l'échantillon et est perpendiculaire au plan d'incidence de la lumière. Cette configuration n'existe que pour une incidence polarisée transverse magnétique ou le champ électrique est parallèle au plan d'incidence et donne lieu à une modification de l'intensité de la lumière réfléchie sans modification de l'état de polarisation.

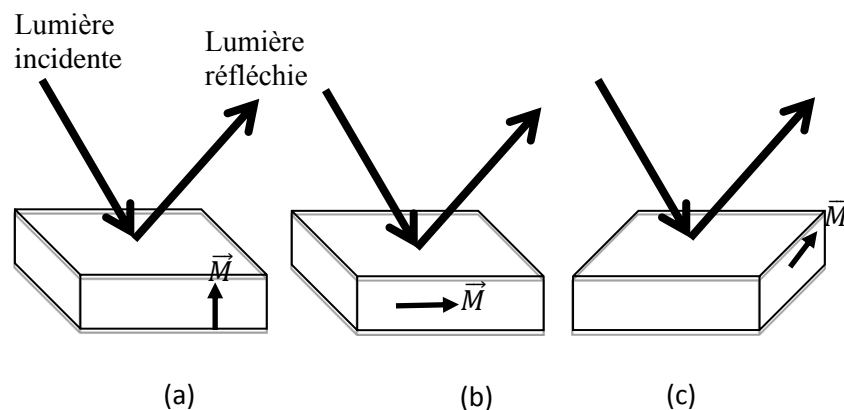


Figure I.2 Les différentes configurations de l'effet Kerr magnéto-optique

a) Configuration polaire, b) Configuration longitudinale et c) Configuration transverse.

I.2.1.3 Rotation Faraday et sa non réciprocity (Effet Faraday)

Dans un matériau soumis à un champ magnétique, une onde polarisée rectilignement subit une rotation de polarisation proportionnelle à la composante du champ magnétique parallèle à la direction de propagation de la lumière. L'origine physique de cette interaction magnéto-optique vient du mouvement d'un électron au sein d'un atome d'un matériau sous l'action conjuguée d'un champ magnétique \vec{B} et d'une onde lumineuse (onde électromagnétique) qui s'y propage.

La résolution de l'équation du mouvement de l'électron, en tenant compte de toutes interactions, montre que la permittivité diélectrique pour un matériau soumis à un champ magnétique orienté selon OZ ($\vec{H} = H\vec{u}_z$) s'écrit [6]:

$$\varepsilon = \varepsilon_0 (1 + \chi) = \begin{pmatrix} \varepsilon_1 & -i\varepsilon_2 & 0 \\ i\varepsilon_2 & \varepsilon_1 & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_1 \end{pmatrix}_{xyz} \quad (I.1)$$

Les termes hors diagonaux ε_2 dans cette expression sont proportionnels au champ magnétique appliqué.

I.2.1.3.1 Rotation Faraday

Pour une onde lumineuse longitudinale ($\vec{E} = \vec{E}_0 e^{j(\omega t - kz)}$), la résolution des équations de Maxwell, dans un matériau possédant la permittivité représentée par l'expression I.7, montre que seuls deux types d'ondes peuvent se propager sans altération :

Les vibrations circulaires droites (vcd) caractérisées par un indice de propagation :

$$v_d = \sqrt{\varepsilon_1 - \varepsilon_2} \quad \text{et la relation } E_{dy} = -iE_{dx} \quad (I.2)$$

Les vibrations circulaires gauches (vcg) caractérisées par un indice de propagation :

$$v_g = \sqrt{\varepsilon_1 + \varepsilon_2} \quad \text{et la relation } E_{gy} = -iE_{gx} \quad (I.3)$$

Ces polarisations circulaires droite et gauche constituent les états propres de propagation. L'application d'un champ magnétique au matériau a ainsi créé une symétrie

circulaire qui ne permet que la propagation d'onde électromagnétique ayant une polarisation circulaire.

La projection sur les états propres de propagation d'une onde polarisée linéairement correspond à deux états de polarisation circulaire droite et gauche d'égale amplitude (Figure I.3). Lorsque cette polarisation linéaire arrive sur le matériau, les deux polarisations circulaires se propagent à des vitesses différentes. Ainsi, au bout d'une longueur l dans le matériau, elles sont déphasées l'une par rapport à l'autre d'un angle ϕ donné par :

$$\Phi = \frac{2\pi.l.Re(v_g - v_d)}{\pi} \quad (I.4)$$

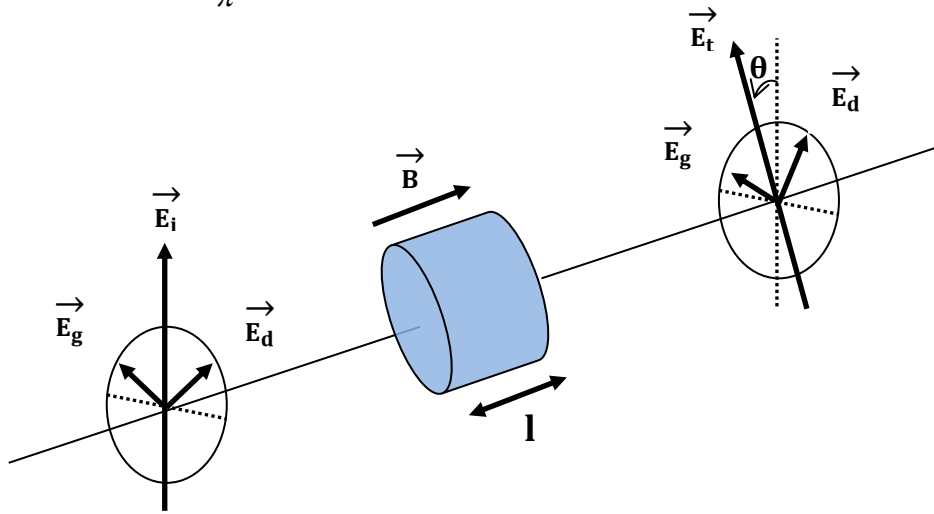


Figure I.3 Evolution de l'état de polarisation d'une onde rectiligne au cours de la traversée d'un matériau soumis à un champ magnétique [9].

En sortie du matériau, les deux ondes se recombinent pour donner une vibration polarisée rectilignement ayant tournée d'un angle Θ par rapport à la direction de l'onde incidente avec [9] :

$$\Theta = \frac{\Phi}{2} = \frac{\pi.l.Re(\sqrt{\varepsilon_1 + \varepsilon_2} + \sqrt{\varepsilon_1 - \varepsilon_2})}{\pi} \cong \frac{\pi.l.Re(\varepsilon_2)}{\pi\sqrt{\varepsilon_1}} = \frac{\pi.l.Re(\varepsilon_2)}{\pi n} \quad (I.5)$$

Avec n : Indice de réfraction du matériau.

Cet angle de rotation, appelé rotation Faraday est donc directement proportionnel au terme hors diagonal. Dans le cas simple d'un électron élastiquement lié, elle est proportionnelle au champ magnétique appliqué [9].

Il est souvent plus utile de noter cette rotation en termes de rotation spécifique par unité de longueur :

$$\theta_F (\text{°} / \text{cm}) = \frac{180 \cdot \theta}{\pi \cdot l} \quad (\text{I.6})$$

I.2.1.3.2 Non réciprocity

Une des propriétés importantes de la rotation Faraday découverte en 1845 par Faraday est sa non réciprocity. Pour mettre en évidence cet effet, nous supposons maintenant que le champ magnétique est orienté dans le sens opposé soit ($H \vec{u} = -H \vec{u}_z$).

En reprenant le cheminement précédent, on peut montrer que la rotation Faraday change de signe et prend la valeur :

$$\theta = - \frac{\pi \cdot l \cdot \text{Re}(\varepsilon_2)}{\pi \sqrt{\varepsilon_1}} \quad (\text{I.7})$$

Cela signifie qu'une onde rectiligne faisant un aller-retour dans le matériau subit une rotation de polarisation égale à 2θ et ne retrouve donc pas son état initial. La Figure I.4 illustre le caractère non-réciproque de l'effet Faraday.

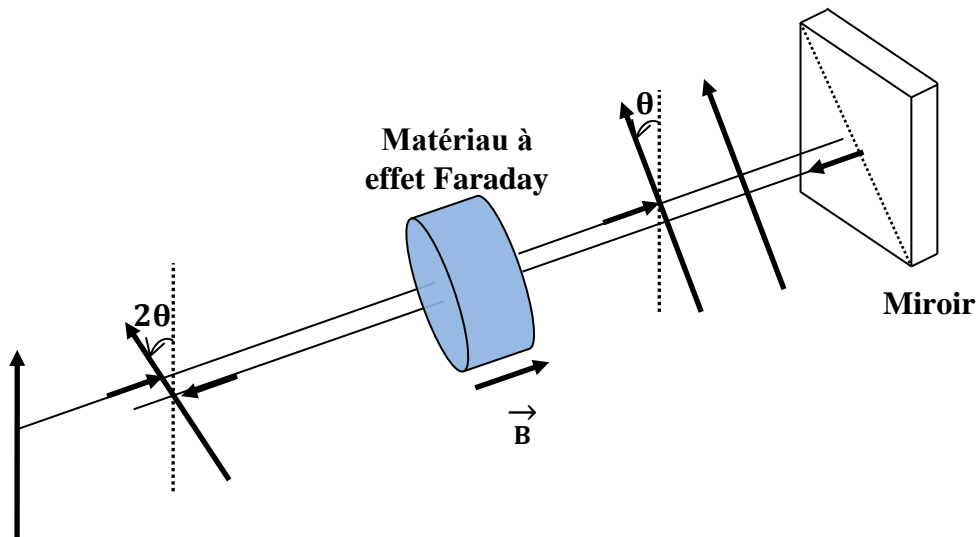


Figure I.4 Évolution de l'état de polarisation d'une onde rectiligne lors d'un aller-retour au sein d'un matériau soumis à un champ magnétique.

I.2.1.4 Cas de Matériaux Ferro ou ferrimagnétiques

Dans l'illustration classique précédente, nous avons considéré que le terme hors diagonal ε_2 et par conséquent la rotation Faraday est proportionnel au champ E^{\rightarrow} . Cela est particulièrement vrai pour les verres diamagnétiques. Pour les matériaux Ferro ou ferrimagnétique, tel que la ferrite de Cobalt que nous avons utilisé dans ce travail, le tenseur de permittivité s'écrit de la même façon [18, 19], mais le terme hors diagonal noté ε_{m0} est en fait proportionnel à l'aimantation M^{\rightarrow} régnant au sein du matériau.

$$\varepsilon = \begin{pmatrix} \varepsilon_1 & -i\varepsilon_{m0} & 0 \\ i\varepsilon_{m0} & \varepsilon_1 & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_1 \end{pmatrix}_{xyz} \quad (I.8)$$

Où ε_{m0} est proportionnel à l'aimantation régnant au sein du matériau : $\varepsilon_{m0} = \gamma M$

La rotation Faraday spécifique s'écrit :

$$\theta_F (\text{°} / \text{cm}) = \frac{180 \cdot \text{Re}(\varepsilon_{m0})}{\pi \cdot n} \quad (I.9)$$

I.3 Evolution des matériaux magnéto-optiques

Actuellement, dans les réseaux de télécommunications optiques, les composants non réciproques tels que les isolateurs et les circulateurs sont des composants discrets, construits à base de matériaux massifs (*YIG*, *BIG*, ...) ou de matériaux dérivés. 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 du *YIG* sur des substrats type verre ou semi-conducteur [9], à cause des différences de coefficient d'expansion thermique entre le *YIG* et le substrat et la forte valeur de température de recuit nécessaire (800°C) à la cristallisation du *YIG* [10].

Dans le but de surmonter ce problème, les recherches consacrées à ces composants, s'orientent vers la mise au point de nouveaux matériaux magnéto-optiques présentant une forte compatibilité avec les technologies classiques d'optique intégrée. Ce matériau est obtenu en dopant une solution sol-gel à basse température avec des nanoparticules magnétiques déposées sur des substrats classiques (verre ou pyrex).

I.3.1 Matériaux magnéto-optiques classiques

Les matériaux magnéto-optiques classiques sont des matériaux très utilisés dans les techniques de télécommunications, tant pour le matériel destiné au grand public (radio, télévision) que pour le matériel professionnel (faisceaux hertziens, radar). D'une manière générale, les matériaux magnétiques classiques les plus utilisés dans le domaine des télécommunications et des hyperfréquences sont les matériaux ferrimagnétiques à base d'oxyde de fer (*YIG*, *BIG*). Pour illustrer correctement ces matériaux magnétiques, il est important de connaître leurs propriétés, leurs élaborations et leurs caractérisations.

I.3.1.1 Grenat de bismuth-fer (BIG)

Le grenat de fer et de bismuth ou autrement dit (*BIG* : Bismuth Iron Garnet) est un oxyde complexe dont la formule chimique est $Bi_3Fe_5O_{12}$. La structure cristalline est de maille cubique comprenant 160 atomes [20]. L'oxyde de bismuth est connu pour son utilisation comme fondant, et l'ion bismuth présente la même structure de valence que l'yttrium, conduisant à des structures cristallographiques semblables. Du fait de la température de fusion de Bi_2O_3 , dans la gamme 820-860°C, l'idée est venue de synthétiser un grenat de bismuth/fer afin de mettre à profit cette relative facilité de synthèse.

Les couches de *BIG* sont préparées par ablation laser sur les substrats de *GGG* : *Gadolinium Gallium Garnet* (100) et (111) dans les conditions favorisant les propriétés magnéto-optiques [9]. Les films de *BIG* réalisés sur substrats de *GGG* (100) présentent une rotation Faraday de $7^\circ/\mu m$ à $\lambda=0.633 \mu m$ et $1,3 \cdot 10^3 \text{ }^\circ/cm$ à $1,55 \mu m$. La famille des grenats issue de la combinaison entre bismuth et fer se forme chimiquement dès 800°C, et densifie dès 1050°C. Les possibilités technologiques offertes sont conformes à ce qui est recherché, néanmoins, cette famille de matériaux a été rapidement abandonnée du fait de ses performances médiocres dans le domaine électromagnétique.

I.3.1.2 Grenat d'Yttrium et de Fer (YIG)

Le Grenat d'Yttrium et de Fer (*YIG* : Yttrium Iron Garnet) est le matériau le plus employé dans les dispositifs hyperfréquences même, ce matériau est souvent utilisé sous forme de sphère car dans cette géométrie la fréquence de résonance dépend uniquement de l'intensité du champ appliqué. Les propriétés magnétiques du *YIG* sont étroitement liées à sa qualité structurale [21, 22]:

- Le *YIG* ($Y_3Fe_5O_{12}$) présente un effet de Faraday important ($3000^\circ/cm$ à $1.3 \mu m$).
- La valeur relativement élevée de l'indice de réfraction du *YIG* ($n=2.2$). Ainsi, l'obtention d'un guide monomode sur un substrat *GGG* ($n = 1.9$) impose une épaisseur ne dépassant pas $0.9 \mu m$, ce qui limite l'efficacité de couplage avec une fibre optique dont le diamètre du cœur est de l'ordre de quelques micromètres.
- La température de recuit élevée du *YIG* ($800^\circ C$) réduit fortement sa compatibilité technologie avec d'autres matériaux.
- De plus, le substrat *GGG* n'est pas un substrat classique sur lequel d'autres fonctionnalités pourraient être développées et il présente un coût élevé. Les performances du *YIG* aux hyperfréquences en font donc un bon candidat pour les applications radiofréquences. L'usage de ce matériau s'est aussi imposé parce qu'il peut être fabriqué selon un processus industriel, utilisant les méthodes conventionnelles de fabrication de céramiques massives polycristallines. Néanmoins, cette stabilité chimique est aussi un inconvénient, puisque la synthèse du *YIG* nécessite des températures de traitement très élevées pour sa fabrication. Cet apport d'énergie est nécessaire pour parvenir à former la phase, ainsi que pour densifier le matériau. Ces températures sont nécessaires pour obtenir la qualité cristallographique, la microstructure et la densité nécessaires à de bonnes performances. D'autre part, le *YIG* doit sa popularité à sa large gamme d'utilisation. Cette polyvalence est due aux nombreuses substitutions que l'on peut effectuer pour adapter ses propriétés, comme l'aimantation à saturation, qui est le paramètre à accorder en fonction de la fréquence de fonctionnement visée, ou encore la tenue en puissance, nécessitant l'introduction d'ions relaxant dans la structure.

I.3.1.3 Synthèses

Le *YIG* et les autres matériaux magnéto-optiques classiques sont les principaux matériaux utilisés dans la fabrication des composants à effet non-réciproque. Cependant, l'intégration de ce type de matériaux se heurte à diverses difficultés technologiques. En effet, il est délicat de déposer du *YIG* sur des substrats type verre ou semi-conducteur à cause des différences de coefficient d'expansion thermique entre le *YIG* et le substrat, et de la forte valeur de température de recuit nécessaire ($800^\circ C$) à la cristallisation du *YIG* [22]. Ce type de température est rédhibitoire pour nombre de fonctions optiques. De plus, pour accorder les paramètres de maille cristalline et éviter la génération de fissures lors de ce traitement, il est nécessaire d'utiliser un substrat spécifique de Gadolinium Gallium Garnet (*GGG*) pour déposer

le *YIG*. Nombre de démonstrations ont ainsi été obtenues sur ce substrat. Le *YIG* est, au final, difficilement intégrable sur des substrats classiques de semi-conducteur, verre ou polymère. Il est, donc, délicat de coupler une activité magnéto-optique à d'autres fonctionnalités classiques dans le domaine de l'optique guidée. Le *tableau I.1* regroupe ainsi les principaux matériaux utilisés dans l'intégration des composants à effet non-réciproque. Il présente principalement les facteurs de mérite de ces matériaux magnéto-optiques à la longueur d'onde d'utilisation λ (μm). Ce tableau montre que *Zayets et al* [23] ont obtenu la plus grande valeur du facteur de mérite en utilisant le *CdMnTe* déposé sur un substrat de *GaAs*. Pour une longueur d'onde d'utilisation qui correspond au domaine des télécommunications, on constate que le *Ce : YIG* déposé sur un substrat de *GSGG* [24] présente également une valeur du facteur de mérite élevée, mais les difficultés d'intégration ont été exposées précédemment.

Généralement, ce *tableau I.1* montre aussi que des pistes d'élaboration très diverses sont menées par de nombreux chercheurs pour développer un matériau compatible avec les technologies d'optique intégrée sur silicium.

Cependant, aucune approche n'est développée en vue d'une intégration d'un matériau magnéto-optique avec les technologies d'optique intégrée sur verre (*tableau I.1*).

Enfin, le développement de nouveaux matériaux magnéto-optiques compatibles avec les technologies classiques est une voie de recherche alternative et indispensable pour résoudre les problèmes liés à l'intégration.

Auteurs	Matériau	Substrat	λ (μm)	M ($^{\circ}/\text{dB}$)
Choueikani et al [25]	NP de CoFe_2O_4	Verre	1.55	1.6-2.3
Huang et al [26]	$\text{Bi} : \text{YbIG}/\text{YIG}$	YIG	1.55	44(YIG)-130(Bi : YIG)
Kim et al [27]	SrTiO_3 dopé Fe	LaAlO ₃	1.55	1.1
L. Santiago et al [28]	NP de $\text{Fe}_3\text{O}_4/\text{PMMA}$	Polymère	0.98	0.5
L. Santiago et al [29]	NP de CoFe_2O_4	Verre	0.98	0.2
Lesuffleur et al [30]	$\text{Co}_{50}\text{Fe}_{50}$	GaAs	1.31	0.3
Royer et al [31]	NP de $\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$	Verre	0.633	0.07-0.18
Shimizu et al [32]	$\text{GaAs} : \text{MnAs}$	GaAs	1.54	0.018
Shimizu et al [33]	$\text{InAlAs} : \text{MnAs}$	InP	1.55	0.06
Shintaku et al [34]	$\text{Ce} : \text{YIG}$	GSGG	1.55	340(TE)-570(TM)
Zaman et al [34, 35]	$\text{Fe} : \text{InGaAsP}$	InP	1.55	125
Zayets et al [23]	CdMnTe	GaAs	0.74	921

Tableau I.1 : Principaux matériaux utilisés dans la réalisation des composants à effet non réciproque

I.3.2 Matériau magnéto-optique composite par voie sol-gel

La technique sol-gel est une méthode permettant l'élaboration de matériaux composites à partir de précurseurs moléculaires en solution à température ambiante, suite à des réactions chimiques. Son caractère « basse température », la grande pureté de ses composants et les possibilités de dopage, ont permis son développement. Cette voie sol-gel constitue une excellente alternative aux procédés conventionnels d'élaboration des verres dont les températures nécessaires dépassent les 1200°C. La réalisation d'un matériau magnéto-optique composite par voie sol-gel passe par trois étapes essentielles. La première étape est la réalisation de la matrice sol-gel à partir de précurseurs moléculaires en solution, par une suite de réactions chimiques à température ambiante. La deuxième étape concerne le dopage par les nanoparticules magnétiques.

La dernière étape est le dépôt de la couche mince sur un substrat.

Pour finaliser les couches minces, un traitement thermique par recuit dans une étuve à une température relativement basse variant de 20 à 120°C et un traitement UV sont nécessaires. Nous verrons plus tard l'intérêt de chacun de ces deux traitements.

Le matériau élaboré par voie sol-gel peut posséder potentiellement une excellente qualité optique, illustrée par des pertes réduites et un indice de réfraction modulable en ajustant la composition chimique des précurseurs chimiques initiaux du sol. La facilité de contrôler la valeur d'indice de réfraction de la couche permet de réaliser des guides d'ondes sur un grand nombre de substrats. Un autre avantage de cette technique est la facilité d'ajustement de l'épaisseur, par la modification des paramètres de dépôt. Dans le cas de dépôt par la technique « dip-coating », l'épaisseur est directement liée à la vitesse de retrait du substrat du bain de sol.

I.4 Choix de Matériau magnéto-optique composite par voie sol-gel

Le procédé sol-gel est considéré comme une méthode de synthèse très efficace de matériaux composites à base de nanocristaux. Il est donc particulièrement adapté pour la réalisation de matériaux dont les propriétés diffèrent des matériaux massifs [35]. Dans cette idée, la méthode sol-gel est apparue comme une méthode de synthèse efficace de ces matériaux [36]. Ainsi, des matériaux magnéto-optiques ont été réalisés à partir d'une matrice de silice dopée à l'aide de nanoparticules magnétiques de Maghémite ($\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$) ou Ferrite de Cobalt (CoFe_2O_4) et leurs propriétés caractérisées [21, 35, 36, 37]. Cette matrice de silice est complètement compatible avec le verre.

Généralement, le dopage du sol se fait par insertion de nanoparticules déjà cristallisées, sous forme de liquide magnétique pendant la préparation du sol. Cette méthode de dopage développée au laboratoire est de loin la plus simple et la plus pratique dans la réalisation d'un dopage homogène. Mais l'ajout de ces dopants dans un sol reste une étape cruciale car elle nécessite une bonne dispersion du dopant ce qui peut imposer parfois une adaptation de la chimie du sol.

