



**HAL**  
open science

## Faisabilité d'un isolateur optique intégré sur verre

Hadi Amata

► **To cite this version:**

Hadi Amata. Faisabilité d'un isolateur optique intégré sur verre. Autre [cond-mat.other]. Université Jean Monnet - Saint-Etienne, 2012. Français. NNT : 2012STET4009 . tel-00955372

**HAL Id: tel-00955372**

**<https://theses.hal.science/tel-00955372>**

Submitted on 4 Mar 2014

**HAL** is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.



Rhône-Alpes Région



**UNIVERSITÉ JEAN MONNET DE SAINT-ÉTIENNE**

**THÈSE**

Présentée pour obtenir le grade de

**DOCTEUR**

Ecole doctorale « Sciences, Ingénierie, Santé  
*Spécialité : « Optique Photonique Hyperfréquence »*

Préparée au Laboratoire Télécom Claude Chappe (LT2C)

Par

**Hadi AMATA**

---

**Faisabilité d'un isolateur optique intégré sur verre**

---

*Soutenue le 01 octobre 2012, devant le jury composé de :*

M. J.L. Deschanvres	, Rapporteur
Mme. B. Dagens	, Rapporteur
Mme E. Ghibaudo	, Examinatrice
M. J-J. Rousseau	, Directeur de thèse
M. F. Royer	, Co-encadrant
M. D. Jamon	, Co-encadrant



## ***DÉDICACE***

*Je dédie ce travail à mes parents pour leurs encouragements et leur soutien matériel et moral tout au long de ma scolarité.*

*Je dédie ce travail également à Ouissal, mon épouse, pour son patience et encouragement qui m'ont aidé à surmonter toutes les difficultés rencontrées au cours de cette thèse.*

## **REMERCIEMENTS**

*Je tiens dans un premier temps à remercier Monsieur **François Royer**, maître de conférences à l'Université Jean Monnet de Saint-Etienne /Laboratoire LT2C, pour m'avoir confié ce travail de recherches, ainsi que pour son aide et ses précieux conseils au cours de ces années. Je remercie également Monsieur **Damien Jamon**, ingénieur de recherche et de formation au Laboratoire Télécom Claude Chappe et co-encadrant de ce travail de thèse, pour sa sympathie, sa disponibilité, ses idées et conseils, ainsi que pour le rôle essentiel qu'il a joué dans le déroulement de la thèse. Merci enfin à Monsieur Jean **Jacques Rousseau**, professeur à l'Université Jean Monnet de Saint-Etienne et directeur du laboratoire LT2C qui m'a ouvert les portes du laboratoire.*

*Je souhaite également remercier Monsieur **Jean Emmanuel Broquin**, professeur à l'INP de Grenoble et membre du laboratoire IMEP-LAHC de son aide précieuse à la mise au point de la structure hybride, et l'interprétation de résultats expérimentaux.*

*Je remercie aussi Madame **Sophie Neveu**, Maître de conférences à l'Université Pierre et Marie Curie et membre du Laboratoire Physicochimie des Electrolytes, Colloïdes et Sciences Analytiques (PECSA) pour les ferrofluides d'excellente qualité mis au point spécialement pour doper les couches magnéto-optiques réalisées dans notre laboratoire LT2C.*

*Je tiens à remercier aussi **François Parsy**, doctorant de l'IMEP-LAHC pour son aide à la réalisation de la structure hybride, en me préparant les guides par échange d'ions sur verre. Je le remercie également pour les simulations effectuées sur les structures hybrides.*

*Je souhaite également remercier Monsieur **Fadi Choueikani**, ancien doctorant au laboratoire LT2C, pour son aide et ses conseils pendant ma*

*première année de thèse, notamment sur la réalisation d'un sol hybride organique-inorganique et les techniques de caractérisations.*

*Je remercie tout particulièrement Madame **Béatrice DAGENS**, directrice de recherche CNRS à l'Institut de l'Electronique Fondamentale (IEF) de Paris, d'avoir accepté de juger ce travail en tant que rapportrice. Je la remercie aussi de m'avoir fait l'honneur d'être la présidente du jury.*

*Je remercie également Monsieur **Jean-Luc Deschanvres**, chargé de recherche CNRS au laboratoire des Matériaux et du Génie Physique de l'Institut Polytechnique de Grenoble (INPG), ainsi que Madame **Elise Ghibaud**, Maître de conférence à l'INPG, pour avoir accepté de juger ce travail et d'en être successivement, rapporteur et examinatrice.*

*Merci aussi à tous mes collègues et amis du laboratoire LT2C. Je leur exprime ma profonde sympathie et leur souhaite beaucoup de bien.*

*Merci enfin à la région Rhône Alpes d'avoir financé les travaux de cette thèse.*



---

# RÉFÉRENCES PERSONNELLES

---

## REVUES INTERNATIONALES AVEC COMITÉ DE LECTURE

- **H. Amata**, F. Royer, F. Choueikani, D. Jamon et al., « *Hybrid magneto-optical mode converter made with a magnetic nanoparticles-doped SiO<sub>2</sub>/ZrO<sub>2</sub> layer coated on an ion-exchanged glass waveguide* », *Appl. Phys. Lett.*, vol. 99, n<sup>o</sup>. 25, 251108 (2011).