Depuis quelques années, plusieurs groupes de recherche [21, 36] ont fait le choix de la ferrite de Cobalt pour doper les couches magnéto-optiques. Ce choix est justifié par l'effet que possède la ferrite de Cobalt : présence d'une forte rotation Faraday à la longueur d'onde $1.55 \mu\text{m}$, contrairement à la Maghémite qui possède son effet maximal à la longueur d'onde $0.5 \mu\text{m}$ et un effet quasi nul à $1.55 \mu\text{m}$ [21].

Dans cette partie, nous allons présenter les résultats relatifs à la rotation Faraday des couches minces dopées de nanoparticules de Maghémite et de ferrite de cobalt.

I.4.1 Effets magnéto-optiques en fonction du champ magnétique appliqué

La mesure de la rotation Faraday en espace libre est réalisée grâce au banc ellipso métrique. Ce dispositif expérimental sert à mesurer l'ellipticité et l'inclinaison en fonction de l'intensité du champ magnétique longitudinal appliqué, ce qui permet d'en déduire la rotation Faraday pour une longueur totale l de matériau traversée.

Pour étudier les propriétés magnétiques des couches nous avons étudié deux échantillons :

- Ferro fluide : Nanoparticules de CoFe_2O_4 (dans l'eau) avec $\Phi = 0,13\%$:
- Couches minces $\text{SiO}_2/\text{ZrO}_2$ dopé CoFe_2O_4 avec $\Theta_{\text{FSAT}} = 400^\circ/\text{cm}$ pour $D=0.072 \mu\text{m}$.

La figure I.5 illustre un exemple d'allure de la rotation Faraday spécifique du matériau sol gel dopé à l'aide de nanoparticules de ferrite de cobalt CoFe_2O_4 (dans l'eau) : ferrofluide Pour $\lambda = 0.82 \mu\text{m}$.

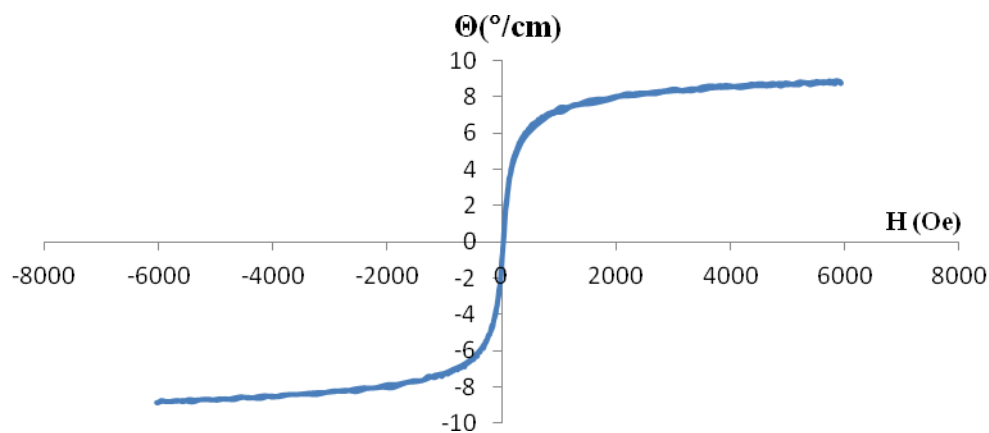


Figure I.5 Rotation Faraday spécifique ($^\circ/\text{cm}$) d'un Ferro fluide, la concentration volumique en nanoparticules ($\sim 0.072 \mu\text{m}$) dans l'ordre de 0,13 % ($\lambda = 0.82 \mu\text{m}$) [38].

La figure I.6 illustre un exemple de Rotation Faraday spécifique θ ($^\circ/\text{cm}$) d'une couche magnéto-optique $\text{SiO}_2/\text{ZrO}_2$ dopé CoFe_2O_4 avec $D=0.0072 \mu\text{m}$ de concentration volumique de 2% en fonction du champ appliqué pour $\lambda=0.82 \mu\text{m}$.

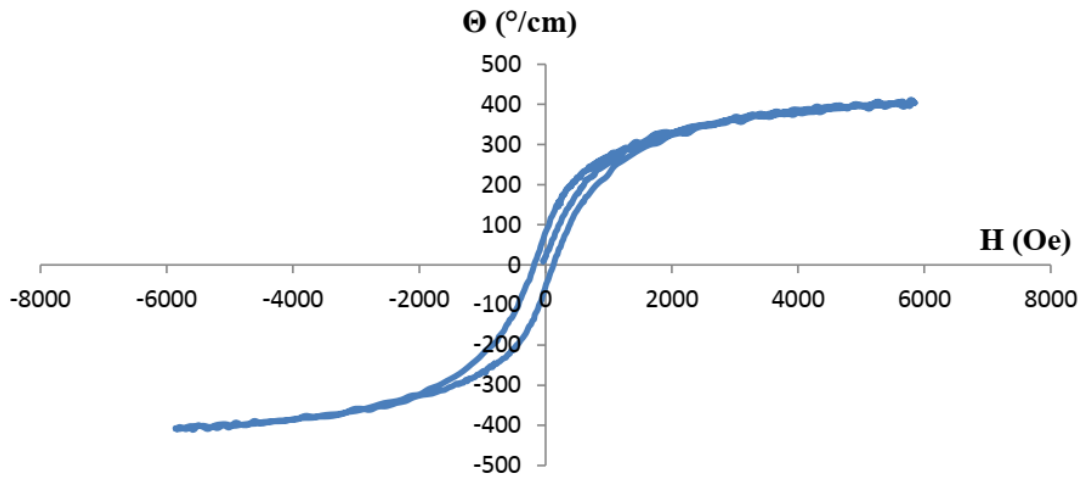


Figure I.6 Rotation Faraday spécifique θ_F ($^{\circ}/\text{cm}$) d'une couche magnéto-optique en fonction du champ appliqué [38, 39].

La mesure est faite à la longueur d'onde $1.55 \mu\text{m}$ d'une manière transversale au plan de la couche d'épaisseur $4,5 \mu\text{m}$ en configuration espace libre, et la concentration volumique en nanoparticules dans la couche est de 2 % à la longueur d'onde $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$.

Ainsi, la comparaison avec la rotation produite par le Ferrofluide donne une concentration en nanoparticules dans le matériau égale à 0,13 % et la matrice $\text{SiO}_2/\text{TiO}_2$ dopée à l'aide de nanoparticules CoFe_2O_4 .

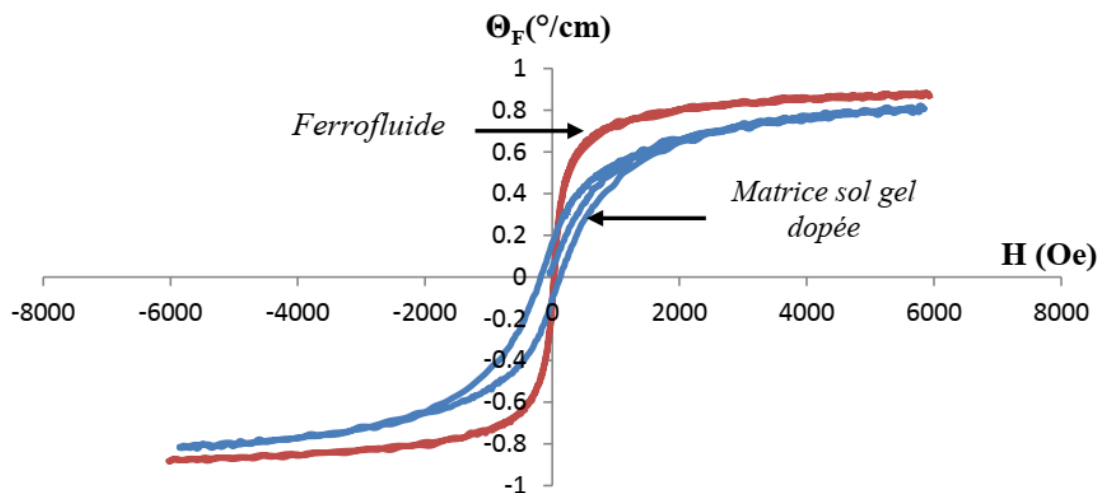


Figure I.7 Comparaison de la rotation Faraday normalisée en fonction du champ magnétique pour une dispersion dans un Ferro fluide et dans une matrice $\text{SiO}_2/\text{TiO}_2$ [38].

La mesure est effectuée à la longueur d'onde $1.55 \mu\text{m}$. La rotation du Ferro fluide présente une allure sans rémanence tandis que celle de la matrice dopée présente des pentes plus faibles, une rémanence et un cycle d'hystérésis.

I.4.2 Effets magnéto-optiques en fonction de la longueur d'onde

La Figure I.8 représente la rotation Faraday θ_F ($^\circ/\text{cm}$) d'une couche mince de silice $\text{SiO}_2/\text{ZrO}_2$ dopée par les nanoparticules de ferrite de cobalt CoFe_2O_4 avec $\Phi = 1 \%$ en fonction de la longueur d'onde.

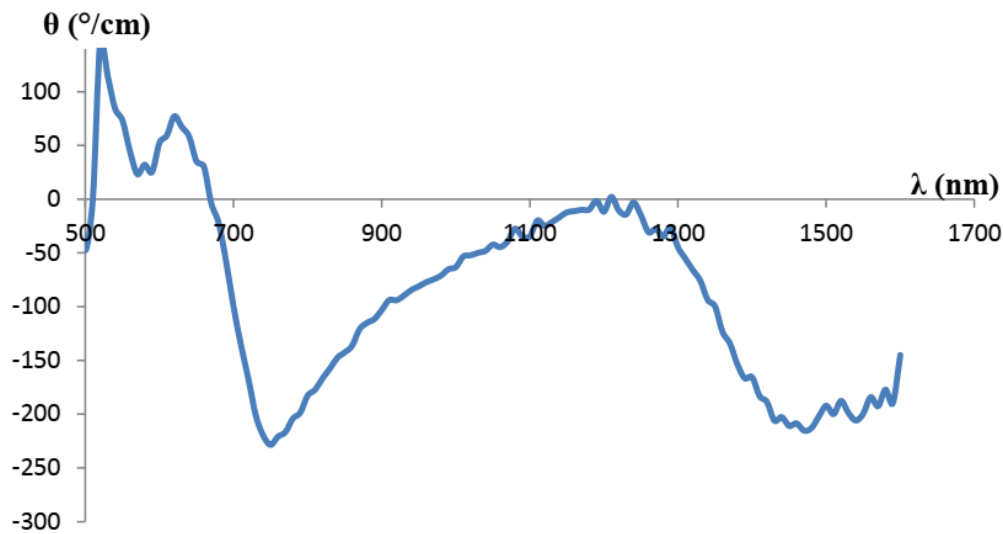


Figure I.8 Variation de la rotation Faraday θ_F ($^\circ/\text{cm}$) d'une couche mince de silice $\text{SiO}_2/\text{ZrO}_2$ dopée par les nanoparticules de ferrite de cobalt (CoFe_2O_4) en fonction de la longueur d'onde [38].

La concentration en nanoparticules est de $\Phi = 1\%$. Cette courbe qui correspond à une mesure effectuée sur un échantillon de concentration $\Phi = 1\%$ montre que la couche mince de $2 \mu\text{m}$ déposée sur un substrat de pyrex, possède une rotation Faraday maximale autour de $0.75 \mu\text{m}$ et plus particulièrement autour de la longueur d'onde $1.55 \mu\text{m}$.

De plus, la rotation étant proportionnelle à la concentration en nanoparticules Φ , il est possible d'atteindre une rotation de l'ordre de $300^\circ/\text{cm}$ pour une concentration de $1,5\%$ [40]. Cette valeur est tout à fait comparable au YIG massif à $1.55 \mu\text{m}$.

I.4.2.1 Mesure des pertes de propagation

Nous considérons la propagation du champ électrique des modes sous la forme suivante $\vec{E}(x, y, z) = \vec{E}(x)$, où β est la constante de propagation, supposée réelle, ce qui signifie que le mode se propage sans perte. Pratiquement, tel n'est pas le cas, plusieurs phénomènes contribuent à l'atténuation des modes, absorption par le matériau constituant la couche mince, diffusion par des imperfections au sein de la couche et aux interfaces, radiation dans le substrat et le superstrat [41, 42]. Ainsi, la constante de propagation n'est plus réelle mais complexe [38]:

$$\bar{\beta} = \beta + j\beta' \quad (\text{I.10})$$

La partie imaginaire de cette constante, β' , qui contient les différentes contributions liées aux phénomènes précédents, provoque une atténuation exponentielle de l'amplitude du champ électrique et de l'intensité lumineuse I

$$\vec{E}(x, y, z) = \vec{E}(x) e^{j\beta z} e^{-\beta' z} \quad (\text{I.11})$$

$$I(z) = |E(x, y, z)|^2 \propto I_0 e^{-\alpha z} \quad (\text{I.12})$$

α ($\alpha = 2\beta'$) (cm^{-1}) Est le coefficient d'atténuation calculé par la formule suivante :

$$I = I_0 e^{-\alpha h} \quad (\text{I.13})$$

L'intensité lumineuse I correspond à l'onde électromagnétique transmise, I_0 correspond à l'intensité lumineuse incidente et h à la longueur du matériau traversé par le signal lumineux.

Pour mesurer les pertes optiques dans notre matériau, nous utilisons une cellule d'épaisseur connue (1mm) remplie de liquide magnétique et un spectromètre à transmission.

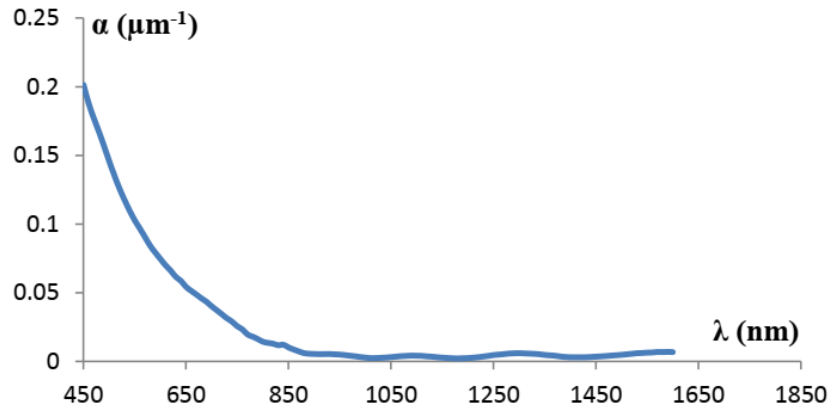


Figure I.9 Atténuation d'une couche mince dopée de concentration $\phi=1\%$ [38].

La courbe illustrée sur la figure I.9 présente l'atténuation d'échantillon dopé par ferrite de cobalt possédant des concentrations volumiques identiques : $\Phi = 1\%$.

Ce résultat confirme que l'atténuation est plus faible dans la bande ($0.7\ \mu\text{m} - 1.6\ \mu\text{m}$). C'est pour cette raison que nous avons utilisé cette bande. Pour ne tenir compte que de l'influence des nanoparticules, cette courbe de transmittance est référencée à une cellule remplie de 1 mm d'épaisseur de liquide porteur. Les pertes optiques dans ce cas, se calculent par la relation : $\alpha = -\ln(T)$. On peut remarquer que la fenêtre de « transparence » de ce matériau se situe au-delà de $0.9\ \mu\text{m}$ (la figure I.10).

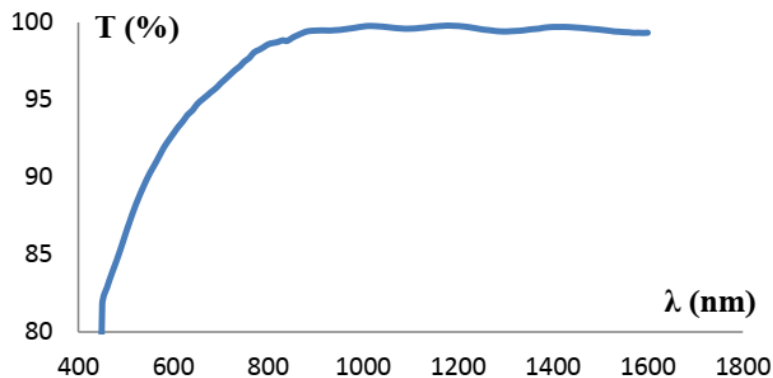


Figure I.10 Transmission d'échantillon de θ_F ($^{\circ}/\text{cm}$) d'une couche mince de silice dopée par les nanoparticules de ferrite de cobalt en fonction de la longueur d'onde [38].

I.4.2.2 Facteur de mérite de la composite magnéto-optique

La forte rotation Faraday que nous avons démontrée au paragraphe précédent n'est pas le seul critère à prendre en compte pour le choix d'un matériau magnéto-optique en vue de la réalisation de composants magnéto-optiques. La qualité d'un matériau magnéto-optique est mesurée par son « facteur de mérite » F ($^\circ$). Qui est défini par la relation suivante :

$$F(^\circ) = \frac{\theta_F(^\circ.cm^{-1})}{\alpha(cm^{-1})} \quad (I.14)$$

En se basant sur les Figure I.8 et Figure I.9 nous pouvons déterminer le facteur de mérite de notre composite en fonction de la longueur d'onde (Figure I.11).

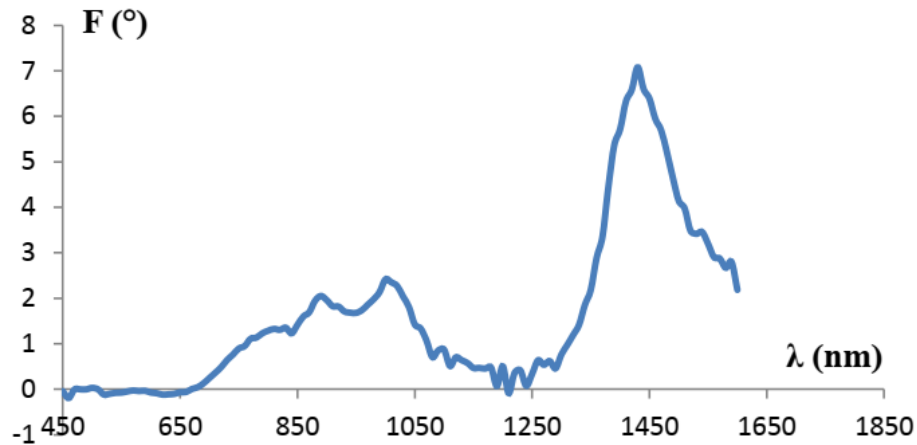


Figure I.11 Variation du facteur de mérite F ($^\circ$) de θ_F ($^\circ/cm$) d'une couche mince de silice dopée par les nanoparticules de ferrite de cobalt en fonction de la longueur d'onde [38].

Il est à noter que pour le composite, la rotation Faraday spécifique et l'absorption sont toutes les deux proportionnelles à la concentration en nanoparticules, ce qui donne un facteur de mérite indépendant de cette valeur.

La courbe de la Figure I.11 montre que la ferrite de Cobalt possède un effet maximum dans la gamme des longueurs d'ondes utilisée dans le domaine des télécommunications (1.55 μm), il est cinq fois supérieur à celui de la longueur d'onde dans la zone [0.8-1 μm]. Cela peut s'expliquer d'une part, par la transparence du Ferro fluide à base de ferrite de Cobalt à 1.55 μm (Figure I.10) et d'autre part, par une forte rotation Faraday dans cette plage de longueurs d'ondes (Figure I.8).

I.5 Conclusion

L'interaction entre une onde optique et un milieu magnétique conduit à une grande variété d'effets: optiques, acousto-optiques et magnéto-optiques. Ainsi, l'utilisation de dispositifs non réciproques tels que les isolateurs et les circulateurs dans un système de liaison optique est indispensable. Ce chapitre est consacré globalement à l'étude des effets magnéto optiques et plus particulièrement à l'effet Faraday et l'effet Kerr. En effet, ces deux effets magnéto optiques jouent un rôle considérable dans diverses applications, notamment dans domaine de télécommunications optiques.

Dans ce chapitre nous avons présenté tout d'abord, les principaux effets magnéto-optiques résultent de l'interaction entre la lumière et un milieu magnétique. Ensuite, nous avons présenté en détail la théorie de l'effet Faraday qui est largement utilisé dans la fabrication des composants non réciproques tels que les isolateurs et les circulateurs. Par ailleurs, nous avons donné un bref état concernant les divers développements faits dans le domaine des matériaux magnéto-optiques.



Chapitre II

Cristaux magnéto-photonique

II.1 Introduction

L'objectif de ce chapitre est de présenter dans un contexte général les notions de base des cristaux magnéto-photoniques. Dans un premier temps, nous allons présenter un rappel historique sur les cristaux photoniques. Tout d'abord, nous allons décrire les différents types de cristaux photoniques avec leurs propriétés géométriques et physiques. Puis, nous expliquerons la notion de bande interdite photonique. Ensuite, nous présenterons les principes des défauts qui existent au niveau des cristaux.

Dans un second temps, nous introduirons les matériaux magnéto-optiques et nous traiterons en particulier les cristaux magnéto-photoniques réalisés à base de matériaux magnéto-optiques. Dans la première partie, nous allons présenter un bref état de l'art sur les 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 allons citer quelques applications des cristaux magnéto-photoniques.

II.2 Historique des premiers cristaux photoniques

En 1887, Les premières études ont porté sur un diélectrique à propriété périodique, lorsque *Lord Rayleigh* décrit le comportement des ondes électromagnétiques dans un film multicouche 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* a 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 Yablonovitch* de l'Université de Californie à Los Angeles à la fin des années quatre-vingt 1987 [43]. 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 [2]. Peu de temps après, en 1991, *Yablonovitch et al* [44] 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 sont apparues dans l'année 1993 par de *Wendit et al* 1993 [45] au laboratoire de Sandia, et une année plus tard, suivi simultanément de *Krauss et Al* [46] et de *Gerard et al* [47] 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 [48], et d'*O'Brien et al*, sur les microcavités à cristaux photoniques [49]. Surtout l'équipe de *Painter et al* [50], 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, 51].

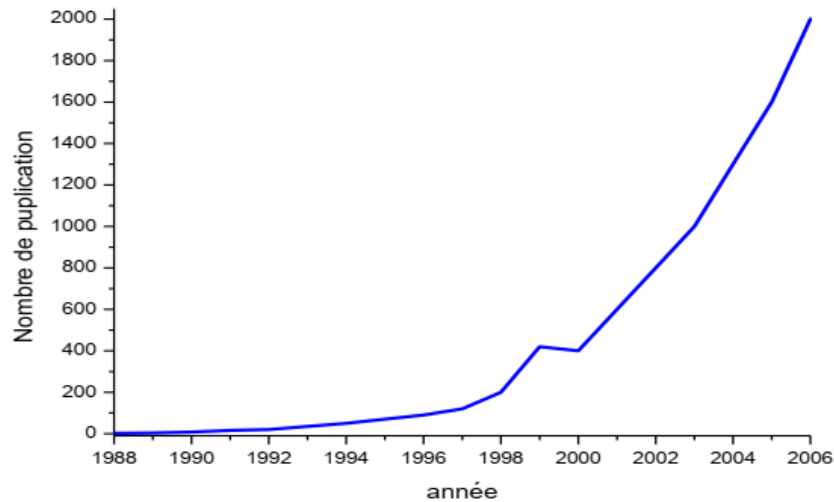


Figure II.1 Nombre de publications par année des cristaux photoniques [51].

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 évènements concernant la réalisation de cristaux photoniques.

II.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 II.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.

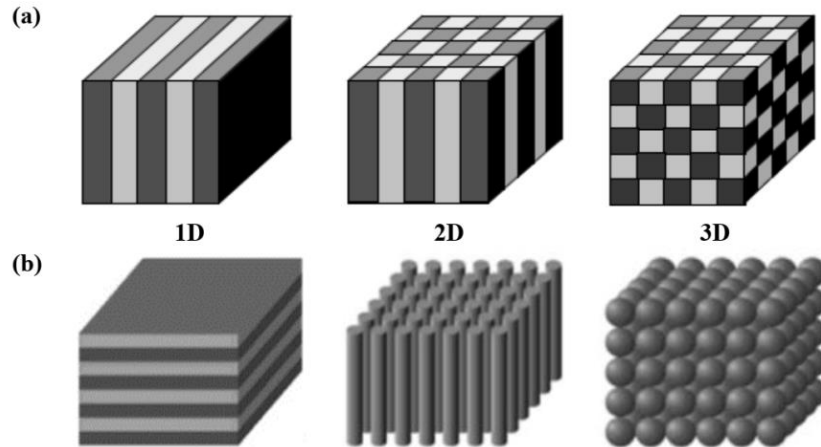


Figure II.2 (a) Représentation schématique de cristaux photoniques 1D, 2D et 3D, (b) Exemples de cristaux photoniques artificiels en une, deux et trois dimensions [52].

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.

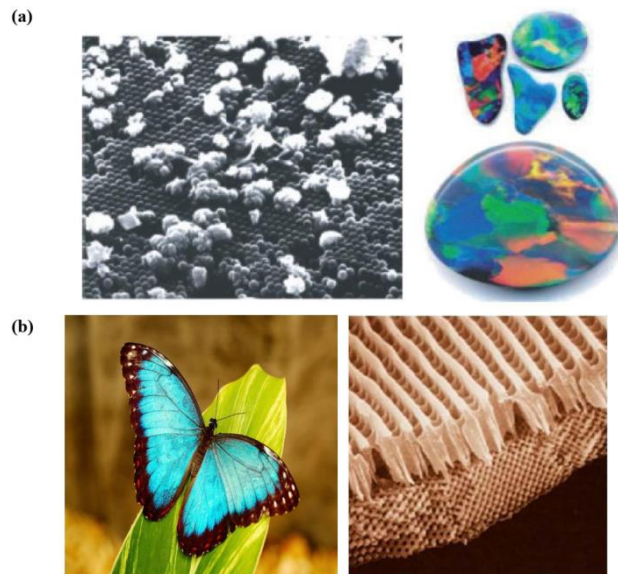


Figure II.3 Exemples de cristaux photoniques naturels : (a) Photographies d'opales à différentes échelles [51], (b) Photographies des ailes de papillon [52].

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 0.2 et 0.4 μm pour fonctionner dans le visible [51, 53].

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 *Priniceps nireus* dont les magnifiques reflets bleus et verts sont dus à l'interaction entre la lumière ambiante et la micro structuration naturelle de leurs ailes (Figure II.3).

II.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.

II.4.1 Cristaux photoniques unidimensionnels 1D

Les cristaux photoniques unidimensionnels 1D sont les plus anciens, et 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.

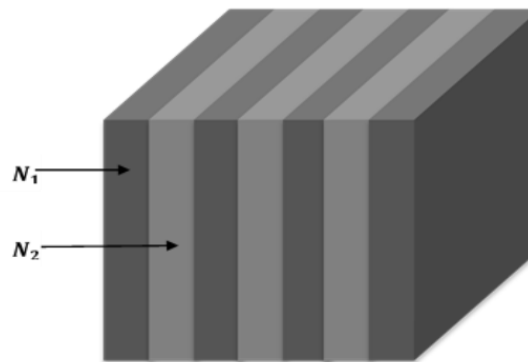


Figure II.4 Structure périodique 1D.

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 [51].

II.4.2 Cristaux photoniques bidimensionnels 2D

Un cristal photonique bidimensionnel est une structure qui présente une modulation périodique de la permittivité diélectrique suivant deux directions de l'espace, et 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 terme 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 II.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 II.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.

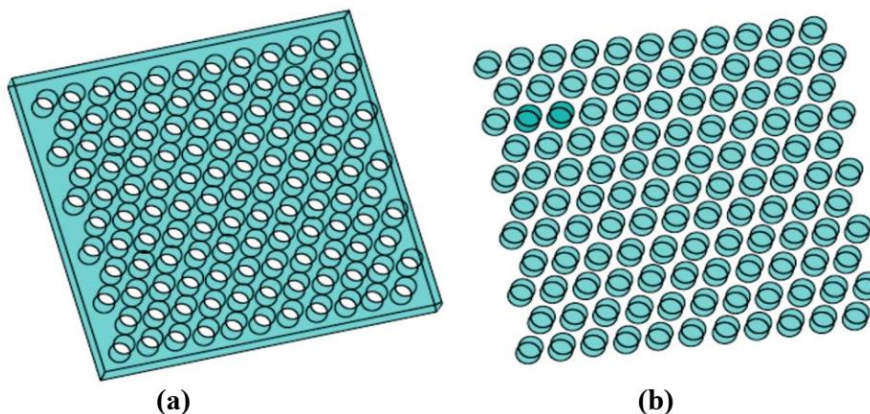


Figure II.5 Structure périodique 2D : (a) Structure connectée, (b) Structure déconnectée.

II.4.3 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 avoir été réalisées 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) [44]. Avec ce cristal photonique, le concept de la bande interdite photonique a été démontré expérimentalement pour la première fois.

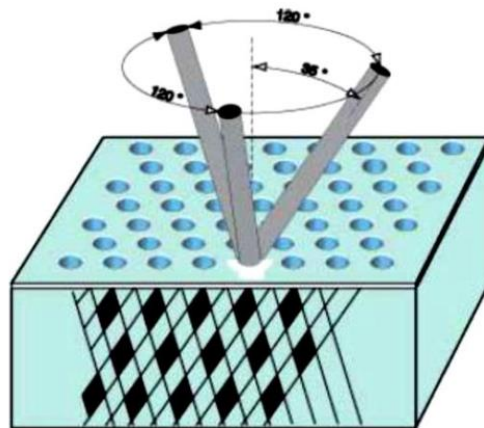


Figure II.6 Représentation de structure yablonovite.

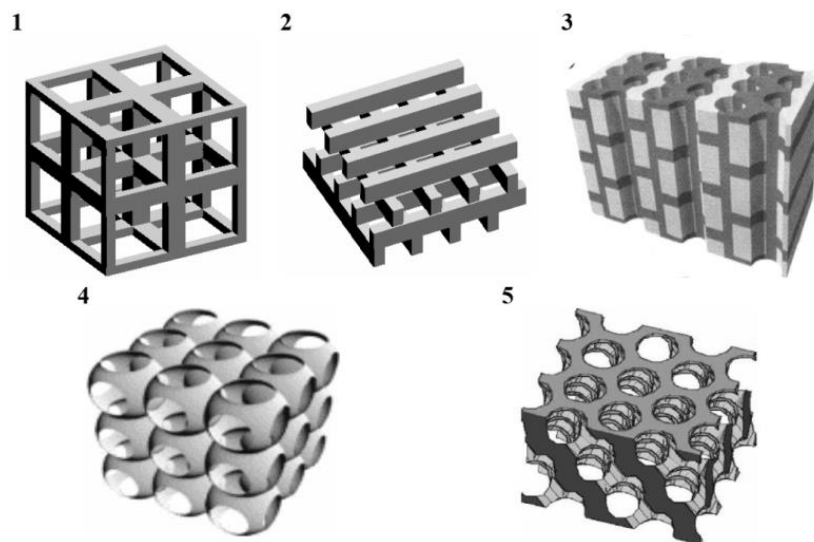


Figure II.7 Différentes structures 3D [44]: structure cubique (1), le tas de bois (2), la structure multicouches (3), les opales ou opales inversées (4) et la Yablonovite (5).

II.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 :

II.5.1 Contraste d'indice Δn

Le contraste d'indice Δn est la différence entre les indices de réfraction des deux matériaux [54] 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) :

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

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).

II.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 .

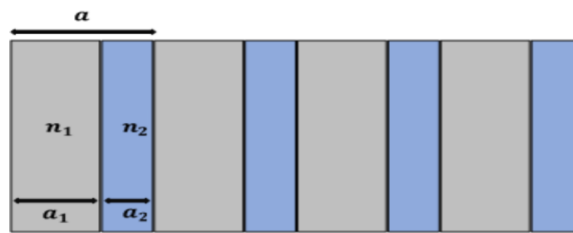


Figure II.8 Caractéristiques géométriques et physiques pour un cristal photonique 1D.

II.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 [55].

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

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 :

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

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 [56]

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

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.

II.6 Notions de bandes photoniques

Pour comprendre la propagation de la lumière dans un cristal photonique à partir de toutes les directions de propagation de la zone de Brillouin, ces notions qui 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.

II.6.1 Zone irréductible de Brillouin

La thèse de *F. Bloch* soutenue en 1928 [57] 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 II.9.

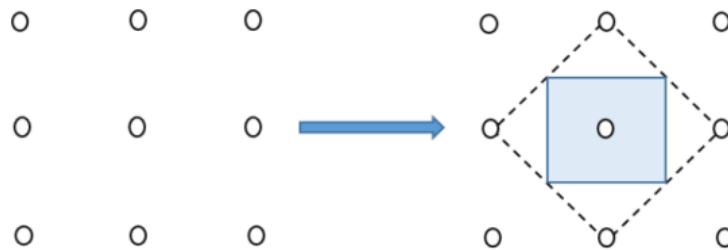


Figure II.9 Passage de l'espace réel à l'espace réciproque pour un réseau carré.

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* [58] comme le montre la figure II.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.

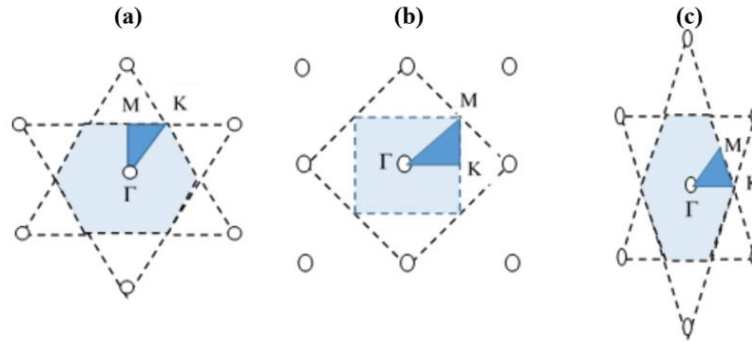


Figure II.10 Représentation de zone de Brillouin irréductible : (a) réseau triangulaire, (b) réseau carré, (c) réseau hexagonal.

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 [58]. Si on utilise un matériau isotrope dans le plan on peut encore réduire cette zone aux parties encadrées en bleu sur la figure II.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 II.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 .

II.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 II.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.

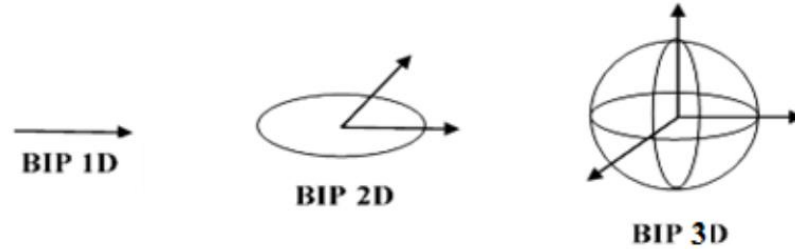


Figure II.11 Les directions possibles du *BIP* pour un cristal photonique 1D, 2D et 3D.

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 II.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 [59]

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

Ou n_1 et n_2 sont les indices de réfraction des deux matériaux diélectriques. La position et la largeur du gap peuvent être ajustées par les paramètres géométriques de la structure et par le contraste entre les différents 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.

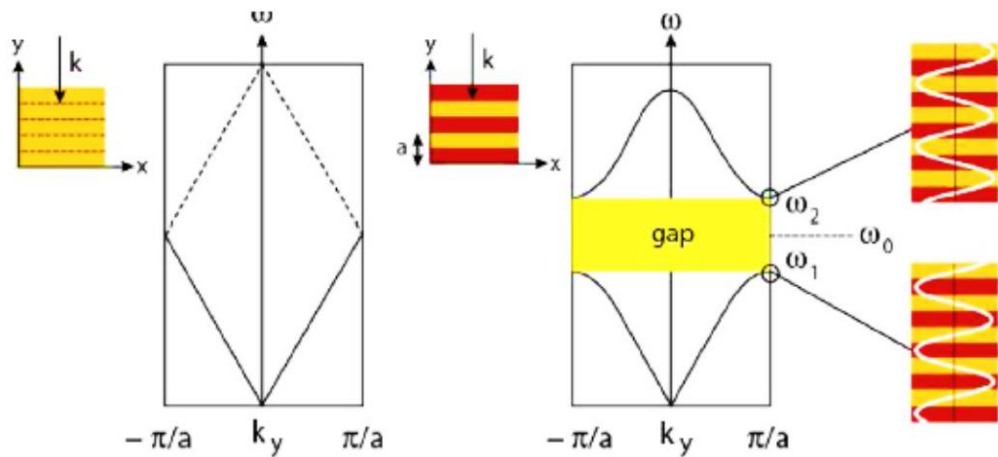


Figure II.12 La bande interdite photonique pour une structure périodique 1D.

II.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 (k) représentant la variation de la fréquence des modes en fonction du module du vecteur k le long des directions de haute symétrie: ΓM , ΓK et KM . Pour le réseau périodique. Donc, pour avoir la structure de bandes photoniques, il faut balayer la zone de Brouillon irréductible. Un exemple de diagramme de bandes, calculé pour un cristal de réseau triangulaire de trous d'air percés dans le silicium ($\epsilon = 12$) et pour un rapport $r/a=0.45$ avec r le rayon des trous et a la période du réseau, le diagramme de bande est représenté sur la figure II.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 apparaît pour la polarisation TE et une bande plus réduite pour la polarisation TM [60]

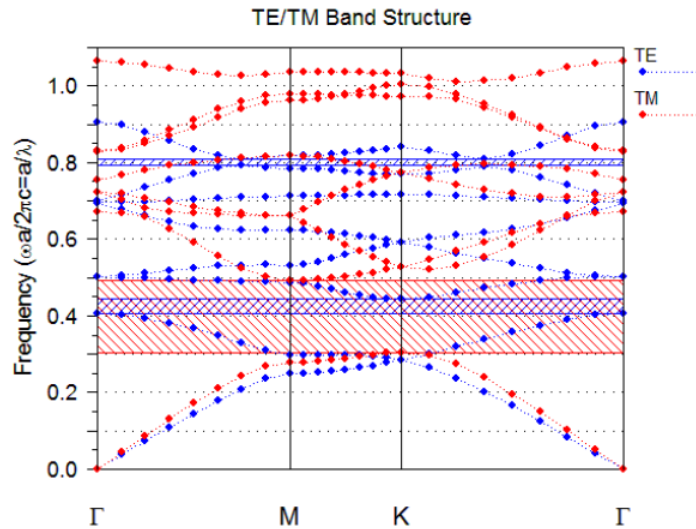


Figure II.13 Diagramme de bande d'un cristal photonique bidimensionnel de réseau triangulaire [60].

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'ondes, il existe plusieurs fréquences de propagation de chaque mode.

II.7 Cristaux magnéto photoniques

II.7.1 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 : CMP-1D, CMP- 2D et les CMP-3D selon la variation périodique de la constante diélectrique.

II.7.2 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 résumés.

II.7.2.1 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 [61]. Les travaux ci-dessous présentent quelques résultats expérimentaux et théoriques concernant la réponse magnéto-optique des cristaux magnéto-photoniques 1D. Inoue et Al [62, 63] 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. De même, 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 indice 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 $\lambda=0.65 \mu\text{m}$, pour la position de la BIP de la structure périodique qui s'étale entre 0.75-1.05 μm et que l'amélioration de la rotation de Faraday est située au niveau du bord de la bande interdite photonique (Figure II.14).

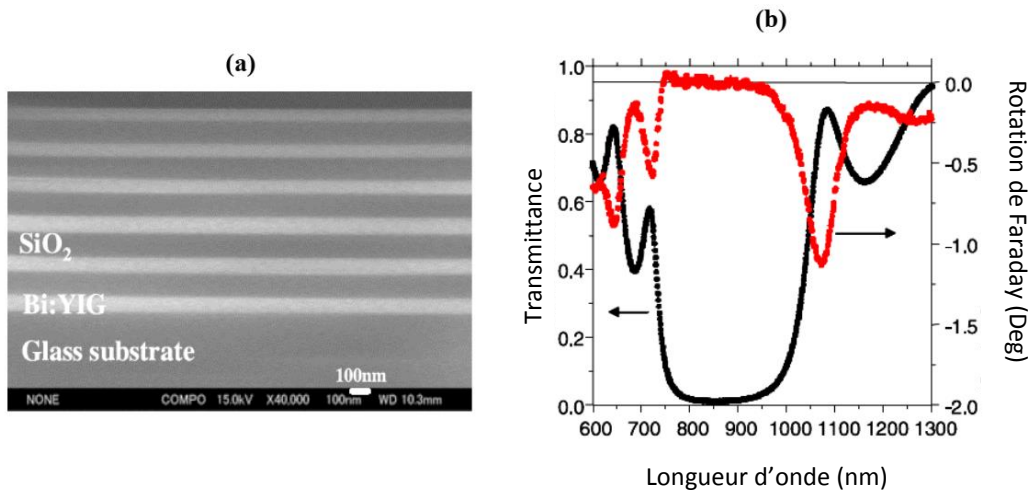


Figure II.14 (a) Structure périodique 1D collectée par image MEB, (b) Transmission et rotation Faraday en fonction de la longueur d'onde [62].

II.7.2.2 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 d'études. La première à base de structure hybride entre une structure 1D et 2D à condition que l'une d'elles se forme de structure magnétique [64]. La seconde est l'étude des cristaux photoniques 2D purs avec une variation périodique à deux dimensions de la permittivité [65]. Les deux travaux ci-dessous présentent des résultats expérimentaux et théoriques.

II.7.2.3 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 a été faite en utilisant des opales de silice.

II.8 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.

II.8.1 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 II.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.

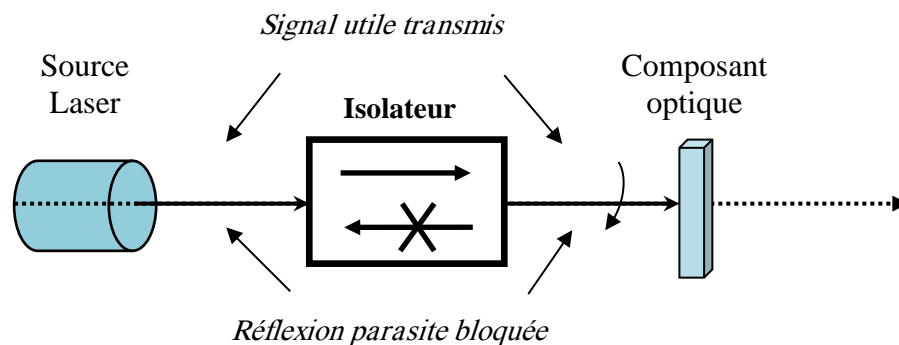


Figure II.15 Fonctionnement schématique d'un isolateur à rotation Faraday.

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 [66].

II.8.2 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 au moins de trois ports d'accès orientés à 120° les uns des autres autour d'une cavité résonnante.

La Figure II.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.

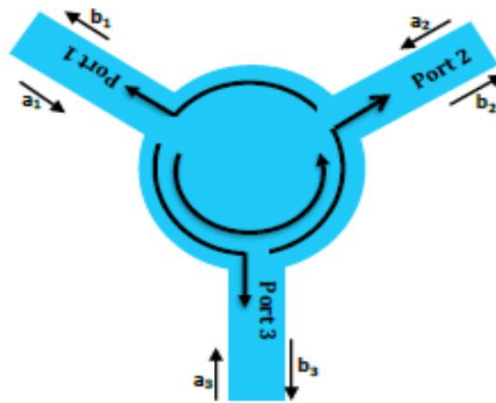


Figure II.16 Schéma de principe d'un circulateur en Y à trois ports.

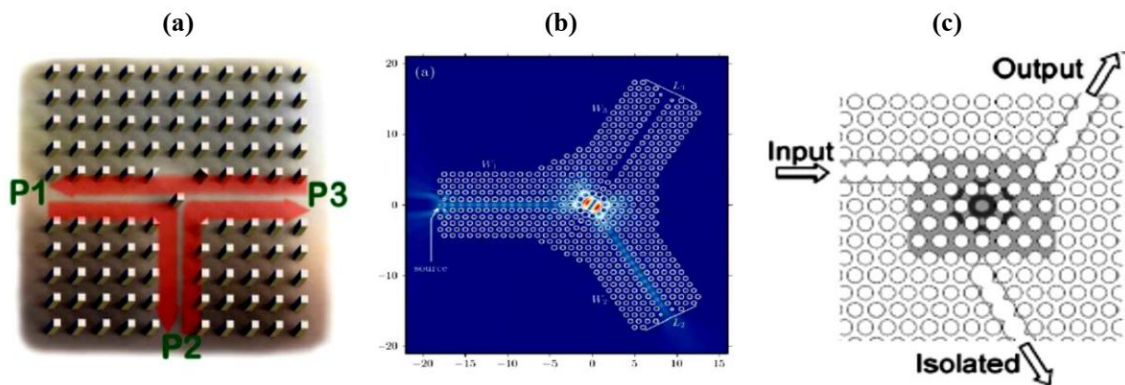


Figure II.17 Différents types de circulateur magnéto-photonique à trois ports : (a) Circulateur en T [67], (b) Circulateur en Y [68], (c) Circulateur en Moulin à vent [7].

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 présente les différents types de circulateur les plus étudiés à base de cavité résonnante couplée à des guides d'ondes.

II.9 Conclusion

Dans ce chapitre, les structures magnéto-photoniques périodiques à base de matériaux magnéto-optiques sont étudiées. Dans la première partie nous avons présenté un aperçu général sur les cristaux photoniques ; en donnant les différents types, ainsi que la notion de bande interdite photonique et leurs caractéristiques en fonction des paramètres géométriques et physiques.

La deuxième partie, concerne les cristaux magnéto-photoniques et leurs applications dans le domaine des composants non réciproques. Nous avons présenté en premier la théorie des matériaux magnéto-optiques: telles que la non réciprocity et propagation des ondes optiques dans un matériau magnéto-optique, l'origine de l'effet magnéto-optique et la rotation de Faraday, puis, nous avons présenté les développements faits dans le domaine des matériaux magnéto-optiques classiques utilisés dans l'intégration des composants à effet non-réciproque. Ensuite, les cristaux magnéto-photoniques à base des matériaux magnéto-optiques composites sont présentés dans ce chapitre. Enfin, nous avons présenté quelques applications de structures à cristaux magnéto-photoniques et leurs utilisations dans la fabrication des composants non réciproques, notamment les isolateurs et les calculateurs.