## CONFÉRENCES INTERNATIONALES AVEC COMITÉ DE LECTURE

- F. Royer, **H. Amata**, F. Parsy, D. Jamon; E. Ghibaudo, J-E. Broquin, S. Neveu, "*Magneto-optical mode conversion in a hybrid glass waveguide made by sol-gel and ion-exchange techniques*", Proc. SPIE (The international society for optical engineering) 8264, 826403 (2012).
- F. Royer, D. Jamon, J-E Broquin, **H. Amata**, R. Kekesi, S. Neveu, M. F. Blanc-Mignon, E. Ghibaudo , "*Fully compatible magneto-optical sol-gel material with glass waveguides technologies: application to mode converters*", Proc. SPIE (The international society for optical engineering) 7941, 794106 (2011).
- **H. Amata**, F. Royer, F. Choueikani, D. Jamon, J-E Broquin, J. C Plenet, J. J Rousseau, "*Magnetic nanoparticles-doped silica layer reported on ion-exchanged glass waveguide: a novel integrated magneto-optical device*" Proc. SPIE (The international society for optical engineering) 7719, 77191G (2010).





---

## Table des matières

---

I	ISOLATEURS OPTIQUES : ETAT DE L'ART ET PRESENTATION D'UNE NOUVELLE STRUCTURE HYBRIDE INTEGREE SUR VERRE .....	12
I.1	L'ISOLATEUR OPTIQUE : GENERALITES .....	12
I.1.1	Principe.....	12
I.1.2	La rotation Faraday et sa non réciprocity .....	13
I.1.3	L'isolateur optique en espace libre.....	17
I.2	LES TECHNIQUES D'ISOLATION EN OPTIQUE INTEGREE .....	19
I.2.1	Guide d'onde magnéto-optique .....	19
I.2.1.1	Guide d'onde optique plan .....	19
I.2.1.2	Guides d'ondes pour l'optique intégrée .....	22
I.2.1.3	Effets non réciproques en configuration guidée.....	24
I.2.1.3.1	Conversion de mode TE-TM.....	24
I.2.1.3.2	Propagation non réciproque.....	27
I.2.1.3.3	Utilisation des pertes/gain non-réciproque.....	30
I.2.2	Les différentes techniques d'intégration .....	30
I.2.2.1	Isolateurs à rotation .....	31
I.2.2.2	Isolateurs utilisant le déphasage non réciproque .....	32
I.2.2.3	Isolateurs intégrés à gain/perte non-réciproque .....	33
I.2.2.4	Autres techniques .....	34
I.2.2.5	Bilan .....	35
I.3	DEVELOPPEMENTS DES MATERIAUX LIES A L'INTEGRATION .....	37
I.3.1	Etat de l'art .....	37
I.3.2	Matériau magnéto-optique composite par voie sol-gel .....	39
I.3.2.1	Choix des dopants pour matériau composite.....	40
I.3.2.2	Facteur de mérite du composite magnéto-optique .....	41
I.4	L'ISOLATEUR OPTIQUE INTEGRE SUR VERRE : LA STRUCTURE HYBRIDE.....	45
I.4.1	Guide d'onde par échange d'ions.....	45
I.4.2	Structure proposée.....	45