Chapitre III

Étude théorique de la bande interdite
des CMP 1D

III.1 Introduction

Les cristaux photoniques sont des matériaux diélectriques périodiques, capables de contrôler la propagation des ondes électromagnétiques à travers le matériau [69, 70].

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 [71]. 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 [59, 60]. [44, 72].

Les cristaux magnéto photoniques (CMP) font parties des cristaux photoniques avec des matériaux magnétiques, à travers lesquels des longueurs d'ondes spécifiques de la lumière ne peuvent pas se propager en raison d'une bande interdite photonique. Les cristaux magnéto-photoniques sont en mesure de fournir des caractéristiques magnéto-optiques uniques en exploitant les propriétés des bandes interdites photoniques [73, 74].

Dans la première partie de ce chapitre, nous allons présenter le logiciel RSoft CAD en focalisant notre intérêt sur le module DiffractMOD. Le développement de la méthode de modélisation optique précise et rapide reste donc indispensable pour l'étude de ces structures [75]. 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.

En utilisant la méthode RCWA, nous allons essayer de montrer la présence de bande interdite photonique dans les cristaux photoniques 1D, composé de $\text{SiO}_2/\text{ZrO}_2$ ou $\text{SiO}_2/\text{TiO}_2$ fabriqués par procédé sol-gel [76, 77], 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 allons étudier l'effet du contraste ainsi que les effets des paramètres géométriques tels que le nombre de couches, l'épaisseur des couches et l'angle d'incidence sur les variations de la bande interdite photonique.

III.2 Présentation du logiciel Rsoft CAD

III.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 les possibilités de la suite.

III.2.2 Modules de simulations

Rsoft CAD est le programme de contrôle principal d'une série de modules de simulation qui sont sous licence séparément de Rsoft. Ces modules de simulation sont : BeamPROP, FullWAVE, BandSOLVE, GratingMOD, FemSIM, ModePROP ainsi que celui que nous avons utilisé : le DiffractMOD.

III.2.2.1 Simulateur « DiffractMOD »

Le simulateur DiffractMOD est un outil de conception et de simulation pour les structures optiques diffractives telles que les éléments de diffraction optiques, les structures périodiques et les 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 transformée de Fourier rapide (FFT) et généralisé à la formulation de ligne de transmission. Le simulateur DiffractMOD a des applications étendues dans un large éventail de domaines, y compris la fabrication de semi-conducteurs et l'optique ondulatoire.

La méthode RCWA utilise le concept d'une cellule de l'unité pour gérer des structures périodiques à la fois 1D, 2D et 3D [78]. 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 [78].

III.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.

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.

III.3.1 Méthode modale de Fourier (RCWA)

La méthode modale de Fourier, appelée également méthode rigoureuse des ondes couplées ou méthode RCWA, est une méthode utilisée dans le calcul électromagnétique de

réseaux. 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 [79, 80, 81].

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 [80, 81].

Cette méthode consiste à exprimer le champ à l'intérieur du réseau sous la forme d'ondes couplées se propageant selon l'axe des z comme le montre la figure III.1.

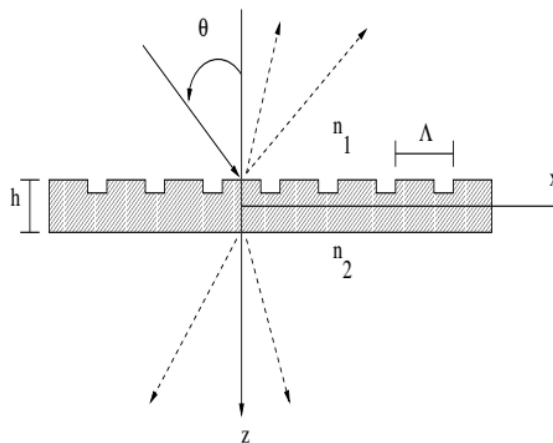


Figure III.1 Représentation schématique (d'un réseau lamellaire)

Elle est représentée dans le cas simple d'un réseau lamellaire non magnétique pour une onde plane incidente polarisée TE. Le réseau étant par définition périodique, la permittivité relative peut se décomposer en série de Fourier.

$$\varepsilon_r(x) = \sum_n \varepsilon_n e^{jnKx} \tag{III.1}$$

A l'intérieur du réseau, le théorème de Bloch (ou théorème de Floquet) permet d'écrire le champ électrique sous la forme d'une série de Fourier généralisée [82].

$$E_y = \sum_n S_n(z) e^{j(k_x + nK)x} \quad (\text{III.2})$$

Les composantes du champ H se mettent sous une forme analogue. Pour des raisons de commodité de calcul, ils s'écrivent sous la forme :

$$H_x = -j \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} \sum_n U_n(z) e^{j(k_x + nK)x} \quad (\text{III.3})$$

$$H_z = -j \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} \sum_n f_n(z) e^{j(k_x + nK)x} \quad (\text{III.4})$$

Les S_n , U_n et f_n sont les harmoniques spatiales des champs considérés. En choisissant une dépendance temporelle de la forme $e^{j\omega t}$, les équations de Maxwell s'écrivent :

$$\frac{\partial H_x}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial x} = j\omega \epsilon_0 \epsilon_r E_y \quad (\text{III.5})$$

$$\frac{\partial E_y}{\partial z} = j\omega \mu_0 H_x \quad (\text{III.6})$$

$$\frac{\partial E_y}{\partial x} = -j\omega \mu_0 H_z \quad (\text{III.7})$$

En remplaçant (1.5), (1.6) et (1.7) dans les équations de Maxwell, et en posant $K_{xn} = K_x + nK$, il vient :

$$\frac{\partial U_n}{\partial z} = jk_{xn} f_n - k_0 \sum_p \epsilon_{n-p} S_p \quad (\text{III.8})$$

$$\frac{\partial S_n}{\partial z} = k_0 U_n \quad (\text{III.9})$$

$$jk_{xn} S_n = -k_0 f_n \quad (\text{III.10})$$

Injecter (1.13) dans (1.11) permet d'éliminer f_n . L'équation (1.11) devient alors :

$$\frac{\partial U_n}{\partial z} = \frac{k_{xn}^2}{k_0} S_n - k_0 \sum_p \epsilon_{n-p} S_p \quad (\text{III.11})$$

Les équations précédentes se réduisent alors au système d'équations couplées (III.9) et (III.11) que nous pouvons écrire sous forme matricielle :

$$\begin{bmatrix} \frac{\partial S_n}{\partial z} \\ \frac{\partial U_n}{\partial z} \end{bmatrix} = k_0 \begin{bmatrix} 0 & I \\ M & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} S_n \\ U_n \end{bmatrix} \quad (\text{III.12})$$

Finalement, ce système peut se mettre sous la forme compacte :

$$\frac{\partial^2 S_n}{\partial z^2} = k_0^2 M S_n \quad (\text{III.13})$$

Avec

$$M = K_x^2 - E \quad (\text{III.14})$$

E désigne la matrice de Toeplitz décrivant la permittivité relative, c'est-à-dire une matrice dont l'élément (i,j) est E_{i-j} est la composante de Fourier. I représente la matrice identité, et K_x est une matrice diagonale dans laquelle l'élément (m,m) vaut mK/k_0 . La solution de l'équation différentielle (III.13) fait intervenir les valeurs propres et les vecteurs propres de la matrice. Dans ces conditions, les harmoniques spatiales S_n se mettent sous la forme d'une somme d'ondes se propageant le long de z .

$$S_n(z) = \sum_{m=1}^n \omega_{n,m} \left\{ u_m e^{-k_0 \lambda_m z} + d_m e^{k_0 \lambda_m (z-h)} \right\} \quad (\text{III.15})$$

Les $w_{n,m}$ sont les éléments de la matrice W des vecteurs propres de M tandis que les λ_m sont les racines carrées positives de ses valeurs propres. Les harmoniques spatiales U_n se déduisent de l'équation précédente en faisant intervenir la relation (III.9) et s'écrivent

$$U_n(z) = \sum_{m=1}^n v_{n,m} \left\{ -u_m e^{-k_0 \lambda_m z} + d_m e^{k_0 \lambda_m (z-h)} \right\} \quad (\text{III.16})$$

Les $v_{n,m}$ sont alors les éléments de la matrice $V=WQ$ ou Q est une matrice diagonale dont les éléments sont des valeurs propres.

Les coefficients u_m et d_m sont déterminés à partir des conditions aux limites en égalant les composantes tangentielle des champs électriques et magnétiques donnant ainsi accès aux coefficients r_n et t_n recherchés. Les efficacités de diffraction recherchées sont définies à l'aide des rapports des flux des vecteurs de Poynting et sont reliées à ces coefficients par les relations

$$\eta_{r_n} = r_n r_n^* RE \left(\frac{k_{I,z_n}}{k_0 n_1 \cos \theta} \right) \quad (\text{III.17})$$

$$\eta_{t_n} = t_n t_n^* RE \left(\frac{k_{II,z_n}}{k_0 n_1 \cos \theta} \right) \quad (\text{III.18})$$

Avec

$$k_{x_n}^2 + k_{(I,II)z_n}^2 = k_{(I,II)}^2 \quad (\text{III.19})$$

Comme nous venons de le voir, la méthode RCWA est simple à mettre en œuvre. Néanmoins, l'application brute de cette approche conduit à des problèmes numériques qui ont longtemps limité son champ d'application.

III.4 Matériau utilisé

Dans ce travail, le matériau de base utilisé pour la structuration du cristal photonique 1D est le $\text{SiO}_2/\text{TiO}_2$ ou $\text{SiO}_2/\text{ZrO}_2$. C'est un matériau caractérisé par un indice de réfraction variant dans la gamme $n=1.51$ jusqu'à $n=1.57$.

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.

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 SiO₂/TiO₂ ou SiO₂/ZrO₂.

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 $[\Delta\epsilon]$.

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} [83].

$$[\epsilon] = [\epsilon_{iso}] + [\Delta\epsilon] = \begin{bmatrix} \epsilon_{iso} & 0 & 0 \\ 0 & \epsilon_{iso} & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_{iso} \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} 0 & +ig_z & -ig_y \\ -ig_z & 0 & +ig_x \\ +ig_y & -ig_x & 0 \end{bmatrix} \quad (III.20)$$

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 :

$$[\epsilon] = \begin{bmatrix} \epsilon_{iso} & +ig_z & 0 \\ -ig_z & \epsilon_{iso} & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_{iso} \end{bmatrix} \quad (III.21)$$

L'effet anisotrope se traduit par des termes non diagonaux du tenseur de permittivité du matériau, c'est-à-dire par $(+ig_z et -ig_z)$. 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 [84].

$$[\epsilon] = [\epsilon_{iso}] = \begin{bmatrix} \epsilon_{iso} & 0 & 0 \\ 0 & \epsilon_{iso} & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_{iso} \end{bmatrix} \quad (III.22)$$

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

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

III.5 Conception de la structure

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

En effet, l'utilisation des structures à CMP 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 [81, 82, 83].

La structure étudiée est illustrée sur la Figure III.2, elle est constituée de couches diélectriques périodiques de $\text{SiO}_2/\text{ZrO}_2$ ou de $\text{SiO}_2/\text{TiO}_2$ 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 de 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 fort contraste entre les indices de réfraction $\text{SiO}_2/\text{ZrO}_2$ (ou constante diélectrique) et l'air, comme illustré dans la Figure III.2.

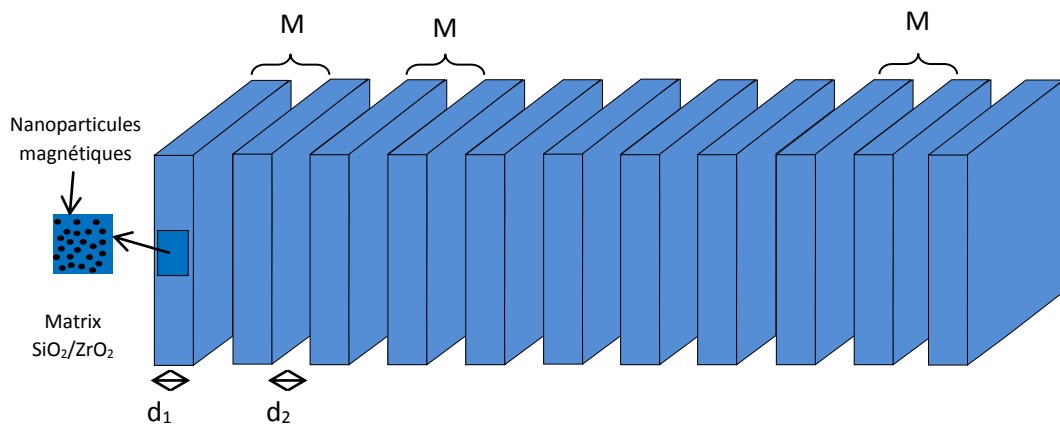


Figure III.2 Structure d'un cristal photonique 1D à couches magnéto-optiques

III.6 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 de réfraction variable entre 1,51 et 1,57 pour obtenir des structures avec de larges bandes interdites photoniques pour les applications de télécommunication.

III.6.1 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.3.

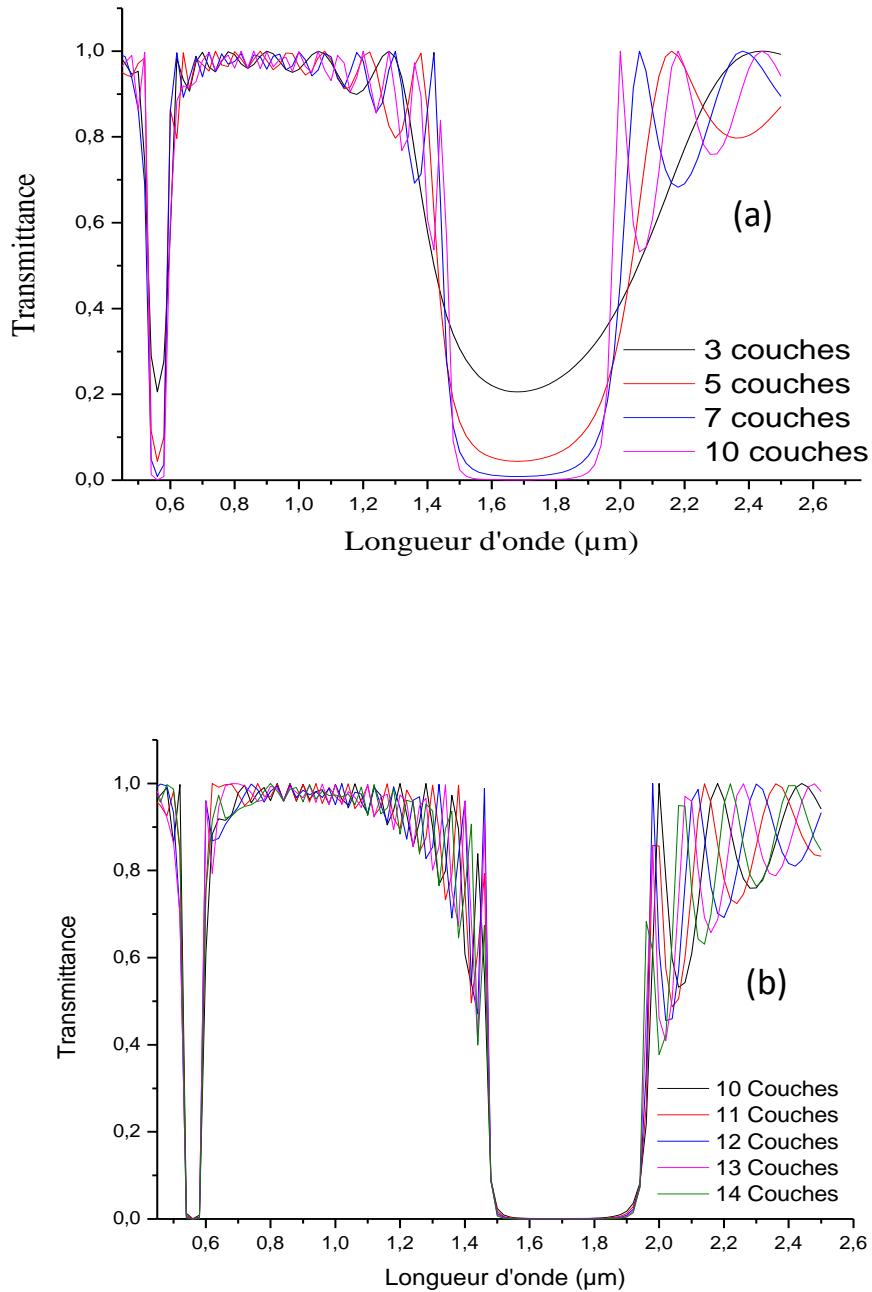


Figure III.3 Transmittance en fonction de la longueur d'onde d'un cristal photonique 1D fabriqué avec des couches magnéto-optiques [85].

D'après les spectres, nous distinguons l'existence de deux bandes interdites photoniques pour un nombre de couches supérieur ou égal à 10. La première bande située dans la région du visible ($0.562 \mu\text{m} - 0.585 \mu\text{m}$) avec une largeur de $\Delta\lambda = 0.023 \mu\text{m}$ et une seconde bande située dans l'infrarouge ($1.500 \mu\text{m}$ to $1950 \mu\text{m}$) avec une largeur $\Delta\lambda = 0.45 \mu\text{m}$.

Dans ce qui suit, nous avons choisi le nombre de 10 couches car au-delà de ce nombre la largeur de la bande interdite est quasi fixe.

III.6.2 Effet de la variation de l'épaisseur des couches

Dans cette section, nous étudions les propriétés optiques des cristaux magnéto photoniques 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 $a = 0,70\mu\text{m}$ ($a = d_1 + d_2$)). Nous avons ensuite calculé la largeur de la bande interdite photonique pour différentes épaisseurs de couches (d_1). Tous les résultats montrent clairement l'existence de bande interdite.

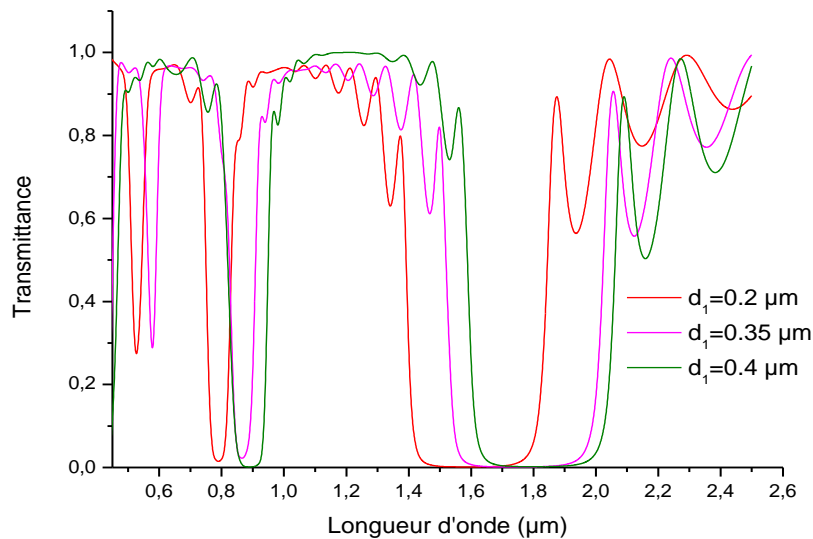


Figure III.4 Transmittance en fonction de la longueur d'onde d'un cristal photonique 1D avec des couches magnéto-optique [85].

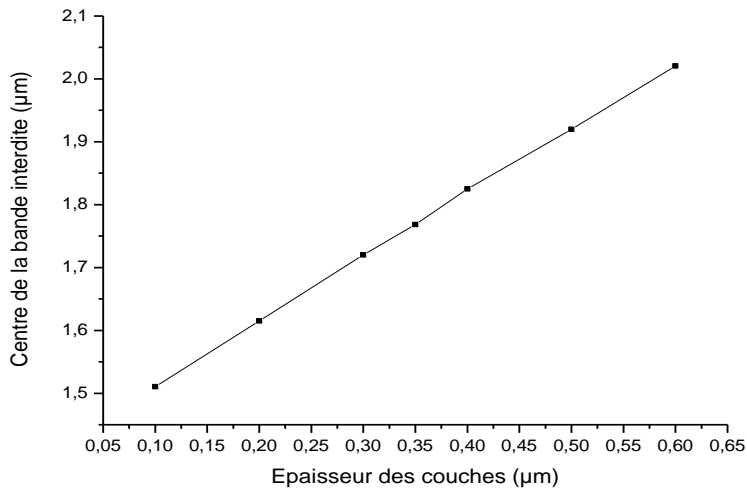


Figure III.5 Centre de la bande interdite en fonction de l'épaisseur des couches d'un cristal photonique 1D [85].

D'après les résultats obtenus, nous constatons que le centre 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 $d_1=0,32\mu\text{m}$. 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 $d_1=0,15\mu\text{m}$. Elle s'étend de $\lambda_{\text{min}}=1,357\mu\text{m}$ à $\lambda_{\text{max}}=1,742\mu\text{m}$.

III.6.3 Effet de la variation de l'indice de réfraction

Dans cette partie, étudié l'influence de l'indice de réfraction sur la largeur et la position de la bande interdite, pour cela, nous avons fixé tout d'abord le nombre de couches et l'angle d'excitation, ensuite nous avons effectué une série de simulations pour différentes valeurs de l'épaisseur et ceci pour différentes valeurs de l'indice de réfraction.

La figure III.6 rapporte les variations de la largeur de la bande interdite photonique en fonction de l'épaisseur des couches pour chaque indice de réfraction (pour $n=1,51$ jusqu'à

$n=1,57$). D'après les résultats obtenus, il est clair que la largeur de la bande interdite est proportionnelle à l'indice de réfraction. La largeur des bandes ouvertes est maximale pour $n=1,57$.

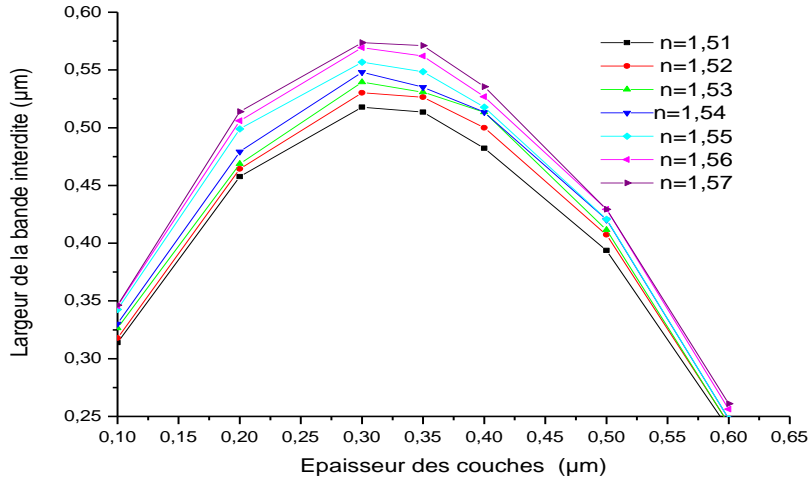


Figure III.6 Largeur de la bande interdite des CMP 1D pour différentes valeurs d'indice de réfraction [85].

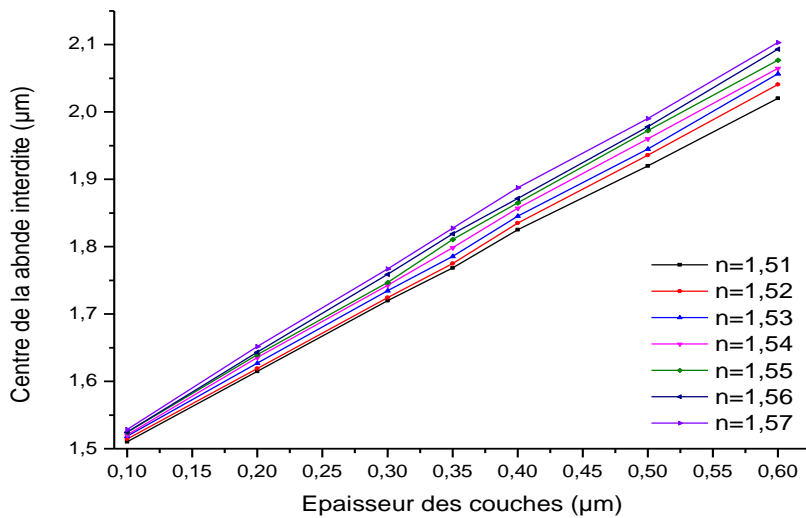


Figure III.7 Centre de la bande interdite des CMP 1D pour différentes valeurs d'indice de réfraction [85].

Sur la figure II.7, nous avons représenté la variation de la position de la longueur d'onde centrale en fonction de l'épaisseur des couches pour différentes valeurs de l'indice de réfraction. D'après les résultats, il est clair que les bandes ouvertes se déplacent vers les longueurs d'ondes élevées en fonction de l'indice de réfraction. Par conséquent, dans la section suivante, nous

allons fixer l'indice de réfraction à $n=1,57$ pour les prochaines simulations du spectre de transmission.

III.6.4 Effet de la variation de l'angle d'incidence

Pour étudier l'influence de l'angle d'excitation sur les propriétés de la bande interdite ouverte, nous considérons la structure de la figure III.2. Puis, on va fixer le nombre de couches à 10, l'épaisseur des couches d_1 à $0,15\mu\text{m}$ et l'indice de réfraction à $n=1,57$. Ensuite, et en utilisant la même méthode on va effectuer une série de simulations pour chaque valeur de l'angle d'excitation.

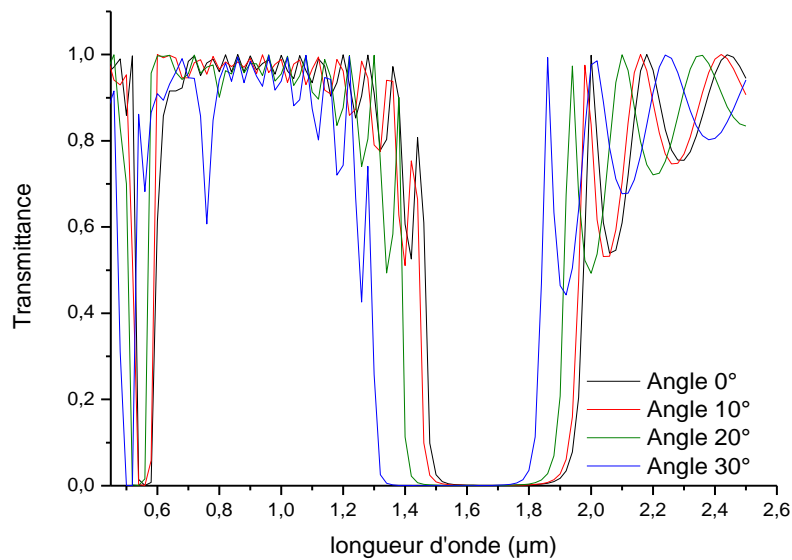


Figure III.8 Transmittance en fonction de la longueur d'onde pour différentes valeurs d'angle d'excitation [85].

Sur la figure III.8, nous avons rapporté les spectres de transmission en fonction de la longueur d'onde pour différentes valeurs d'angle d'excitation. D'après les résultats de simulations, on peut conclure que la plus large bande interdite autour de la longueur d'onde de télécommunications, correspondant à l'angle d'incidence $\theta = 30^\circ$, elle s'étend de $\lambda_{\min} = 1,315 \mu\text{m}$ à $\lambda_{\max} = 1,842 \mu\text{m}$.

D'autre part, la figure III.9 montre l'évolution de la localisation de la bande interdite en fonction de l'angle d'excitation. Nous pouvons constater clairement un décalage des bandes interdites photoniques vers les longueurs d'onde inférieures ; plus l'angle d'excitation est élevé

et plus la longueur d'onde centrale λ_0 diminue. Le centre de la bande interdite photonique varie de $\lambda_0 = 1,72 \mu\text{m}$ pour $\theta = 0^\circ$ à $\lambda_0 = 1,57 \mu\text{m}$ pour $\theta = 30^\circ$.

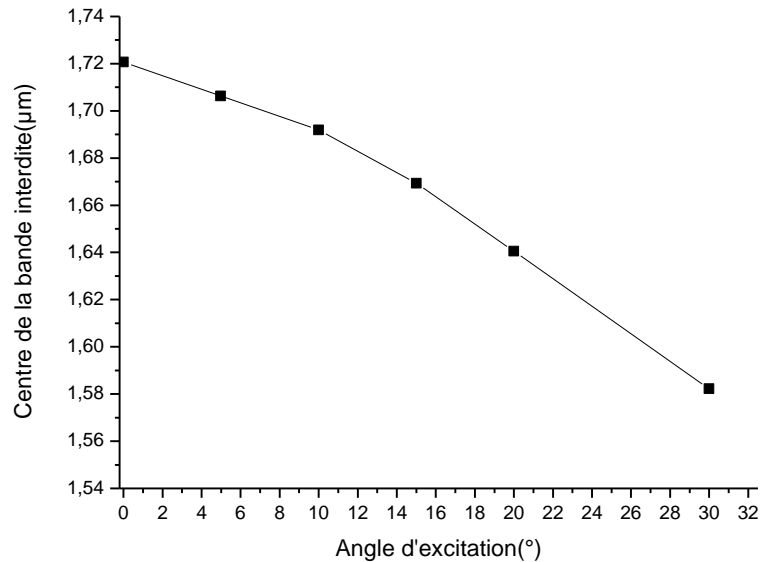


Figure III.9 Centre de la bande interdite en fonction de l'angle d'excitation [85].

Par conséquent, l'étude théorique de la bande interdite reste indispensable avant de passer à la conception, à la fabrication et à l'intégration des composants magnéto-photoniques dans la gamme infrarouge.

III.7 Conclusion

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

Nos résultats montrent que le nombre de couches, leurs épaisseurs et l'angle d'excitation ont une grande influence sur la position 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'épaisseur de couches et l'inverse pour l'augmentation de l'angle d'excitation. Les résultats de simulations de la bande

interdite représentent une étape importante et indispensable avant d'entamer la phase de la réalisation et de l'intégration des composants magnéto-photoniques.

Chapitre IV

Étude de la transmittance et l'effet
faraday dans les structures a cristaux
magnéto-photoniques 1D

IV.1 Introduction

L'attractivité pour les cristaux photoniques unidimensionnels repose essentiellement sur la modification de la structure du cristal par l'insertion d'un défaut en son sein. La géométrie des défauts varie entre la taille du défaut, l'emplacement de ce dernier et le nombre de défauts insérés dans la structure. L'insertion de défauts dans la structure unidimensionnelle génère une augmentation de la transmittance dans la bande interdite. L'utilisation de ces structures offre des opportunités de recherche dans le domaine de la miniaturisation des composants optiques intégrés et permet l'amélioration de leurs performances.

Ce chapitre est consacré à une description générale des cavités à cristaux photoniques à faible indice de réfraction de la matrice diélectrique composé de SiO_2/TiO_2 ou SiO_2/ZrO_2 . Il est divisé en deux parties. La première partie porte sur les principales notions concernant les cavités à cristaux magnéto photoniques unidimensionnels, notamment la notion de facteur de qualité et de volume modal. Puis nous décrivons la géométrie des différents types de cavités à défauts. La deuxième partie sera consacrée à la présentation des résultats de simulation obtenus sur les cavités à cristaux magnéto-photoniques à faible indice de réfraction. Ces derniers font l'objet de recherche intense depuis une dizaine d'années. L'intérêt particulier prêté à ce type de cavités vient du fait qu'elles présentent des facteurs de qualité extrêmement élevés.

IV.2 Etude théorique des cavités à cristaux magnéto-photoniques

IV.2.1 Définition de la cavité

Historiquement, l'apparition des premières cavités remonte à 1996, elles ont été réalisées par Krauss et Al [86] à partir de structure unidimensionnelles en optique guidée et en 1997 par Labilloy et Al [87] avec des cristaux photoniques bidimensionnels.

Les excellentes propriétés de réflexion du cristal photonique environnant permettent d'avoir des facteurs de qualités élevés pour les modes résonnants dans le plan. Des valeurs de l'ordre de 1000 ont été rapportées dans un premiers temps en 1999 [88], puis des valeurs de 1400 et 4000 ont été observées en 2001 [89]. Une microcavité optique à cristaux photoniques est une structure micrométrique, capable de piéger la lumière pour un temps donné. L'intérêt pour les cavités à cristaux photoniques ne cesse de croître depuis plusieurs années, qui sont des

structures permettant de confiner fortement la lumière et d'obtenir ainsi des facteurs de qualités très élevés. Ces cavités ont en effet de nombreuses applications, l'application la plus importante d'une microcavité est liée à sa propriété de ne laisser passer qu'une bande très étroite de fréquences permettant de réaliser des filtres en longueur d'onde.

En télécommunication, il est déjà commun de multiplexer l'information, c'est-à-dire d'injecter dans une même fibre optique plusieurs longueurs d'onde différentes qu'il faut pouvoir filtrer en sortie. Le critère pour ces applications demeure la réalisation des cavités avec des facteurs de qualité élevés et avec des volumes modaux petits.

IV.2.2 Caractéristiques des cavités à cristaux magnéto photoniques

Les cavités optiques sont caractérisées par trois grandeurs. La première caractérise la position et l'existence des modes de résonance dans la bande interdite photonique ; c'est la longueur d'onde de résonance λ_0 . La seconde caractérise la capacité du résonateur à stocker des photons résonants, c'est le facteur de qualité Q du mode de résonance.

La dernière grandeur qui refléchet l'aptitude de la cavité à stocker spatialement un mode de résonance, c'est le volume modal V .

IV.2.2.1 Résonance

Dans un cristal photonique, l'introduction d'un défaut ponctuel (un motif modifié ou absent...) conduit au minimum à l'existence d'un mode de résonance localisé dont la fréquence se situe dans la bande interdite photonique. Si le cristal est infini et sans perte et que l'on arrive à exciter ce mode de résonance, l'énergie ainsi stockée ne décroît jamais.

Dans la réalité, le cristal est forcément fini, le champ électromagnétique du mode de résonance décroît exponentiellement en s'éloignant du défaut et finit par se coupler aux modes de rayonnement hors du cristal.

IV.2.2.2 Facteur de qualité

Le facteur de qualité est défini comme étant la mesure universelle de la capacité d'une cavité à conserver l'énergie [90]. Par définition, le confinement d'un mode dans la cavité à une pulsation ω_0 correspond au taux de pertes mesuré lors d'une oscillation du champ à cette même

fréquence. Plus explicitement, cela correspond donc au rapport entre l'énergie stockée à l'intérieur de la cavité W et la puissance dissipée p , soit :

$$Q = \omega_0 \frac{W}{p} \quad (\text{IV.1})$$

En supposant que la puissance dissipée correspond à l'opposé de la variation temporelle de l'énergie stockée dans la cavité, on a :

$$\frac{dW}{dt} = -p = -\omega_0 \frac{W}{Q} \quad (\text{IV.2})$$

La solution de cette équation différentielle du premier ordre est donnée par:

$$W(t) = \omega_0 e^{-\frac{\omega_0 t}{Q}} \quad (\text{IV.3})$$

Par conséquent une représentation du champ peut s'écrire de la façon suivante :

$$E(t) = E_0 e^{-\frac{\omega_0 t}{2Q}} e^{j\omega_0 t} \quad (\text{IV.4})$$

Le confinement modal pouvant être caractérisé au choix dans le domaine temporel ou fréquentiel la transformée de Fourier nous permet de passer de l'un à l'autre et d'obtenir ainsi l'expression du champ électrique dans l'espace fréquentiel suivant :

$$E(\omega) = E_0 \frac{1}{\frac{\omega_0}{2Q} + j(\omega - \omega_0)} \quad (\text{IV.5})$$

La représentation fréquentielle du champ se présente donc sous la forme d'une lorentzienne centrée à ω_0 et de largeur à mi-hauteur (FWHM) $\Delta\omega$. A partir de l'expression (IV.5), nous pouvons obtenir une autre expression du facteur de qualité (IV.6):

$$\left| E\left(\omega_0 + \frac{\Delta\omega}{2}\right) \right|^2 = \frac{1}{2} |E(\omega_0)|^2 \Rightarrow \Delta\omega = \frac{\omega_0}{Q} \quad (\text{IV.6})$$

$$Q = \frac{\omega_0}{\Delta\omega} = \frac{\lambda_0}{\Delta\lambda} \quad (\text{IV.7})$$

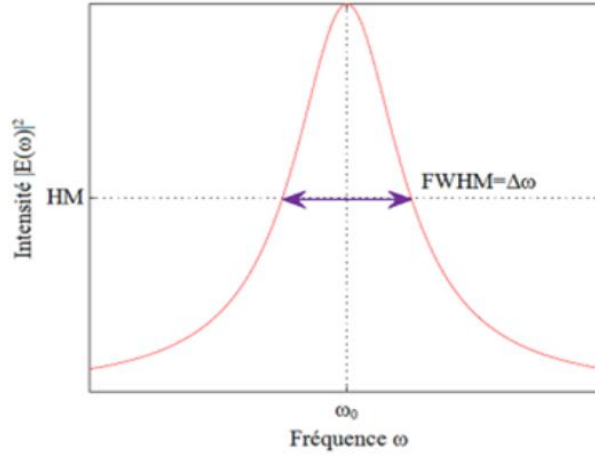


Figure IV.1 Représentation fréquentielle de l'intensité Lorentzienne d'un mode dans la cavité centrée à la fréquence ω_0 [89].

On définit alors le facteur de qualité Q comme étant le rapport entre la longueur d'onde de résonance λ_0 , à la largeur à mi-hauteur du pic $\Delta\lambda$. Ce facteur de qualité rend compte de la capacité de la cavité à piéger la lumière.

IV.2.2.3 Volume modal

Les cavités à cristaux photoniques qui confinent fortement la lumière auront de nombreuses applications dans le domaine de l'optique intégrée. Dans ces applications, il est nécessaire de réaliser des cavités à cristaux photoniques ayant à la fois un facteur de qualité Q élevé et un volume modal V petit. Le volume modal caractérise le confinement spatial de la lumière au sein de la cavité. Il correspond au volume effectif occupé par le champ dans la cavité. Le volume modal est défini comme suit :

$$V = \frac{\iiint \varepsilon_r(\vec{r}) |\vec{E}(\vec{r})|^2 d^3\vec{r}}{\max \left[\varepsilon_r(\vec{r}) |\vec{E}(\vec{r})|^2 \right]} \quad (\text{IV.8})$$

Où $\varepsilon_r(\vec{r})$ désigne la fonction diélectrique du matériau et $\vec{E}(\vec{r})$ le champ électrique. Le volume modal est très souvent exprimé en unité de $(\lambda/n)^3$.

Le rapport Q/V détermine l'intensité d'interactions des cavités et une cavité ultra- petite permet de plus une intégration à très grande échelle ainsi qu'une opération monomode pour une plage de fréquences large [91]. Par conséquent, le rapport Q/V est un indice critique pour apprécier les microcavités à cristaux photoniques.

IV.3 Etude de la géométrie des cavités

IV.3.1 Structure étudiée

Dans cette partie, nous étudions l'effet de la position et du nombre de défauts sur la bande interdite des CMP 1D fabriqués par SiO₂ / ZrO₂ ou SiO₂ / TiO₂ dopés avec des nanoparticules magnétiques en utilisant un procédé sol-gel dans trois configurations.

Tout d'abord, nous avons commencé par une configuration contenant un seul défaut qui est placé à différents endroits, puis nous allons étudier une deuxième configuration par l'insertion de deux défauts et nous finissons avec une troisième configuration où trois défauts sont introduits à des emplacements variables. Les résultats obtenus donnent les conceptions des dispositifs à cristal magnéto-photonique.

La structure à CMP 1D est très privilégiée pour étudier les propriétés des bandes interdites photoniques, elle donne une large bande interdite d'ouverture et possède un bon compromis, notamment pour les facteurs d'abattage élevés et l'angle d'incidence [74-87].

Les CMP 1D étudiés et analysés dans cette partie, consistent en une structure multicouche en réseau périodique SiO₂ / ZrO₂ ou SiO₂ / TiO₂ avec entrefers, de période $a = 0,70 \mu\text{m}$.

La structure est caractérisée par un indice de réfraction variant de 1,51 à 1,57 et un indice de réfraction de l'air = 1. L'épaisseur des couches de matériau est d_1 et la largeur de l'entrefers est d_2 avec ($a = d_1 + d_2$). La figure IV.1 illustre la structure du CMP 1D utilisée pour cette étude, elle est caractérisée par l'introduction d'un défaut de largeur d_{def} ($d_{\text{def}} = 2 * d_1$) placé au sein de la structure.

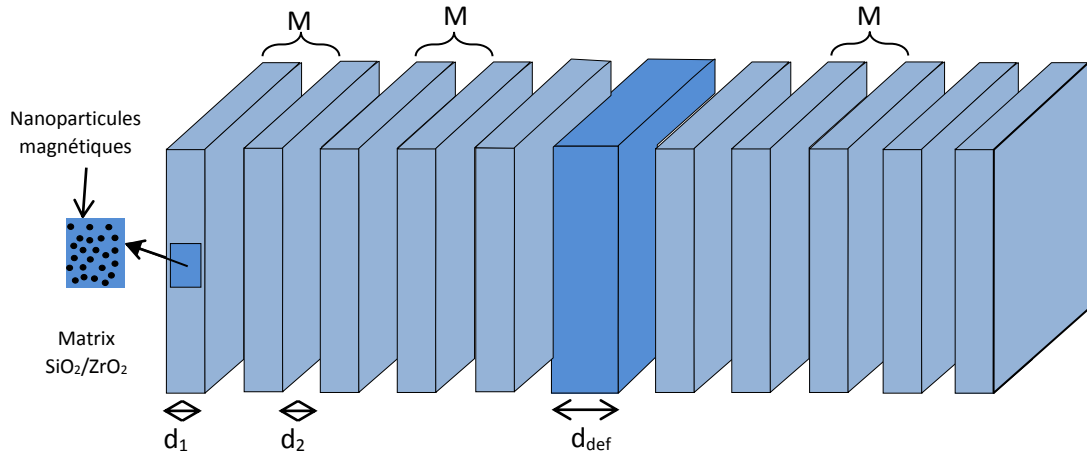


Figure IV.2 Structure d'un cristal photonique 1D fait de couches magnéto-optiques avec un seul défaut.

IV.3.2 Bande interdite magnéto photonique

Afin d'étudier l'influence du matériau sur la bande interdite photonique 1D, nous avons introduit un défaut à différents endroits, puis deux défauts et enfin trois défauts. La simulation est réalisée sous l'analyse rigoureuse des ondes couplées RCWA (Rigorous Coupled Wave Analysis) avec le simulateur RSoft Design Group, DiffractMOD, Inc. 200 Executive Blvd. Ossining, NY 10562. Tout d'abord, avant toute simulation, nous avons fixé les paramètres géométriques (nombre de couches 10 et période de réseau $a = 0,70 \mu\text{m}$, $a = d_1 + d_2$).

Dans la représentation des courbes de transmission spectrale de la Figure IV.3, nous avons introduit un défaut à différentes positions et nous avons observé une résonance de la valeur de la transmittance dans le proche infrarouge ($1.50 \mu\text{m}$ à $1.95 \mu\text{m}$). Les résultats montrent que la transmittance varie en fonction de la localisation du défaut de 0 à 0,96 [63].

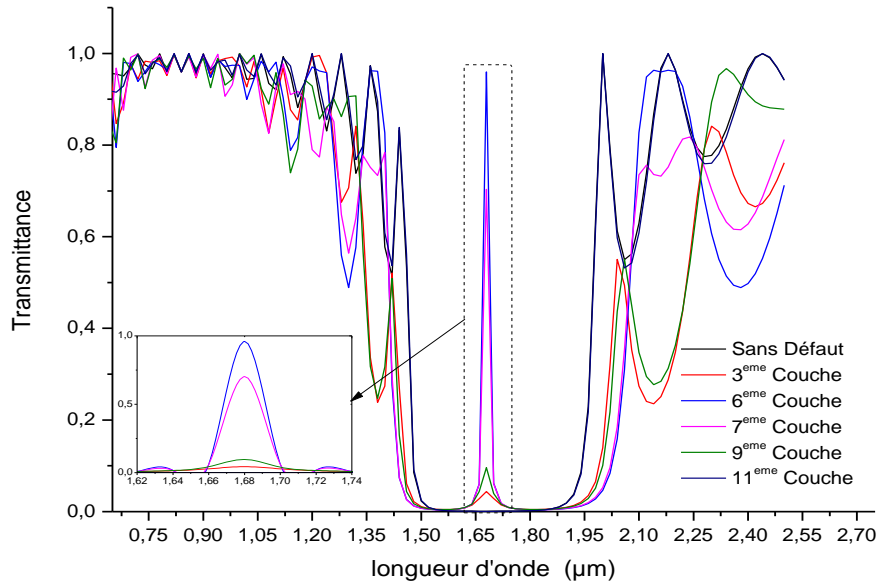


Figure IV.3 Transmittance en fonction de la longueur d'onde d'un cristal photonique 1D fabriqué avec des couches magnéto-optiques avec un défaut [92].

La figure IV.3 montre la réponse spectrale de la microcavité formée par la défection d'une couche obtenue avec la méthode RCWA de la réponse impulsionnelle pour les valeurs de l'indice de réfraction 1,51. Le spectre calculé par polarisation TM peut être observé dans un mode de cavité pour différents défauts à différentes positions. A partir des résultats simulés, nous observons que la meilleure valeur de résonance de la transmittance est obtenue pour le défaut situé au centre de la structure (à savoir à la 6ème couche).