I.4.3	Propriétés recherchées : objectifs de notre travail.....	47
I.5	CONCLUSION.....	47
II	ETUDE COMPORTEMENTALE, METHODES D'ELABORATION ET DE CARACTERISATION DES STRUCTURES HYBRIDES .....	52
II.1	ETUDE COMPORTEMENTALE DE LA STRUCTURE HYBRIDE MAGNETO-OPTIQUE .....	52
II.1.1	Echange ionique sur verre .....	52
II.1.1.1	Principe.....	53
II.1.1.2	Réalisation des guides canaux par échange d'ions.....	54
II.1.1.3	Enterrage sous champ électrique.....	56
II.1.1.4	Rediffusion thermique (le flash sodium).....	58
II.1.2	Optimisation de l'effet magnéto-optique dans la structure hybride.....	59
II.1.2.1	Objectifs .....	60
II.1.2.2	Taux de confinement magnéto-optique et coefficient de couplage.....	62
II.1.2.2.1	Pertes dans la structure hybride.....	63
II.1.2.2.2	Influence de la longueur d'interaction .....	65
II.1.2.3	Influence des paramètres opto-géométrique sur le confinement magnéto- optique 67	
II.1.2.3.1	Influence de l'indice de réfraction de la couche magnéto-optique $n_c$ .....	67
II.1.2.3.2	Influence de la largeur de diffusion $w$ .....	68
II.1.2.3.3	L'épaisseur de la couche .....	70
II.2	ELABORATION DES COUCHES MINCES MAGNETO-OPTIQUES.....	71
II.2.1	La technique sol-gel .....	71
II.2.2	Mécanisme réactionnels .....	72
II.2.2.1	Dopage du sol à l'aide des nanoparticules magnétiques .....	77
II.2.2.2	Choix et nettoyage des substrats .....	78
II.2.3	Dépôt en couches minces .....	79
II.2.3.1	Principe de la méthode « Dip-coating ».....	79
II.2.3.2	Traitement des couches minces.....	80
II.2.3.2.1	Traitement thermique .....	80
II.2.3.2.2	La densification par insolation UV .....	80
II.3	TECHNIQUES DE CARACTERISATIONS .....	82
II.3.1	Spectroscopie des lignes noires «M-lines» .....	82

## *Table des matières*

---

II.3.1.1	Principe.....	82
II.3.1.2	Application à la mesure de l'indice et l'épaisseur.....	84
II.3.1.3	Application à la mesure de la biréfringence modale de couches minces .....	85
II.3.2	Caractérisation magnéto-optique.....	86
II.3.2.1	Banc expérimental.....	86
II.3.2.2	Application à la mesure de l'ellipticité et la rotation Faraday .....	90
II.3.2.3	Détermination de la biréfringence modale : Méthode des perturbations locales	91
II.3.2.3.1	Principe de la mesure .....	91
II.3.2.3.2	Conversion de mode dans le verre .....	95
II.3.2.3.3	Mise en œuvre de la mesure .....	96
II.4	CONCLUSION .....	99
III	ETUDE OPTIQUE ET MAGNETO-OPTIQUE DE LA STRUCTURE HYBRIDE....	104
III.1	ETUDE DU COMPORTEMENT DES GUIDES FAITS PAR ECHANGE D'IONS .....	105
III.1.1	Origine de la biréfringence.....	105
III.1.2	Guides de surface .....	106
III.1.3	Les guides partiellement enterrés.....	108
III.1.3.1	Exemple de mesure de battements sur un guide partiellement enterré .....	109
III.1.3.2	Biréfringence modale des guides en fonction de la largeur de diffusion ...	111
III.1.3.3	Biréfringence modale de modes supérieurs dans un guide multimode .....	112
III.2	ETUDE DE LA COUCHE MAGNETO-OPTIQUE.....	114
III.2.1	Modulation de l'indice de réfraction .....	114
III.2.1.1	Le choix des précurseurs métalliques : type et concentration .....	114
III.2.1.2	Influence du traitement thermique .....	116
III.2.2	Etude de la biréfringence modale.....	117
III.2.2.1	Influence de la durée de traitement UV.....	118
III.2.2.2	Influence du traitement thermique .....	119
III.2.3	Epaisseur .....	120
III.2.4	Transmittance .....	120
III.3	CONVERSION DE MODE DANS LA STRUCTURE HYBRIDE .....	122
III.3.1	Introduction .....	122
III.3.2	Propagation des modes hybrides .....	123
III.3.3	Conversion de mode dans la structure hybride .....	125

## *Table des matières*

---

III.4	ETUDE PARAMETRIQUE DE LA STRUCTURE HYBRIDE .....	129
III.4.1	Etude de la biréfringence modale en fonction des largeurs des guides.....	133
III.4.2	Influence de la largeur des guides sur la conversion de mode .....	134
III.4.3	Influence de la taille d'aimant (longueur d'interaction) sur le taux de conversion de mode .....	136
III.4.4	L'absorption différentielle dans la structure hybride .....	138
III.4.5	Conversion de mode dans une structure hybride optimisée.....	140
III.4.5.1	La lame de phase .....	142
III.4.5.2	Les pertes optiques .....	143
III.5	BILAN ET PERSPECTIVES .....	145
III.5.1	Bilan du travail .....	145
III.5.2	Perspectives de travail .....	147
III.6	CONCLUSION .....	149