Les résultats obtenus pour cette configuration, montrent clairement une transmittance améliorée par rapport aux résultats obtenus dans les différents travaux réalisés [74, 93-95].

IV.3.3 Cavités à cristaux magnéto photoniques avec deux défauts

La structure étudiée dans cette section, est une cavité à cristal magnéto photonique unidimensionnel, elle est constituée par l'empilement de couches magnéto optiques avec l'insertion de deux défauts à différents endroits de la structure. Dans ce cas, nous allons étudier les propriétés optiques du comportement de la bande interdite photonique en basant sur l'analyse rigoureuse des ondes couplées RCWA.

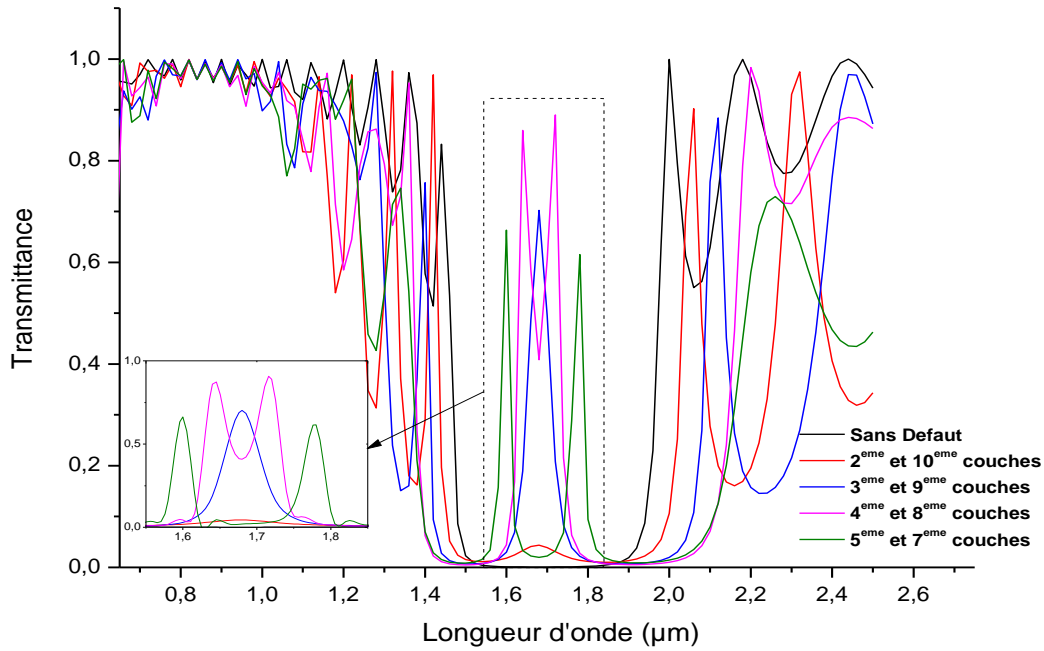


Figure. IV.4 Transmittance en fonction de la longueur d'onde d'un cristal photonique 1D fabriqué avec des couches magnéto-optiques avec deux défauts [92].

La figure IV.4 représente les spectres de transmission en fonction de la longueur d'onde d'un cristal photonique 1D fabriqué par l'empilement de couches magnéto optiques avec l'insertion de deux défauts. D'après les spectres obtenus, une résonance de la valeur de la transmittance est observée dans la bande interdite obtenue pour le cristal parfait. On constate aussi, que la valeur de la transmittance est fortement influencée par la présence des défauts et de leur localisation. A partir des résultats obtenus, on observe que la valeur la plus régulière est obtenue pour les défauts situés dans la troisième couche et la neuvième couche.

Comme on le voit, les structures ont non seulement une transmittance élevée, mais fournissent également les pics de résonance à sommet plat. Par conséquent, ces matrices dopées avec des nanoparticules magnétiques peuvent être utilisées dans la fabrication des dispositifs MO intégrés, car la bande passante de fonctionnement est l'une des caractéristiques fonctionnelles les plus importantes des dispositifs à cristaux magnéto photoniques [74, 93-95]. Les composants fabriqués à base des CMP à bande étroite seraient confrontés à une instabilité due aux fluctuations de fréquence ; une résonance à sommet plat est nécessaire en pratique.

IV.3.4 Cavités à cristaux magnéto-photoniques avec trois défauts

Pour les différentes positions de trois défauts, nous montrons sur la figure IV.5 les résultats de simulation de la longueur d'onde résonante qui ne change guère la dépendance à la position des défauts.

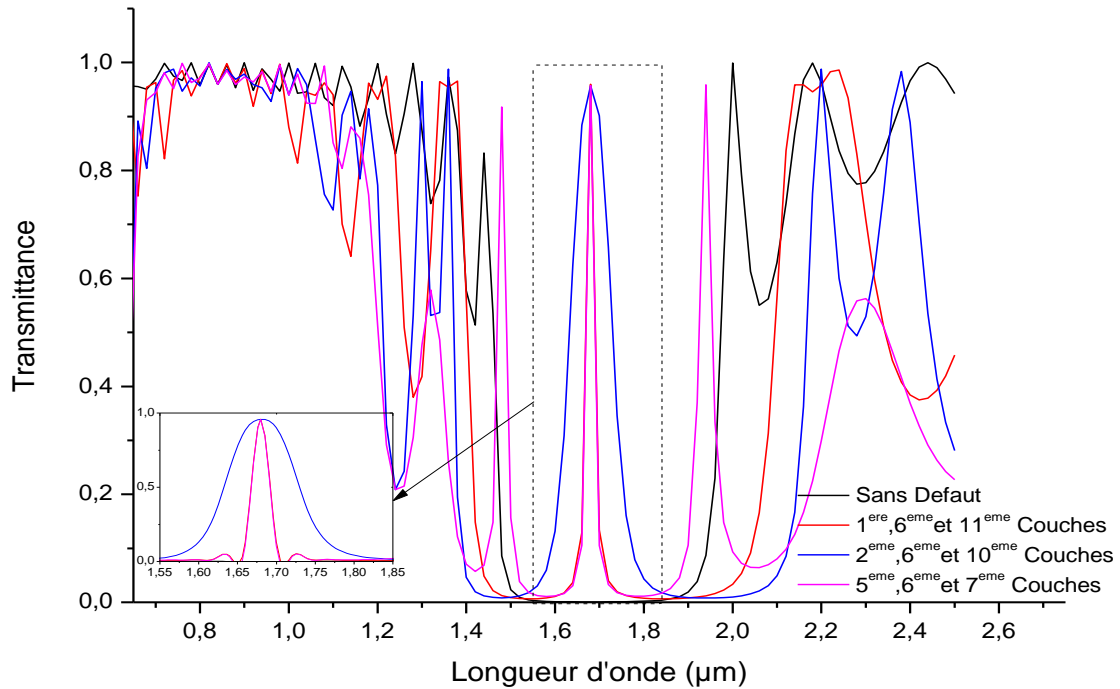


Figure IV.5 Transmittance en fonction de la longueur d'onde d'un cristal photonique 1D fabriqué avec des couches magnéto-optiques avec trois défauts [92].

Pour une structure multi-cavité, une amélioration significative de la transmittance est obtenue pour une localisation variable des défauts, ce qui est en adéquation avec les travaux précédemment effectués [93, 94].

Maintenant, nous faisons une comparaison des trois configurations de structures utilisées avec les meilleures valeurs de la résonance de transmittance obtenue.

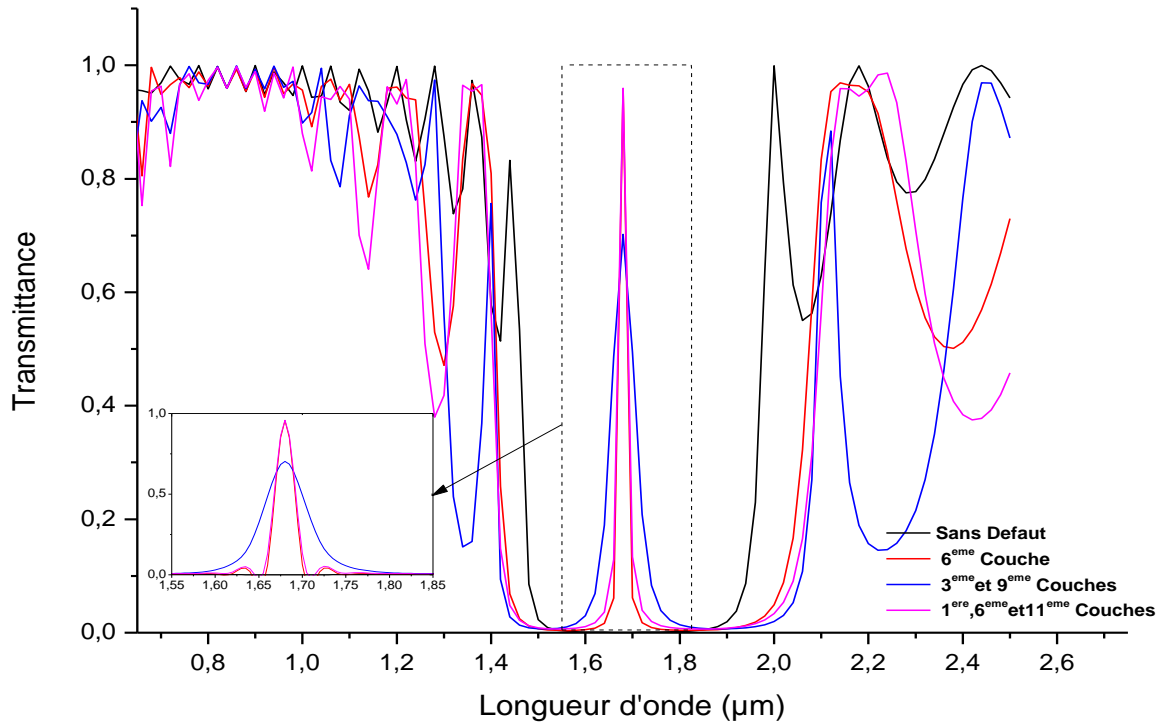


Figure IV.6 Comparaisons des trois configurations de structures [92].

D'après les résultats, nous constatons que pour la structure à un seul défaut, la meilleure valeur correspond à la 6^{ème} couche, puis pour la structures à deux défauts la meilleure valeur est obtenue pour la 3^{ème} et la 9^{ème} couche. Pour la dernière configuration qui consiste à l'insertion de trois défauts, la meilleure valeur est obtenue pour la 1^{ère}, la 6^{ème} et la 11^{ème} couches comme nous l'avons mentionné sur la figure IV.6.

Il est clair que les trois configurations donnent de bons résultats mais la première configuration ou un seul défaut est inséré à la 6^{ème} couche reste celle qui donne la meilleure valeur de la résonance. Par conséquent, ces matrices à cristaux magnéto photoniques à base de $\text{SiO}_2/\text{ZrO}_2$ dopées avec des nanoparticules magnétiques à base CoFe_2O_4 peuvent être utilisées dans la fabrication des dispositifs magnéto-optiques intégrés tels que des filtres et des isolateurs.

IV.4 Influence des paramètres structuraux sur la rotation de faraday

IV.4.1 Influence de la bande interdite sur la rotation de faraday

La structure à cristal magnéto-photonique 1D est très privilégiée pour l'étude des propriétés des bandes interdites photoniques et de l'effet de rotation de Faraday. Elle permet l'ouverture d'une large bande interdite et constitue un bon compromis, notamment pour les facteurs d'abattage élevés et l'angle d'incidence [76, 95]. Les cristaux magnéto photoniques 1D

qui sont étudiés et analysés dans cette partie, consistent en une structure multicouche en réseau périodique à base de $\text{SiO}_2/\text{ZrO}_2$ ou $\text{SiO}_2/\text{TiO}_2$ avec entrefers, de période $a = 0.645 \mu\text{m}$. La structure est caractérisée par un indice de réfraction de 1,57 et un indice de réfraction d'air = 1. L'épaisseur des couches de matériau est $d_1 = 0.258 \mu\text{m}$ et la largeur de l'entrefers est $d_2 = 0.387 \mu\text{m}$ avec ($a = d_1 + d_2$).

La figure IV.2 illustre la structure des cristaux magnéto-photoniques 1D utilisée pour cette étude. Cette structure est appelée "structure périodique". Elle alterne des couches magnéto-optiques à indice de réfraction élevé ($\text{SiO}_2 / \text{ZrO}_2$ ou $\text{SiO}_2 / \text{TiO}_2$) avec des couches d'un matériau à faible indice de réfraction (air).

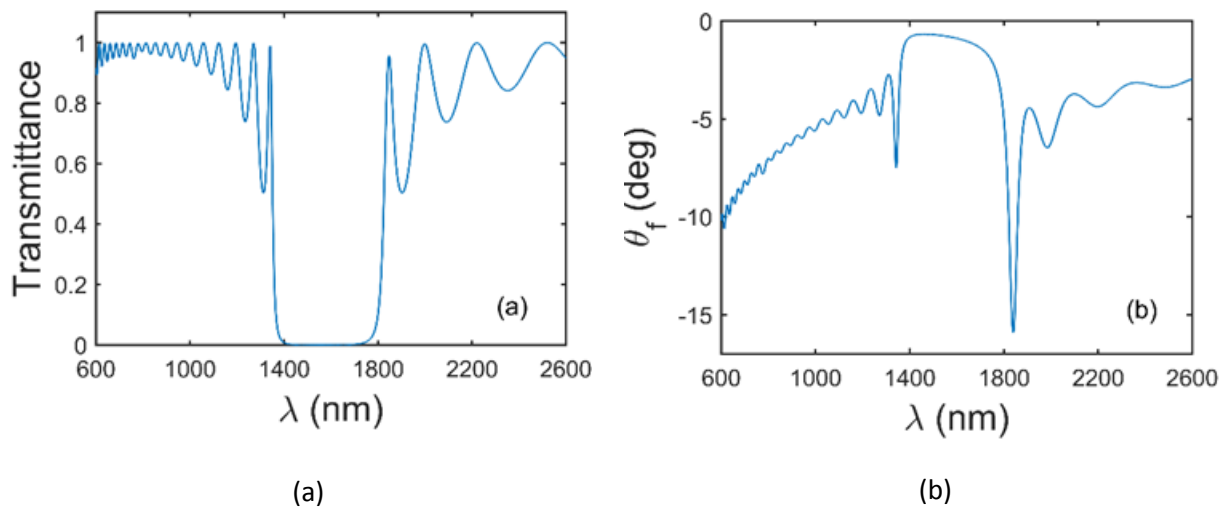


Figure IV.7 Représentation des spectres (a) de transmittance et (b) de rotation de Faraday d'un CP 1D réalisé avec des couches magnéto optiques sans défaut [96].

Dans la figure IV.7(a), nous avons reporté le spectre de transmission obtenu pour cette structure. D'après le spectre obtenu, il est clair l'existence d'une large bande interdite photonique dans la région proche infra-rouge NIR de $1.4 \mu\text{m}$ à $1.8 \mu\text{m}$ dont la largeur $\Delta\lambda$ est d'environ $0.4 \mu\text{m}$.

Sur la figure IV.7 (b), nous avons reporté la rotation de Faraday en fonction de la longueur d'onde pour la même structure. Les résultats obtenus montrent clairement une augmentation de la valeur de la rotation de Faraday aux bords de la bande interdite photonique. En effet, un premier pic est observé au bord inférieur vers une longueur d'onde de $1.4 \mu\text{m}$ et un deuxième pic plus grand est observé au bord supérieur vers une longueur d'onde de $1.8 \mu\text{m}$. Ces améliorations sont dues à l'effet Borrmann optique [97].

IV.4.1 Influence des microcavités sur la rotation de faraday

La structure utilisée dans cette partie est appelée "structure à microcavités" (figure IV.8). Elle consiste en une alternance de couches magnéto-optiques ($\text{SiO}_2 / \text{ZrO}_2$ ou $\text{SiO}_2 / \text{TiO}_2$) avec un indice de réfraction élevé et des couches d'air à faible indice. La couche centrale correspond à un défaut caractérisé par une largeur ($d_{\text{def}} = 2 * d_1$) qui laisse passer la lumière au centre de la bande interdite photonique.

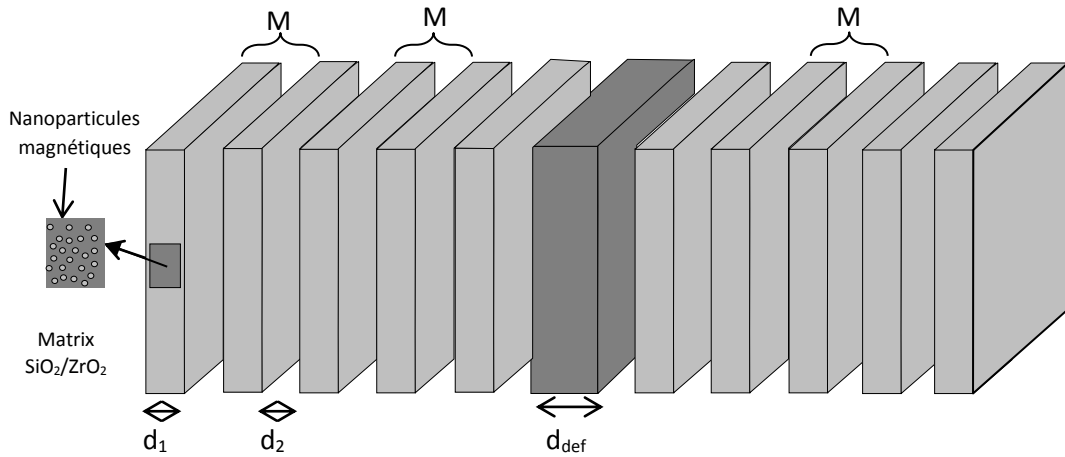


Figure IV.8 Schéma de la structure cristalline photonique 1D réalisée avec des couches magnéto-optiques avec un défaut.

La figure IV.9 (a) montre la réponse spectrale de la microcavité formée par l'insertion d'une couche défectueuse, elle est obtenue de la réponse impulsionnelle pour les valeurs de l'indice de réfraction. Elle représente la résonance de la microcavité.

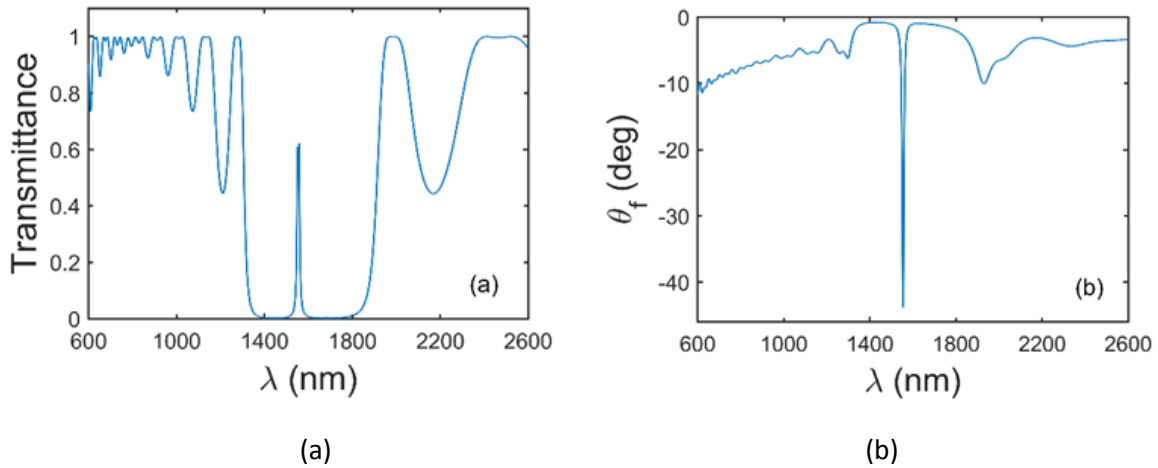


Figure IV.9 Spectres de transmittance (a) et de rotation de Faraday (b) d'un cristal photonique 1D réalisé avec des couches magnéto-optiques défectueuses [96].

La figure IV.9 (b) représente la rotation de Faraday d'un cristal photonique 1D réalisé avec des couches magnéto-optiques défectueuses. D'après le spectre, on peut constater clairement une augmentation de la valeur de la rotation de Faraday dans la bande interdite photonique ($\approx 1.58 \mu\text{m}$). En effet, la valeur de la rotation de Faraday est supérieure à celle de la couche de référence. Les résultats de simulations sont en bon accord avec les résultats expérimentaux de la référence [62].

Dans les sections suivantes, on va étudier l'influence de deux paramètres sur la rotation de Faraday dans les cristaux magnéto-photoniques 1D; la concentration de nanoparticules magnétiques VF% et la géométrie de la microcavité.

IV.4.1.1 L'effet de la concentration des nanoparticules magnétiques

Dans cette partie, nous prenons la structure dont nous avons varié la concentration de nanoparticules magnétiques VF% des structures : couche magnéto-photonique réalisée par procédé sol-gel, et nous étudions l'influence de la fraction volumique VF% sur la rotation de Faraday et la transmittance pour la structure avec un seul défaut à la 6ème couche (air/(A/B)11/air).

VF(%)	$\text{Im}(\epsilon_{xy})$
1	0,000267857
2.04	0,000546429
11	0,003214287
21	0,005357144
42	0,016250003

Tableau IV.1 La concentration de nanoparticules magnétiques VF% des structures: couche magnéto-photonique réalisée par procédé sol-gel [38].

La figure IV.10 montre la rotation de Faraday et la transmittance des deux en fonction de la fraction volumique VF% pour le cas de la lumière incidente perpendiculaire.

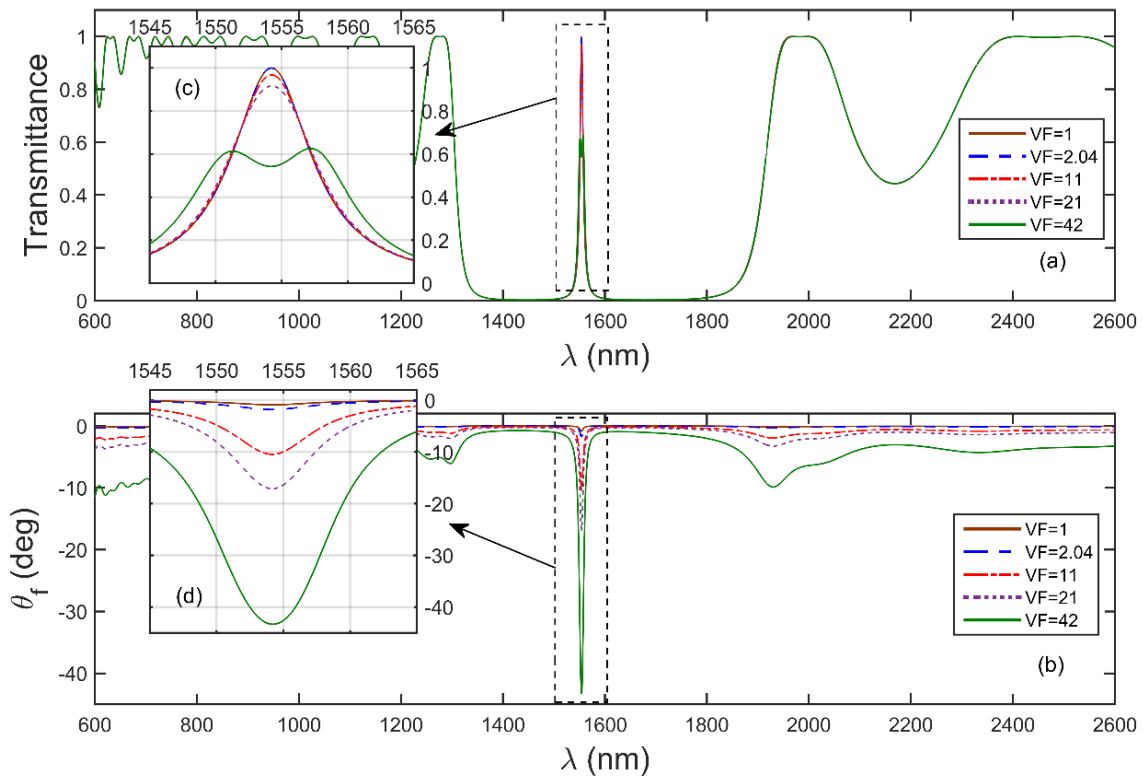


Figure IV.10 Spectres de transmittance et de rotation de Faraday d'une structure cristalline photonique 1D réalisée avec des couches magnéto-optiques avec un défaut pour différentes fractions de volume [96].