---

## Table des figures

---

<i>Figure I-1: Principe de fonctionnement des amplificateurs à fibre EDFA.....</i>	<i>13</i>
<i>Figure I-2: Evolution de l'état de polarisation d'une onde rectiligne au cours de la traversée d'un matériau soumis à un champ magnétique.....</i>	<i>15</i>
<i>Figure I-3: 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>	<i>16</i>
<i>Figure I-4: Principe de fonctionnement d'un isolateur optique en espace libre.....</i>	<i>17</i>
<i>Figure I-5: Principe de fonctionnement d'un isolateur optique en espace libre indépendant de la polarisation [22] .....</i>	<i>18</i>
<i>Figure I-6: Représentation d'un guide plan asymétrique et son profil d'indice.....</i>	<i>20</i>
<i>Figure I-7: Représentation graphique des équations de dispersion I.9 et I.10 pour <math>\lambda = 633\text{nm}</math> pour un guide d'indice 1,55 déposé sur un substrat de pyrex (indice 1,47).....</i>	<i>22</i>
<i>Figure I-8: Principales structures guidantes utilisées pour construire des composants optiques intégrés : la lumière est confinée dans la zone d'indice le plus élevé (<math>n_g</math>).....</i>	<i>23</i>
<i>Figure I-9: Configuration permettant le couplage de mode TE-TM. L'application d'un champ longitudinal crée une aimantation au sein du guide. Celle-ci est à l'origine du couplage entre les composantes <math>E_y^{TE}</math> et <math>E_x^{TM}</math> .....</i>	<i>24</i>
<i>Figure I-10: Évolution du rendement de conversion <math>R(z)</math> en fonction de la longueur de.....</i>	<i>27</i>
<i>Figure I-11: Configuration requise pour obtenir une propagation non-réciproque des modes .....</i>	<i>28</i>
<i>Figure I-12: Configuration requise pour l'obtention d'une propagation non-réciproque des modes TE.....</i>	<i>29</i>
<i>Figure I-13: a) Structure de couches du composant : structure active à puits quantique couverte par une couche magnétique de Co; b) principe de l'effet MO Kerr transverse ; c) pertes dans le guide d'onde pour les deux directions opposées en fonction du gain dans la couche active de <math>\text{GaAs}_{0,9}\text{P}_{0,1}</math> [35].....</i>	<i>30</i>
<i>Figure I-14: Isolateur intégré à rotation fonctionnant sur le mode TE.....</i>	<i>31</i>
<i>Figure I-15: Principe de fonctionnement des isolateurs à déphasage non-réciproque.....</i>	<i>32</i>

<i>Figure I-16: Premiers isolateurs à base de MZI pour les modes TM [39].....</i>	<i>33</i>
<i>Figure I-17 : Schéma du guide multicouche de l'isolateur intégré. La couche guidante (core) est en Ga<sub>1-x</sub>Al<sub>x</sub>As. La couche espaceur (buffer) est en SiO<sub>2</sub> (12 nm) ou en Ga<sub>0,55</sub>Al<sub>0,45</sub>As (120 nm). La couche MO est un film de Co (100 nm) [5]. .....</i>	<i>34</i>
<i>Figure I-18: Variation de la rotation Faraday spécifique de nanoparticules de ferrite de cobalt en fonction de la longueur d'onde. La concentration en nanoparticules est de 0,16% et le diamètre moyen des nanoparticules est de 9nm .....</i>	<i>41</i>
<i>Figure I-19 : Transmission d'échantillon de ferrite de cobalt de concentration 0,16%. Le diamètre moyen des nanoparticules est de 9 nm. ....</i>	<i>42</i>
<i>Figure I-20 : Variation du facteur de mérite F (°) de nanoparticules de ferrite de cobalt en fonction de la longueur d'onde. ....</i>	<i>43</i>
<i>Figure I-21 : Rotation Faraday spécifique <math>\theta_F</math> (°/cm) en fonction du champ appliqué d'une couche de silice dopée en nanoparticules de CoFe<sub>2</sub>O<sub>4</sub> . La mesure est faite transversalement au plan de la couche d'épaisseur 2 <math>\mu</math>m en configuration espace libre, et la concentration volumique en nanoparticules (~ 9nm) dans la couche est de 0,65%. La courbe en insert montre la rotation obtenue (u.a) pour une taille de nanoparticules de 12 nm [16]. ....</i>	<i>44</i>
<i>Figure I-22: Schéma de principe de la structure hybride à réaliser. ....</i>	<i>45</i>
<i>Figure II- 1: Principe de l'échange entre les ions alcalins d'un bain de sel de nitrate fondu B<sup>+</sup> et ceux du verre A<sup>+</sup> .....</i>	<i>54</i>
<i>Figure II- 2: Procédé de réalisation des guides d'ondes par échange d'ions. ....</i>	<i>55</i>
<i>Figure II- 3: Profil d'indice de réfraction provoqué par échange ionique sur la surface d'un substrat de verre. ....</i>	<i>56</i>
<i>Figure II- 4: Méthode d'enterrage des guides par la méthode électrique. ....</i>	<i>57</i>
<i>Figure II- 5: Enterrage sélectif des guides faits par échange d'ions. ....</i>	<i>57</i>
<i>Figure II- 6: Profil d'indice de réfraction après l'étape de rediffusion thermique. ....</i>	<i>59</i>
<i>Figure II- 7: Représentation schématique de la structure hybride magnéto-optique. ....</i>	<i>60</i>
<i>Figure II- 8 : Variation du rendement de conversion R<sub>M</sub> en fonction de la biréfringence modale <math>\Delta N</math> pour différents valeurs de K. ....</i>	<i>61</i>
<i>Figure II- 9: Répartition du champ correspond au mode TE<sub>0</sub> et mode TM<sub>0</sub> dans une structure hybride (h=2,7 <math>\mu</math>m, w=10<math>\mu</math>m et n<sub>c</sub>=1518). ....</i>	<i>62</i>

<i>Figure II- 10 : Evolution du rendement de conversion en fonction de la longueur de propagation <math>z</math> pour les données suivantes : <math>\eta_{MO}=10\%</math>, <math>\Delta N=2.9.10^{-4}</math> et <math>\theta_F=420^\circ/cm</math>. La courbe en pointillés montre l'enveloppe d'atténuation.</i>	65
<i>Figure II- 11 : Variation de la longueur d'interaction en fonction du coefficient de couplage <math>K</math> pour <math>\Delta N=10^{-4}</math></i>	66
<i>Figure II- 12: Le taux de confinement magnéto-optique en fonction de l'indice de la couche magnéto-optique qui possède une épaisseur de <math>2,6\mu m</math> et <math>w=1\mu m</math>.</i>	67
<i>Figure II- 13: a) Distribution du champ scalaire du mode fondamental <math>TE_0</math> dans la structure hybride (<math>\eta_{MO}= 80\%</math>), b) Profil d'indice dans la structure hybride. Pour une couche d'indice 1.54 et épaisseur de <math>2,6\mu m</math>, et largeur du ruban <math>w=1\mu m</math>.</i>	68
<i>Figure II- 14 : Le taux de confinement magnéto-optique en fonction de la largeur de diffusion <math>w</math> pour une structure hybride qui possède une épaisseur de <math>2,6\mu m</math>.</i>	69
<i>Figure II- 15: Distribution du champ scalaire dans deux structure hybride ayant la même épaisseur de couche et ruban de confinement égale à : <math>1\mu m</math> (a) et <math>5\mu m</math> (b).</i>	69
<i>Figure II- 16 : Taux de confinement magnéto-optique en fonction de l'épaisseur de la couche (<math>n_c=1.518</math> et largeur du guide=<math>5\mu m</math>).</i>	70
<i>Figure II- 17: Schéma des étapes d'élaboration des couches magnéto-optiques par la méthode sol-gel.</i>	73
<i>Figure II- 18: Pré-hydrolyse du méthacryloxypropyltriméthoxysilane (MAPTMS).</i>	74
<i>Figure II- 19: Réaction de complexation de l'alcoxyde de titane avec l'acide méthacrylique.</i>	75
<i>Figure II- 20: Réaction de déalcoolisation (alcoxolation).</i>	75
<i>Figure II- 21: Réaction de déshydratation.</i>	76
<i>Figure II- 22: Réaction de dé-éthération.</i>	76
<i>Figure II- 23 : Principe de la technique Dip-coating.</i>	79
<i>Figure II- 24: Réaction de photo-dissociation du photoamorceur IRGACURE 651.</i>	81
<i>Figure II- 25: Propagation en chaîne à partir d'un radical provenant de la photo-dissociation du photoamorceur</i>	81
<i>Figure II- 26 : Banc de mesure de spectroscopie de lignes noires. Un faisceau convergent de lumière éclaire le prisme. Il y a couplage ce qui apparaît comme une ligne noir sur l'écran.</i>	83
<i>Figure II- 27: Dispositif expérimental utilisé pour la caractérisation magnéto-optique.</i>	88
<i>Figure II- 28: Rotation Faraday spécifique (<math>^\circ/cm</math>) d'une couche magnéto-optique en fonction du champ appliqué. La mesure est faite perpendiculairement au plan de la couche</i>	