Dans ce qui suit, nous étudions la dépendance en longueur d'onde des réponses magnéto-optiques des structures introduites dans le cas de fractions volumiques différentes. Ainsi, la figure IV.10 illustre les spectres de transmittance et de rotation de Faraday de la structure pour différentes fractions de volume et dans le cas de la lumière incidente perpendiculaire.

Comme on peut le voir, la structure présente une rotation de Faraday maximale et une transmittance élevée. Par conséquent, ces matrices $\text{SiO}_2 / \text{ZrO}_2$ ou $\text{SiO}_2 / \text{TiO}_2$ dopées avec des nanoparticules magnétiques CoFe_2O_4 peuvent être utilisées dans la fabrication des dispositifs magnéto-optiques intégrés tels que les filtres et les isolateurs. Étant donné que la bande passante d'exploitation est l'une des caractéristiques fonctionnelles les plus importantes des composants basés sur les cristaux magnéto photoniques [98, 99]. Pour obtenir de tels dispositifs, une valeur de rotation de Faraday de 45° doit être atteinte.

Cette valeur de la rotation de Faraday nécessaire à la réalisation d'un isolateur Faraday par exemple [100, 101] est obtenue avec une concentration en nanoparticules de 42%.

IV.4.1.2 L'effet de la géométrie de la microcavité

Afin d'étudier les propriétés de la bande interdite photonique et des modes de défaut de la structure concernant les différentes positions de la couche de défaut magnéto-optique, nous avons produit la figure IV.11. Cette figure montre les spectres de transmittance et de rotation de Faraday de la structure considérée pour différentes positions de la couche défectueuse.

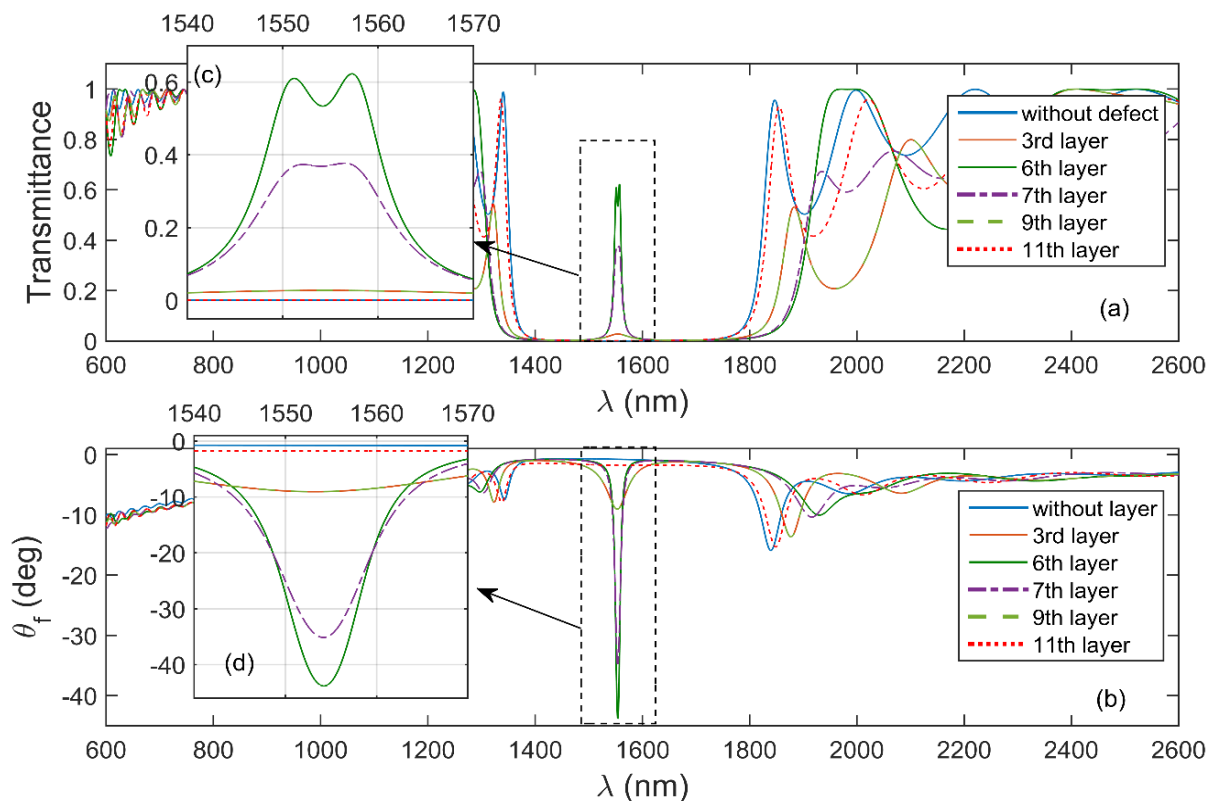


Figure IV.11 Spectres de transmittance et de rotation de Faraday d'une structure cristalline photonique 1D réalisée avec des couches magnéto-optiques avec un défaut à différentes positions [96].

Les résultats de la figure IV.11 montrent que la position du centre de la bande interdite photonique peut être contrôlée en modifiant la position de la couche de défaut. En plus, on voit que les valeurs de crête de la transmittance et de la rotation de Faraday dépendent de la position de la couche de défaut. Comme prévu pour une telle structure périodique, l'augmentation de la valeur de la rotation de Faraday est observée au centre de la bande interdite photonique. À 1.56 μm , la valeur de la rotation de Faraday de la structure de microcavité étudiée est augmentée par rapport à celle de la couche magnéto-optique de référence. Néanmoins, la transmittance maximale de chacun d'eux est affectée par la position de la couche défectueuse.

Dans cette section, nous avons cherché à optimiser l'exaltation des effets magnéto-optiques dans les CMP 1D. Ainsi, plusieurs défauts (deux et trois défauts) sont introduits à différents endroits de la structure périodique pour réaliser une structure "multi-cavité".

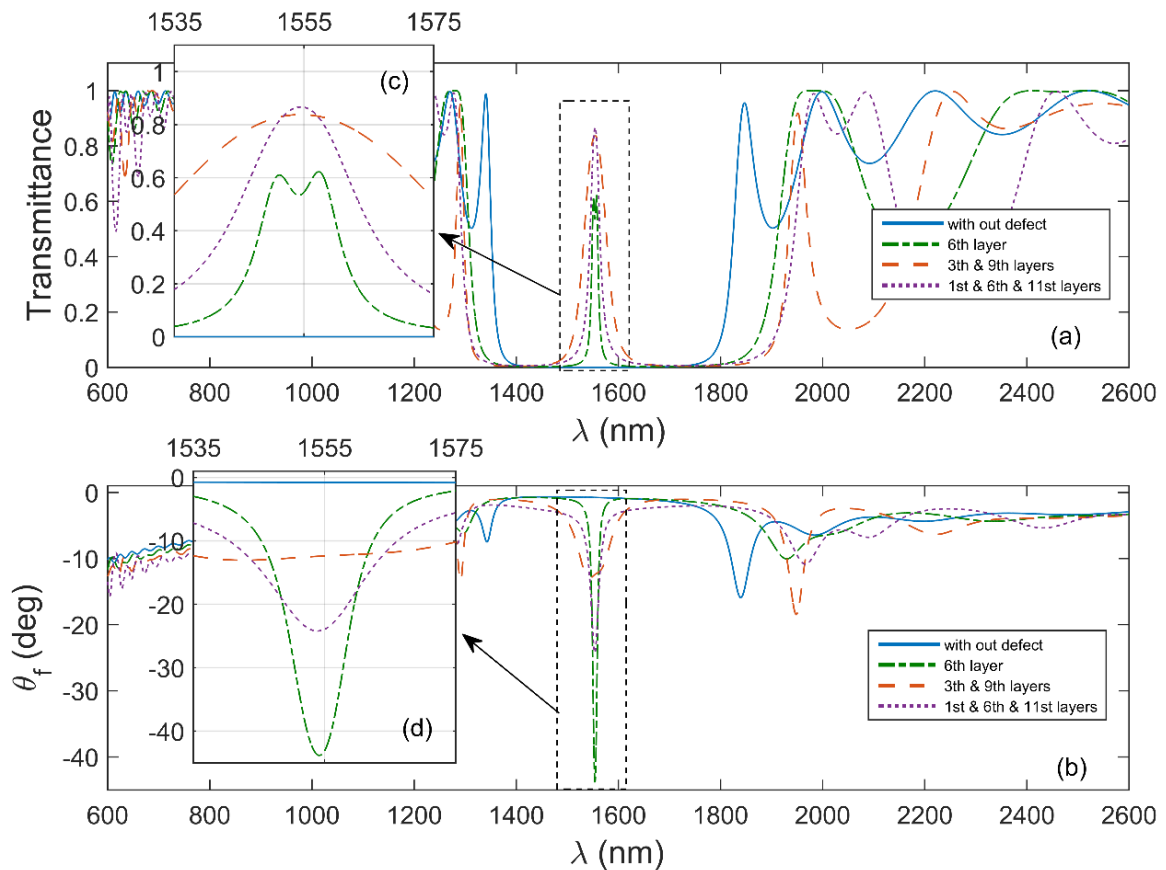


Figure IV.12 Spectres de transmittance et de rotation de Faraday Structure cristalline photonique 1D réalisée avec des couches magnéto-optiques avec un, deux et trois défauts à différentes positions [96].

A partir des résultats obtenus, on observe une résonance de la valeur de la transmittance et de la rotation de Faraday et leur valeur est fortement influencée par la présence des défauts et de leur localisation.

De cette partie, il est retenu que la structuration périodique est un moyen efficace pour exalter la valeur de la rotation de Faraday aux bords de la bande interdite photonique. De plus, l'introduction de défauts au sein de cette structure conduit à une exaltation au sein de la bande interdite photonique.

IV.5 Conclusion

Dans ce chapitre, nous représentons une conception pour la plate-forme cristalline magnéto-photonique. Nous avons utilisé un nouveau type de matériaux magnéto-optiques artificiels consiste en une matrice dopée avec des nanoparticules magnétiques $\text{SiO}_2 / \text{ZrO}_2$ ou $\text{SiO}_2 / \text{TiO}_2$ dans les cristaux magnéto-photoniques comme couche de défaut magnétique, caractérisé par un matériau à faible indice de réfraction 1,51. Cette couche magnétique peut être réalisée par procédé sol-gel. De plus, nous avons étudié l'influence de l'insertion d'un seul défaut, de deux défauts, ensuite de trois défauts placés à différents endroits sur la résonance de la valeur de la transmittance des microcavités réalisées à base d'un cristal magnéto-photonique unidimensionnel.

Les résultats montrent que la résonance de la transmittance dans la bande interdite est sensible aux emplacements et au nombre de cavités photoniques. Les résultats montrent clairement que la configuration qui consiste à l'insertion d'un seul défaut au centre du cristal magnéto-photonique 1D, donne des bons résultats concernant la réponse optique des cristaux magnéto photoniques unidimensionnels et la rotation de faraday.

Enfin, nous avons étudié l'influence de la concentration en nanoparticules magnétiques VF% et des défauts placés à différents endroits sur la résonance de la valeur de la transmittance des microcavités et sur la rotation de Faraday dans un cristal magnéto-photonique 1D. Les résultats montrent clairement que la valeur de la transmittance dans la bande interdite et que la rotation de Faraday sont très sensibles à la concentration de nanoparticules magnétiques VF% des structures, aux emplacements des défauts et au nombre de microcavités photoniques.

Conclusion générale

CONCLUSION GENERALE

Depuis quelques années un procédé sol-gel basse température a été utilisé dans des laboratoires des recherches afin de développer des nouveaux matériaux magnéto-optiques composites parfaitement compatibles avec les technologies d'optique intégrée sur verres. Un laboratoire français a développé un nouveau matériau magnéto-optique composite, constitué de nanoparticules magnétiques encapsulées dans une matrice de silice. Ce matériau est un composite organique à base d'une matrice de silice fabriqué par la méthode sol-gel. Il est dopé avec des nanoparticules magnétiques de ferrite de cobalt issues d'un ferrofluide, encapsulées dans une matrice de Silice. Une couche de ce matériau avec une concentration volumique de 1% en particules magnétiques permet d'obtenir une rotation de Faraday spécifique de l'ordre de 200 °/cm à la longueur d'onde de télécommunications 1.55 μm . Cependant, le facteur de mérite associé présente une valeur encore trop faible pour obtenir un comportement optimisé.

L'objectif global de ce travail consiste à l'étude de cristaux magnéto-photoniques unidimensionnels planaires. Dans la première partie ; Après un bref état de l'art sur les effets magnéto optiques notamment l'effet faraday, nous avons cité les caractéristiques géométriques des cristaux magnéto photoniques ainsi que leurs différentes applications optiques qui peuvent être découlé de ces matériaux. Ces structures sont très prometteuses pour la réalisation de composants optiques planaires compacts et originaux. Ils représentent une plate-forme extrêmement intéressante dans le futur pour l'optique intégrée miniature, car ils ont les qualités requises de confinement.

Dans la seconde partie, nous avons effectué une étude préliminaire mais indispensable avant d'entamer la phase de réalisation et d'intégration des composants. Nous avons étudié les variations de la bande interdite photonique d'une structure à cristal magnéto photonique 1D en fonction de quelques paramètres géométriques et physiques. Les résultats obtenus en utilisant la méthode RCWA montrent clairement que le nombre de couches, l'épaisseur des couches et l'angle d'excitation ont une grande influence sur la largeur et la position de la bande interdite ouverte.

La dernière partie est consacrée à l'étude de la transmittance et l'effet Faraday dans les structures à cristaux magnéto-photoniques 1D. L'analyse de la distribution de l'énergie électromagnétique pour des pulsations limites de la bande interdite photoniques a montré que, cette dernière se concentre dans la couche à haut indice de réfraction en bord spectral supérieur

de la bande interdite. De plus, l'étude de l'effet de la structuration 1D sur la modification de la valeur de la rotation Faraday a montré qu'une exaltation de cette dernière est prévue pour les pulsations limites de la bande interdite, notamment en bord spectral supérieur et la microcavité. Afin de pousser l'étude, la simulation de structure périodique alternant des couches magnéto-optiques à haut indice de réfraction avec des couches d'air à bas indice de réfraction a montré une forte exaltation de la valeur de rotation de Faraday en bords et au centre de la BIP respectivement pour la structure périodique et la microcavité. Après modélisation de la structure, une augmentation de la valeur du RF a également été démontrée. En conclusion, on a retenu que même si on exalte fortement la valeur de rotation Faraday, une modification similaire de la valeur du facteur de mérite est difficile à atteindre.



Perspectives

En perspective, nous proposons de Stimuler la rotation de Faraday dans une structure magnéto-plasmonique à résonateur couplé unidimensionnel constitué d'une matrice de silice dopée avec des nanoparticules magnétiques représentée par la figure suivante.

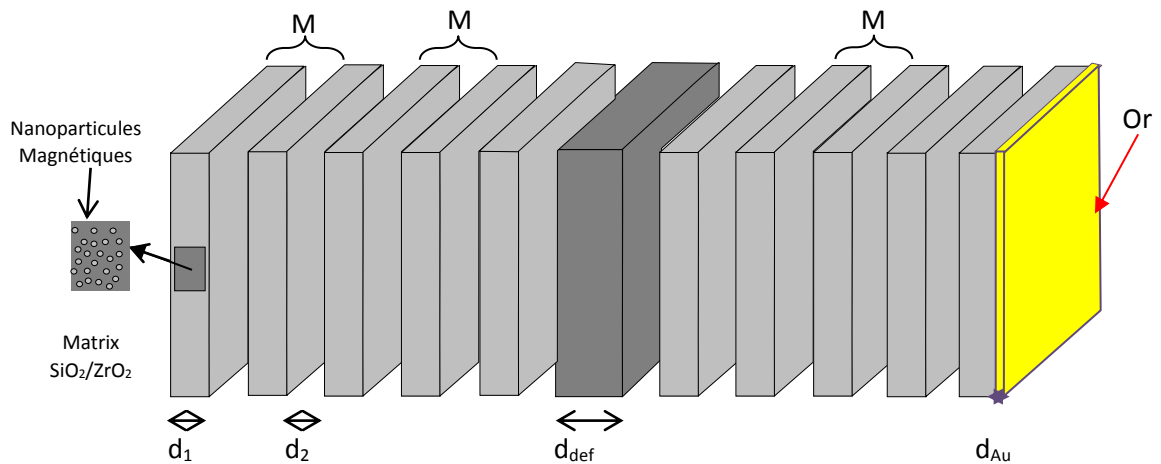


Figure Schéma de la structure cristalline photonique 1D réalisée avec des couches magnéto-optiques avec un défaut et une couche d'Or.

Bibliographie

Bibliographie

- [1] E. Yablonovitch, «Inhibited spontaneous emission in solid state physics and electronics,» *Phys.Rev. Lett*, vol. 58, n° 120, pp. 2059-2062, 1987.
- [2] S. John, «Strong localization of photons in certain disordered dielectric super-lattices,» *Phys. Rev. Lett*, vol. 58, n° 123, pp. 2486-2489, 1987.
- [3] F. Yang, G. Yen et B. T. Cunningham, «Integrated 2D photonic crystal stack filter fabricated using nanoreplica molding,» *Optics express*, vol. 11, n° 118, pp. 11846-11858, 2010.
- [4] Z. Qiang et W. Zhou, «Fast calculation of cavity-mode characteristics of photonic crystal cavities,» *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 18, pp. 1940-1942, 2006.
- [5] Y. Akahane, M. Mochizuki, T. Asano, Y. Tanaka et S. Noda, «Design of a channel drop filter by using a donor-type cavity with high-quality factor in a two-dimensional photonic crystal slab,» *Appl. Phys. Lett*, vol. 82, n° 19, pp. 1341-1343, 2003.
- [6] T. Amemiya, H. Shimizu, M. Yokoyama et e. al, «1.54 μm TM-mode waveguide optical isolator based on the nonreciprocal-loss phenomenon: device design to reduce insertion loss,» *Appl.Opt. Lett.*, vol. 46, n° 123, pp. 5784-5791, 2007.
- [7] Z. Yang et S. Fan, «Optical circulators in two-dimensional magneto-optical photonic crystals,» *Opt. Lett.*, vol. 30, n° 115, pp. 1989-1991, 2005.
- [8] S. Y. Sung, A. Sharma, A. Block et K. Keuhn, «Magneto-optical garnet waveguides on semiconductor platforms: Magnetics, mechanics, and photonics,» *J. Appl. Phys*, vol. 109, n° 17, pp. 07B738-1-07B738-3, 2011.
- [9] T. Izuhara, J. Fujita, M. Levy et R. M. Osgood, «Integration of magneto-optical waveguides onto a III-V semiconductor surface,» *Photon. Technol. Lett*, vol. 14, n° 12, pp. 167-169, 2002.
- [10] F. ROYER, Etude et application des effets magnéto-optiques dans des couches minces sol-gel dopées à l'aide de nanoparticules magnétiques, Thèse de Doctorat, de L'INPG, France, 2004.
- [11] F. Royer, D. Jamon, J. E. Broquin, H. Amata, R. Kekesi, S. Neveu, M. F. B. Mignon et E. Ghibaudo, «Fully Compatible Magneto-Optical Sol-Gel Material with Glass Waveguides Technologies: Application to Mode Converters,» *Proc.SPIE*, vol. 7941, pp. 794106-794114, 2011.
- [12] A. Hocini, T. Boumaza, M. Bouchemat, F. Choueikani, F. Royer et J. J. Rousseau, «Modeling and analysis of birefringence in magneto-optical thin film made by SiO₂/ZrO₂ doped with ferrite of cobalt,» *Applied Physics B*, vol. 99, pp. 553-558, 2010.

- [13] F. Choueikani et al, «Optical and magneto-optical characterization of planar waveguides fabricated via organic-inorganic sol-gel process doped by cobalt- ferrite nanoparticles,» *J. Opt. Soc. Am*, 2010.
- [14] A. K. Zvezdin and V. A. Kotov, "Modern magneto-optics and magneto-optical materials," *IOP, Bristol, U.K*, 1997.
- [15] N. Weiss, Propriétés magnétiques de nanostructures de cobalt adsorbées», Thèse de doctorat, Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne, 2004.
- [16] P. Coeure, "Propriétés et applications des matériaux magnéto-optiques," *Revue de physique appliquée*, pp. 379-392, 1975.
- [17] M. Saib, Imagerie magnéto-optique du retournement de l'aimantation dans des couches minces de $\text{La}_{0,7}\text{Sr}_{0,3}\text{MnO}_3$, Thèse de doctorat, Université CAEN/BASSE NORMANDIE, 2007.
- [18] A. Hocini, Etude des guides d'ondes magnéto-optiques sol-gel en couches minces pour l'application en optique intégrée, Thèse de doctorat, Université Mentouri Constantine, 2008.
- [19] A. Hocini, M. Bouras et H. Amata, «Theoretical investigations on optical properties of magneto-optical thin film on ion-exchanged glass waveguide,» *Optical Materials*, vol. 9, pp. 1669-1674, 2013.
- [20] H. Yoko, T. Mizumoto, K. Maru et Y. Naito, «Direct bonding between InP and rare earth iron garnet grown on $\text{Gd}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$ substrate by liquid phase epitaxy,» *J. Electronic Letters*, vol. 31, pp. 1612-1613, 1995.
- [21] 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.
- [22] H. Amata, Faisabilité d'un isolateur optique intégré sur verre, Thèse de doctorat en Optique, Photonique et Hyperfréquence, Université de Jean Monnet Saint-Etienne, 2012.
- [23] V. Zayets, M. C. Debnath et K. Ando, «Optical isolation in $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ magneto-optical waveguide grown on GaAs substrate,» *J. Optical Society of America B*, vol. 22, p. 281–285, 2005.
- [24] T. Shintaku, A. Tate et S. Mino, «Ce-substituted yttrium iron garnet films prepared on $\text{Gd}_3\text{Sc}_2\text{Ga}_3\text{O}_{12}$ garnet substrates by sputter epitaxy,» *J. Applied Physics Letters*, vol. 71, p. 1640–1642, 1997.
- [25] F. Choueikani, F. Royer, D. Jamon, A. Sibli, J. J. Rousseau, S. Neveu et j. Charara, «Magneto-optical waveguides made of cobalt ferrite nanoparticles embedded in silica/zirconia organic-inorganic matrix,» *J. Applied Physics Letters*, vol. 94, pp. 51113-51116, 2009.
- [26] M. Huang et Z. C. Xu, «Wavelength and temperature characteristics of BiYbIG film/YIG crystal composite structure for magneto-optical applications,» *J. Applied Physics Letters*, vol. 81, p. 193–196, 2005.