<i>d'épaisseur 4,5<math>\mu</math>m en configuration espace libre, et la concentration volumique en nanoparticules (~ 9nm) dans la couche est de l'ordre de 2 % (<math>\lambda = 820</math>nm).</i>	91
<i>Figure II- 29: Etat de lumière au niveau de détecteur pour différent déphasage <math>\Phi</math> :</i>	93
<i>Figure II- 30 : Représentation graphique de <math>\gamma</math> et <math>\varepsilon</math> en fonction de la longueur de propagation Z( mm) dans le verre (rotation Faraday <math>\theta_F=0.1^\circ/mm</math>)</i>	94
<i>Figure II- 31 : Amplitude de conversion de mode dans le verre pour rotation Faraday spécifique de <math>\theta_F=0.1^\circ/mm</math> en fonction de la longueur de <math>L_a</math> et la biréfringence modale <math>\Delta N</math>.</i>	96
<i>Figure II- 32: Principe de la méthode des perturbations locales pour déterminer la biréfringence modale.</i>	97
<i>Figure II- 33 : Répartition du champ longitudinal pour un aimant d'1mm (largeur du courbe environ 1mm).</i>	97
<i>Figure II- 34: Exemple de relevé expérimental de <math>I_{2F}</math> sur un guide fait par échange d'ions avec une largeur <math>w=2,5\mu m</math>.</i>	98
<i>Figure III- 1 : La structure hybride à réaliser et étudier.</i>	105
<i>Figure III- 2: Résultats de mesures et simulation de la biréfringence modale des guides d'ondes surface en fonction de la largeur de diffusion w.</i>	107
<i>Figure III- 3: Schéma des séries de guides créés sur un substrat de verre (à gauche), et forme de guides créés par enterrage sélectif (à droite), avec une longueur d'interaction de 2cm..</i>	108
<i>Figure III- 4: Relevé expérimental de <math>\gamma</math> et <math>\varepsilon</math> sur un guide fait par échange d'ions avec d'une largeur <math>w=0,8\mu m</math>.</i>	109
<i>Figure III- 5 : Variation de la différence de phase accumulée entre les deux modes TE et TM dans un guide fabriqué par échange d'ions sur verre (<math>w=0,8\mu m</math>) en fonction de la longueur de propagation Z.</i>	110
<i>Figure III- 6 : Biréfringence modale mesurée sur des guides d'ondes nus (sans couche MO) partiellement enterrées en fonction de leur largeur de diffusion w.</i>	111
<i>Figure III- 7: Profil de mode dans deux guides fabriqués par échange d'ions sur verre possédant des largeurs w différentes.</i>	112
<i>Figure III- 8 : Mesure de la biréfringence modale par la technique des perturbations locales d'un guide multimode en fonction de l'excitation des modes.</i>	113
<i>Figure III- 9: Variation de l'indice de réfraction n de la matrice SiO<sub>2</sub>/TiO<sub>2</sub> (ratio de 10/10) dopée, ayant subi un prétraitement thermique durant 60 minute, avec la température de recuit (<math>\lambda = 820</math>nm, précision de mesure : <math>\pm 10^{-3}</math>).</i>	117

<i>Figure III- 10: Variation de la biréfringence modale du mode fondamental avec la durée de traitement UV appliqué (précision de mesure <math>=\pm 10^{-4}</math>, <math>\lambda = 633\text{ nm}</math>).</i>	118
<i>Figure III- 11: Variation de la biréfringence modale du mode fondamentale de la matrice <math>\text{SiO}_2/\text{TiO}_2</math> dopée, ayant subi un prétraitement thermique durant 60 minute, avec la température de recuit (<math>\lambda = 820\text{ nm}</math>, précision de mesure <math>=\pm 10^{-4}</math>).</i>	119
<i>Figure III- 12 : Transmittance des couches minces dopées et non dopées.</i>	121
<i>Figure III- 13 : Propagation de la lumière dans la structure hybride.</i>	124
<i>Figure III- 14: Intensité de la lumière à la sortie de la structure hybride, pour un guide de largeur de diffusion de <math>4\ \mu\text{m}</math>, et une couche magnéto-optique d'épaisseur <math>2.6\ \mu\text{m}</math> (<math>\lambda = 1550\text{ nm}</math>).</i>	124
<i>Figure III- 15: Rotation Faraday spécifique de la couche magnéto-optique déposé sur le substrat de verre contenant les guides faits par échange d'ions.</i>	125
<i>Figure III- 16: La conversion de mode magnéto-optique dans la structure hybride (<math>\lambda = 1550\ \text{nm}</math>).</i>	126
<i>Figure III- 17: Enregistrement de <math>I_{2F}</math> sur la structure hybride (<math>\lambda = 1550\text{ nm}</math>).</i>	127
<i>Figure III- 18: Rotation Faraday spécifique de la couche magnéto-optique déposée sur le substrat de verre contenant les séries de guides partiellement enterrés.</i>	129
<i>Figure III- 19: Représentation du battement pour un guide nu (sans couche magnéto-optique) et un guide avec une couche magnéto-optique (structure hybride).</i>	130
<i>Figure III- 20: Représentation des caractéristiques des différentes zones dans la structure hybride à guide partiellement enterré. <math>L_a</math> représente la longueur de l'aimant perturbateur.</i>	131
<i>Figure III- 21: <math>I_{2F}</math> normalisé en fonction de la position de l'aimant pour différentes tailles d'aimant : dans ce cas les battements entre les modes pour un guide de <math>10\ \mu\text{m}</math> en fonction de la taille d'aimant (longueur d'interaction).</i>	133
<i>Figure III- 22: Biréfringence modale des structures hybrides et des guides nus en fonction de la largeur des guides (<math>w</math>).</i>	134
<i>Figure III- 23: Influence de la largeur du guide fait pas échange d'ions sur la conversion de mode dans la structure hybride (taille de l'aimant de <math>5\text{ mm}</math>).</i>	135
<i>Figure III- 24: Variation du taux de conversion maximale en fonction du taux de confinement dans la structure hybride et la biréfringence modale (échelle logarithmique) <math>h=4\ \mu\text{m}</math>, <math>n=1,518</math> et <math>\theta_F=150^\circ/\text{cm}</math>.</i>	136
<i>Figure III- 25: Variation de l'amplitude de <math>(I_{2F})_{\text{max}}</math> normalisé (amplitude de conversion) en fonction de la longueur d'interaction.</i>	137

<i>Figure III- 26 : Absorption différentielle dans une structure hybride (<math>w=9\mu m</math>) pour un couplage TE ou TM.</i>	138
<i>Figure III- 27 : Dichroïsme linéaire dans la structure hybride</i>	139
<i>Figure III- 28 : Structure hybride avec une zone d'interaction de 2mm et une lame de phase d'une longueur de 8mm.</i>	141
<i>Figure III- 29 : Conversion de mode dans une structure hybride possédant <math>w=5\mu m</math> ; mesure relevée à la longueur d'onde 1550nm.</i>	141
<i>Figure III- 30 : Influence d'une lame de phase d'une biréfringence <math>\Delta N=2.10^{-5}</math> et longueur <math>L=15mm</math> sur la valeur de conversion de mode <math>\Theta_F(^{\circ})</math>.</i>	143
<i>Figure III- 31 : Intensité de lumière à la sortie des trois structures hybrides (<math>\lambda=1550nm</math>) ..</i>	144
<i>Figure III- 32 : Illustration du dispositif a réalisé (<math>\Phi_2-\Phi_1=\pi/2</math>).</i>	148
<i>Figure III- 33 : Image AFM d'un cristal magnéto-photonique 1D[50].</i>	149

---

## Introduction générale

---

L'invention du Laser en 1960 par le physicien Théodore Maiman, a permis d'ouvrir une grande voie dans le domaine des télécommunications optiques. En 1970 et 1971, la réalisation quasi simultanée de la fibre optique à faible atténuation et du laser à semi-conducteur émettant en régime continu à température ambiante [1], [2] a ensuite permis l'explosion des télécommunications optiques de haut débit, grâce à la bande passante des fibres optiques (quelques dizaine de THz). Cette apparition des télécommunications optiques a donné naissance au concept de l'optique intégrée [3]. Depuis, de nombreuses technologies de circuits intégrés optiques sont apparues pour répondre aux besoins considérables des télécommunications optiques, et nombre de fonctionnalités ont été intégrées par ces technologies. Cependant les fonctions non réciproques, tel qu'un circulateur ou un isolateur n'ont pas encore passé le cap de l'intégration.