- [27] H. S. Kim, L. Bi, G. F. Dionne et C. A. Ross, «Magnetic and magneto-optical properties of Fe-doped SrTiO₃ films,» *J. Applied Physics Letters*, vol. 93, pp. 92506-92509, 2008.
- [28] A. L. Santiago, P. Gangopadhyay, J. Thomas, R. A. Norwood, A. Persoons et N. Peyghambarian, «Faraday rotation in magnetite-polymethylmethacrylate core-shell nanocomposites with high optical quality,» *J. Applied Physics Letters*, vol. 95, pp. 143302-143305, 2009.
- [29] A. L. Santiago, H. R. Grant, P. Gangopadhyay, R. Voorakaranam, R. A. Norwood et N. Peyghambarian, «Cobalt ferrite nanoparticles polymer composites based all optical magnetometer,» *J. Optical Materials Express*, vol. 2, pp. 978-986, 2012.
- [30] A. Lesuffleur, M. Vanwolleghem, P. Gogol, B. Bartenlian, P. Beauvillain, J. Harmle, L. Lagae, J. Pistora, K. Postava, S. Visnovsky, Speetjens et R. W, «Magneto-optical parameters of Co₉₀Fe₁₀ and Co₅₀Fe₅₀ ferromagnetic thin films for 1.3 μm integrated isolator,» *J. Magnetism and Magnetic Materials*, vol. 305, p. 284–290, 2006.
- [31] F. Royer, D. Jamon, J. J. Rousseau, H. Roux, D. Zins and V. Cabuil, "Magneto-optical nanoparticle-doped silica-titania planar waveguides," *J. Lightwave Technol*, vol. 86, p. 11107–11110, 2005.
- [32] H. Shimizu et M. Tanaka, « Design of semiconductor-waveguide-type optical isolators using the nonreciprocal loss/gain in the magneto-optical waveguides having MnAs nanoclusters,» *J. Applied Physics Letters*, vol. 81, p. 5246–5248, 2002.
- [33] H. Shimizu et M. Tanaka, «Magneto-optical properties of a Si-doped GaAs: MnAs based magneto-photon crystal operating at 1.55 μm,» *J. Physica E*, vol. 13, p. 597–601, 2002.
- [34] T. R. Zaman, X. Guo et R. J. Ram, «Semiconductor waveguide isolators,» *J. Lightwave Technology*, vol. 26, pp. 291-301, 2008.
- [35] R. F. Ziolo, E. P. Giannelis, B. A. Weinstein, M. P. O'horo, B. N. Ganguly, V. Mehrotra, M. W. Russell et D. R. Huffman, «matrix-mediated synthesis of nanocrystalline ggr-Fe₂O₃: A New Optically Transparent Magnetic Material,» *Science*, vol. 257, n° 115067, pp. 219-223, 1992.
- [36] F. Chaput, J. P. Boilot, M. Canva, A. Brun, R. Perzynski et D. Zins, «Permanent birefringence of ferrofluid particles trapped in a silica matrix,» *Journal of Non-Crystalline Solids*, vol. 160, n° 111-2, pp. 177-179 , 1993.
- [37] D. Jamon, Etude et application des anisotropies optiques de gels de silice dopés par des nanoparticules magnétiques, Thèse de doctorat, INPG, Grenoble, 2004.
- [38] M. Bouras, Étude des films d'oxydes métalliques dopés par des nanoparticules magnétiques pour les applications en télécommunications, Thèse de Doctorat Université de M'sila, 2016 .
- [39] A. Kahlouche, Étude des potentialités de couches minces sol-gel dopées par des nanoparticules magnétiques pour la conception des cristaux magnéto-photoniques, Thèse de Doctorat Université de M'sila 2014.
- [40] H. Amata, F. Royer, F. Choueikani, D. Jamon, F. Parsy, J. E. Broquin, S. Neveu and J. J. Rosseau, "Hybrid magneto-optical mode converter made with a magnetic nanoparticles-doped

- SiO₂/ZrO₂ layer coated on an ion exchanged glass waveguide," *Applied Physics Letters*, vol. 99, p. 251108, 2011.
- [41] C. J. Brinker, A. J. Hurd, P. R. Schunk, G. C. Frye et C. S. Ashley, «Review of sol-gel thin film formation,» *J. Non Cryst. Sol*, vol. 147, pp. 424-436, 1992.
- [42] c. Urlacher, Corrélations entre microstructure et propriétés de guidage optique de couches minces élaborées par le procédé sol-gel: application au ZrO₂ et au titanate de plomb, Thèse de doctorat, Université-de-Lyon-1, Villeurbanne, France, 1996.
- [43] E. Yablonovitch, «Photonic band-gap structure,» *J. Optical Society*, vol. 10, p. 283–295, 1993.
- [44] E. Yablonovitch, T. J. Gmitter et K. M. Leung, «Photonic band structure : The Face-Centered-Cubic Case Employing Nonspherical Atoms,» *J. Physical Review Letters*, vol. 67, p. 2295–2298, 1991.
- [45] J. R. Wendit, G. A. Vawter, P. L. Gourley, T. M. Brennan et B. E. , «Nanofabrication of photonic lattice structures in GaAs/AlGaAs,» *J. Vacuum Science & Technology*, vol. 11, pp. 2637-2640, 1993.
- [46] T. Krauss, Y. P. Song, S. Thoms, C. D. W. Wilkinson et R. M. Delarue, «Fabrication of 2D photonic bandgap structures in GaAs/AlGaAs,» *J. Electronics Letters*, vol. 30, p. 1444–1445, 1994.
- [47] G. M. Gerard, A. Israel, J. Y. Marzin, R. Padjen et F. R. Ladan, «Photonic bandgap of two dimensional dielectric crystals,» *J. Solid State Electronics*, vol. 37, p. 1341–1344, 1994.
- [48] A. Mekis, J. C. Chen, I. Kurland, S. Fan, P. R. Villeneuve et J. D. Joannopoulos, «High transmission through sharp bends in photonic crystal waveguides,» *J. Physical Review Letters*, vol. 77, p. 3787–3790, 1996.
- [49] J. O'Brien, O. Painter, R. Lee, C. C. Cheng, A. Yariv et A. Scherer, «Lasers incorporating 2D photonic bandgap mirrors,» *J. Electronics Letters*, vol. 32, p. 2243–2244, 1996.
- [50] O. Painter, R. K. Lee, A. Scherer, A. Yariv, J. O'Brien, P. D. Dapkus et I. Kim, «Two dimensional photonic band-gap defect mode laser,» *J. Science*, vol. 284, p. 1819–1821, 1999.
- [51] 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.
- [52] L. Weng, «An introduction to photonic crystals,» *Optics and Photonics, Spring*, , 2012.
- [53] H. Dötsch, N. Bahlmann, O. Zhuromsky, M. Hammer, L. Wilkens, R. Gerhardt, P. Hertel et A. Popkov, «Applications of magneto-optical waveguides in integrated optics,» *Journal of the Optical Society of America B*, vol. 22, pp. 240-253, 2005.
- [54] 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.

- [55] D. Felbacq et E. Centeno, «Theory of diffraction for 2D photonic crystals with a boundary,» *J. Optics Communications*, vol. 199, p. 39–45, 2001.
- [56] C. Sanchez, B. Lebeau, F. Chaput et J. P. Boilot, «Optical properties of functional hybrid organic-inorganic nanocomposites,» *J. Advanced Materials*, vol. 15, p. 1969–1994, 2010.
- [57] M. Gorisse, Réalisation de filtres RF à base de cristaux phononiques, Thèse de doctorat en Micro et Nano Electronique, Université de Grenoble, 2006.
- [58] J. M. Lourtioz, H. Benisty, V. Berger, J. M. Gérard, D. Maystre et A. Tcheltnokov, «Les cristaux photoniques ou la lumière en cage,» *GET et Lavoisier, Paris*, 2003.
- [59] T. E. Sale, «Vertical cavity surface emitting lasers,» *Research Studies Press. Taunton, Somerset, England*, 1995.
- [60] A. Benmerkhi, M. Bouchemat, T. Bouchemat et N. Paraire, «Efficient coupling between a high-Q cavity and a waveguide based on two-dimensional photonic crystal,» *J. Physica Scripta*, vol. 151, p. 14065–14069, 2012.
- [61] F. Royer, D. Jamon, J. J. Rousseau, D. Zins, V. Cabuil, S. Neveu et H. Roux, «Magneto-optical properties of CoFe₂O₄ ferrofluids. Influence of the nanoparticle size distribution,» *Progress in Colloid and Interface Science XVII*, vol. 126, p. 155–158, 2004.
- [62] M. Inoue, R. Fujikawa, A. Baryshev, A. Khanikaev, L. P.B, H. Uchida, O. Aktsipetrov, A. Fedyanin, T. Murzina and A. Granovsky, "Magnetophotonic crystals," *J. Phys. D*, vol. 39, p. 151–161, 2006.
- [63] M. Inoue, A. V. Baryshev, A. B. Khanikaev, M. E. Dokukin, K. Chung et J. Heo, «Magnetophotonic materials and their applications,» *J. IEICE Transactions on Electronics*, vol. 91, p. 1630–1638, 2008.
- [64] S. Kahl et G. A. M, «Enhanced Faraday rotation in all-garnet magneto-optical photonic crystal,» *J. Applied Physics Letters*, vol. 84, p. 1438–1440, 2004.
- [65] J. X. Fu, R. J. Liu, L. Gan et Z. Y. Li, «Control and blockage of edge modes in magneto-optical photonic crystals,» *J. Europhysics Letters*, vol. 93, p. 24001, 2011.
- [66] H. Otmani, M. Bouchemat, A. Hocini et T. Boumaza, «Mode conversion in a magnetic photonic crystal waveguide,» *J. Physica Scripta*, vol. 89, p. 65501–65509, 2014.
- [67] X. Jin, Z. Ouyang, Q. Wang, M. Lin, G. Wen et J. Wang, «Highly Compact Circulators in Square-Lattice Photonic Crystal Waveguides,» *J. PLOS ONE*, vol. 9, p. 113508, 2014.
- [68] W. S. Migaj, J. R. Vivas, B. Gralak, L. Magdenko, B. Dagens et M. Vanwolleghem, «Magneto-optical circulator designed for operation in a uniform external magnetic field,» *J. Optics Letters*, vol. 35, p. 568–571, 2010.
- [69] J. D. J. S. G. Joannopoulos, J. N. Winn et R. D. Meade, «Photonic Crystals Molding the Flow of Light,» *Princeton University Press, Princeton, New Jersey*, 2007.
- [70] B. E. A. Saleh et M. C. Teich, *Fundamental of Photonics*, 2nd edition, Wiley Interscience, 1991.

- [71] L. Rayleigh, *Proc Royal Society of London*, vol. 93, pp. 565-577, 1917.
- [72] S. G. Johnson, S. Fan, P. R. Villeneuve, J. D. Joannopoulos et L. A. Kolodziejski, «Guided modes in photonic crystal slabs,» *Phys. Rev. B*, vol. 60, p. 5751–5758, 1999.
- [73] M. Levy, H. C. Yang, M. J. Steel et J. Fujita, «Flat-top response in one-dimensional magnetic photonic bandgap structures with faraday rotation enhancement,» *J. Lightwave Technol*, vol. 19, p. 1964, 2001.
- [74] R. Kekesi, F. Royer, D. Jamon, M. F. Blanc Mignon, E. Abou-Diwan, J. P. Chatelon, S. Neveu et E. Tombacz, «3D magneto-photonic crystal made with cobalt ferrite nanoparticles silica composite structured as inverse opa,» *Opt. Mater. Express*, vol. 3, pp. 935-947, 2013.
- [75] A. Aidi, 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.
- [76] A. Kahlouche, A. Hocini and D. Khedrouche, "Bandgap properties of 2D photonic crystal made by silica matrix doped with magnetic nanoparticles," *Journal of Computational Electronics*, vol. 13, pp. 490-495, 2014.
- [77] M. Bouras and A. Hocini, "Mode conversion in magneto-optic rib waveguide made by silica matrix doped with magnetic nanoparticles.," *Optics Communications*, vol. 363, pp. 138-144, 2016.
- [78] U. g. RSoft CAD 5.1.9, Rsoft Release Notes RSoft Photonic Component Design Suite Version 2013.12, 200 Executive Blvd. Ossining, NY: RSoft Design Group 10562, 2013.
- [79] K. Knopp, «Rigorous diffraction theory for transmission with deep rectangular grooves,» *J. Opt. Soc. Am*, vol. 68, pp. 1206-1210, 1978.
- [80] M. G. Moharam et T. K. Graylord, «Rigorous coupled-wave analysis of planar-grating diffraction,» *J. Opt. Am*, vol. 71, pp. 811-818, 1981.
- [81] M. G. Moharam, E. B. Grann, D. A. Pommet et T. K. Graylord, «Formulation for stable and efficient implementation of the rigorous coupled-wave analysis of binary grating,» *J. Opt. Am. A*, vol. 12, pp. 1068-1076, 1995.
- [82] P. Yeh, A. Yariv et C. S. Hong, «Electromagnetic propagation in periodic stratified media. i. general theory,» *J. Opt. Am*, vol. 67, pp. 423-438, 1977.
- [83] S. Wittekoek, T. J. A. Popma, J. M. Robertson et 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, p. 2777, 1975.
- [84] E. Abou 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.

- [85] M. Bouras, N. Dermeche, A. Kahlouche et A. Hocini, «Modeling of photonic band gap in 1D magnetophotonic crystals made by SiO₂/ZrO₂ or SiO₂/TiO₂ doped with magnetic nanoparticles,» chez *International Conference on Electrical Engineering (ICEE)*, Istanbul, Turkey, 2020.
- [86] T. F. Krauss et R. M. De La Rue, «Optical characterisation of waveguide based photonic microstructure,» *J. Applied Physics Letters*, vol. 68, p. 1613–1615, 1996.
- [87] d. Labilloy, H. Bénisty, C. Weisbush, T. F. Krauss, V. Bardinal et U. Osterle, «Demonstration of cavity mode between two-dimensional-crystal mirrors,» *J. Electronics Letters*, vol. 33, p. 1978–1980, 1997.
- [88] J. Smith, H. Benisty, D. Labilloy, U. Oesterle, R. Houdré, T. F. Krauss, R. M. De La Rue et C. Weisbuch, «Near-infrared microcavities confined by two-dimensional photonic crystals,» *J. Electronics Letters*, vol. 35, p. 228–229, 1999.
- [89] C. Reese, B. Gayral, B. D. Gerardot, A. Imamoglu, P. M. Petroff et E. Hu, «High-Q photonic crystal microcavities fabricated in a thin GaAs membrane,» *J. Vacuum Science and Technology B*, vol. 19, p. 2749, 2001.
- [90] C. Blin, Développement de cristaux photoniques en diamant : modélisation, technologie et application à la biodétection, Thèse de doctorat en Chimie - Physique des matériaux, Université de Pierre et Marie Curie, 2015.
- [91] Y. Akahane, T. Asano, B. S. Song et S. Noda, «High-Q photonic nanocavity in a two-dimensional photonic crystal,» *J. Nature*, vol. 20, p. 2012, 24524–24535.
- [92] N. Dermeche, M. Bouras and A. kahlouche, "Magneto-Photonic Crystal Micro-Cavities in One Dimensional Photonic Crystals Fabricated by Sol Gel Process," *Journal of Nanoelectronics and Optoelectronics*, vol. 14, pp. 1189-1193, 2019.
- [93] E. Abou Diwan, F. Royer, D. Jamon and R. Kekesi, "Large spectral modification of the faraday effect of 3D SiO₂/CoFe₂O₄ magneto-photonic crystals.," *Journal of Nanoscience and Nanotechnology*, vol. 16, pp. 1-6, 2016.
- [94] M. Zamani, «Photonic crystal-based optical filters for operating in second and third optical fiber windows,» *Superlattices and Microstructures*, vol. 92, pp. 157-165, 2016.
- [95] R. Abdi-Ghaleh et M. Asad, «Design of one-dimensional magnetophotonic crystals operating at visible wavelengths,» *Eur. Phys. J. D*, vol. 69, p. 13–19, 2015.
- [96] N. Dermeche, M. Bouras, R. Abdi-Ghaleh, A. Kahlouche and A. Hocini, "Existence of high Faraday rotation and transmittance in magneto photonic crystals made by silica matrix doped with magnetic nanoparticles," *Optik - International Journal for Light and Electron Optics*, vol. 198, pp. 5-10, 2019.
- [97] A. B. Khanikaev, A. B. Baryshev, P. B. Lim, H. I. M. Uchida, A. G. Zhdanov, A. A. Fedyanin, A. I. Maydykovskiy et O. A. Aktsipetrov, «Nonlinear Verdet law in magneto-photonic crystals: interrelation between Faraday and Borrmann effects,» *Phys. Rev. B*, vol. 78, pp. 193102-1–193102-4, 2008.

- [98] M. Zamani and M. Ghanaatshoar, "Adjustable magneto-optical isolators with flat-top responses," *Optics Express*, vol. 20, pp. 24524-24535, 2012.
- [99] M. Zamani et M. Ghanaatshoar, «High performance reflection-type 1D magnetophotonic crystals with flat-top responses,» *Photonics Nanostruct*, vol. 11, p. 234–240, 2013.
- [100] M. Steel, M. Levy et R. Osgood, «High transmission enhanced Faraday rotation in one-dimensional photonic crystals with defect,» *Ieee Photonics Technol. Lett*, vol. 12, pp. 1171-1173, 2000.
- [101] M. Steel, M. Levy and R. Osgood, "Photonic bandgaps with defects and the enhancement of Faraday rotation,," *J. Light. Technol.*, vol. 18, p. 1297–1308, 2000.

Travaux scientifiques
réalisés

1. **N. Dermeche, M. Bouras and A. kahlouche**, "Magneto-Photonic Crystal Micro-Cavities in One Dimensional Photonic Crystals Fabricated by Sol Gel Process," *Journal of Nanoelectronics and Optoelectronics*, vol. 14, pp. 1189-1193, 2019
<https://doi:10.1166/jno.2019.2647>.
2. **N. Dermeche, M. Bouras, R. Abdi-Ghaleh, A. Kahlouche and A. Hocini**, "Existence of high Faraday rotation and transmittance in magneto photonic crystals made by silica matrix doped with magnetic nanoparticles," *Optik - International Journal for Light and Electron Optics*, vol. 198, pp. 5-10, 2019.
<https://doi.org/10.1016/j.ijleo.2019.163225>.
3. **Mounir Bouras, N Dermeche, Ahmed Kahlouche, Abdesselam Hocini**, Modeling of photonic band gap in 1D magnetophotonic crystals made by SiO₂/ZrO₂ or SiO₂/TiO₂ doped with magnetic nanoparticles. IEEE Explore 25-27, 2020, Istanbul, Turkey
<https://doi:10.1109/ICEE49691.2020.9249944>.
4. **Mounir Bouras, Nassim Dermeche, Ahmed Kahlouche, Abdesselam Hocini**, International Conference on computational and experimental science and Engineering (ICCESE-2018) October 12-16, 2018, Kemer-Antalya, Turkey.
5. **Mounir Bouras, Nassim Dermeche, Ahmed Kahlouche, Charik Haouari**, International Conference on sustainable science and technology (ICSuSat-2020) September 25-27, 2020, Istanbul, Turkey.
6. **Mounir Bouras, Nassim Dermeche, Ahmed Kahlouche, Abdesselam Hocini**, International Conference on Electrical Engineering (ICEE) September 25-27, 2020, Istanbul, Turkey.

Thèse de doctorat : Étude théorique des cristaux magnéto-photoniques unidimensionnels pour l'amélioration de l'effet faraday

Présentée par : *DERMCEHE Nassim*

Encadrée par : *BOURAS Mounir et KAHLOUCHE Ahmed*

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 composants à effet non réciproque tels que l'isolateur et le circulateur. Actuellement, ces composants sont disponibles 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, 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 structurés périodiquement en cristaux magnéto-photoniques 1D afin d'augmenter ses performances magnéto-optiques et son facteur de mérite. En effet, la structuration périodique entraîne la formation de bandes interdites photoniques (BIP), où les ondes lumineuses ne peuvent pas se propager. De plus, sur les bords de ces bandes, la vitesse des ondes est ralentie, ce qui augmente leur interaction avec le matériau et permet ainsi d'investiguer le comportement spectral de l'effet Faraday.

Mots clés: Cristaux magnéto-photoniques 1D, Rotation Faraday, procédé Sol-gel, Nanoparticules magnétiques, Optique intégrée.

Abstract

Most common functions required in optical telecommunications systems are now integrated in photonic circuits. However, some functions should receive miniaturization to achieve non reciprocal components such as the optical isolator and circulator. Currently, these components are only available as 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. These materials are periodically structured into 1D magneto-photonic crystals to increase its magneto-optical performance and its figure of merit. Indeed, periodic structuring causes the formation of photonic band gaps (PBG), where light waves cannot propagate. In addition, on the edges of these bands, the speed of the waves is slowed down, which increases their interaction with the material and thus allows the spectral behavior of the Faraday Effect to be investigated.

Keywords: 1D Magneto-photonic crystals, Faraday Rotation, Sol-gel process, Magnetic nanoparticles, Integrated optics.

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 الوظائف ذات التأثير غير المتبادل مثل العازل الضوئي و الدوار. حالياً، هذه المكونات لا توجد إلا في شكل مكونات منفصلة بسبب صعوبة التكامل بين المواد الضوئية الممغنطة مع التكنولوجيات التقليدية في مجال البصرييات 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 يتم تنظيمها بشكل دوري في بلورات مغناطيسية ضوئية أحادية الأبعاد لزيادة أدائها المغناطيسي البصري. في الواقع، يتسبب التنظيم الدوري في تكوين فجوات النطاق الضوئية (PBG)، حيث لا يمكن لموجات الضوء أن تنتشر. بالإضافة إلى ذلك، على حواف هذه النطاقات، يتم إبطاء سرعة الموجات، مما يزيد من تفاعلها مع المادة وبالتالي يسمح بفحص السلوك الطيفي لتأثير فاراداي.

الكلمات المفتاحية: البلورات الضوئية الممغنطة أحادية البعد، تأثير فاراداي، طريقة تحليل تجميد، الجسيمات النانوية المغناطيسية، البصرييات المدمجة.