Par exemple, l'isolateur optique est indispensable sur les chaînes de signal optique pour bloquer l'intrusion de la lumière réfléchie dans les systèmes et notamment les cavités Laser [3], ce qui assure le bon fonctionnement de l'ensemble. Le principe de l'isolateur optique commercialisé aujourd'hui est basé sur l'effet magnéto-optique (MO) de rotation de polarisation : « l'effet Faraday ». Cet effet prend naissance dans un bloc massif de grenat d'Yttrium et de Fer (*Yttrium Iron Garnet YIG*) qui se comporte ainsi comme un rotateur non-réciproque. Ce matériau à la base des dispositifs actuels est très difficile, voire impossible, à déposer sur des substrats de verre ou substrats de semi-conducteur (*InP*, *GaAs*), à cause de la forte valeur de recuit ( $>800^\circ$ ) nécessaire pour le cristalliser. Cela rend son intégration au sein des composants très difficile. Pour résoudre ce problème, deux voies de recherche sont apparues : la première s'est focalisée sur la miniaturisation des films magnéto-optiques et leur intégration hybride sur des plates-formes intégrées de technologies classiques [4]. La deuxième voie est le développement de nouveaux matériaux compatibles avec les technologies classiques. Les travaux engagés dans cette seconde voie sont très prometteurs car ils ont permis la réalisation de nouveaux dispositifs combinant différentes fonctionnalités [5–7], et ouvert la voie à des composants intégrés non-réciproques. Cependant, cette forte activité

s'est concentrée sur le développement de matériaux à base de semi-conducteur. (couche de MnAs dans une matrice III-V de GaAs [6], couche de III-VI CdMnTe sur GaAs [5]).

Ce travail de thèse a ainsi pour objectif d'ouvrir une nouvelle voie pour la réalisation de composants non réciproques intégrés en se plaçant sur la base d'une technologie complètement maîtrisée par l'industrie : l'échange ionique sur verre. En effet, cette technologie permet de réaliser des composants d'optique intégrée de grande qualité tels que des lasers, des amplificateurs optiques ou des diviseurs de puissance [8–10]. Aujourd'hui, ces composants sont valorisés par la société Teem Photonics SA basée à Meylan (Isère) qui est un essaimage du laboratoire l'IMEP-LAHC, et est leader mondial du marché des amplificateurs optiques intégrés. Or, les isolateurs sont des composants clés de ces amplificateurs optiques et leur intégration sur la puce de verre représenterait une avancée majeure d'un point de vue des performances et de la fiabilité des dispositifs. De son côté, le laboratoire Telecom Claude Chappe de l'Université Jean Monnet de Saint Etienne possède une expertise reconnue dans le domaine du dépôt de couches minces préparées par la méthode sol-gel, notamment celles présentant un caractère magnéto-optique obtenu par dopage à l'aide de nanoparticules magnétiques [11], [12].

Ainsi, ce travail de thèse propose d'associer les potentialités d'une matrice sol-gel magnéto-optique avec une technologie d'optique intégrée mature de façon à assurer à terme un transfert industriel et une valorisation efficace des dispositifs réalisés. La structure hybride à réaliser est une structure guidante permettant la réalisation d'une fonction optique, dans notre cas l'isolateur optique, en conciliant d'une part les avantages des guides faits par échange d'ions et, d'autre part, ceux d'un nouveau matériau magnéto-optique composite a priori totalement compatible. Le matériau magnéto-optique est développé via un processus sol-gel, l'aspect magnéto-optique de ce matériau étant obtenu par dopage de la matrice à l'aide de nanoparticules magnétique issues d'un ferrofluide. Ces nanoparticules magnétiques imprègnent une rotation Faraday à une onde lumineuse les traversant, si un champ magnétique longitudinal est appliqué. Ainsi, des travaux antérieurs menés au laboratoire LT2C ont permis de mettre au point un matériau composite constitué d'une matrice d'oxyde métallique ( $\text{SiO}_2/\text{ZrO}_2$ ) dopée à l'aide de nanoparticules de type ferrite de Cobalt ( $\text{CoFe}_2\text{O}_4$ ), présentant une rotation Faraday de  $310^\circ/\text{cm}$  ( $\lambda=1550$  nm) pour un taux de dopage de 1,5% avec une très bonne qualité de couches minces [13].

Sur cette base, nous étudions, dans ce mémoire, la possibilité de la réalisation d'un convertisseur de mode TE-TM intégré et compatible avec la technologie de l'optique intégrée sur verre. Ce dispositif sera fabriqué par le dépôt d'une couche mince magnéto-optique

réalisée dans notre laboratoire par la méthode sol-gel et déposée sur un guide fait par échange d'ions. Pour réaliser ce dispositif nous devons avoir une bonne interaction entre le guide et la couche magnéto-optique d'une part, et un maximum de rendement de conversion modale TE-TM d'une autre part. Cela nécessite la réalisation de couches magnéto-optiques possédant une forte activité magnéto-optique, avec un minimum de biréfringence modale.

Le travail a été mené dans le cadre d'une thèse de doctorat de l'Université Jean Monnet de Saint Etienne, faisant suite au master science en microélectronique et dispositifs de la nanoélectronique de l'Université de Provence (Aix-Marseille I). Il est le fruit d'une forte collaboration initiée depuis plusieurs années entre différentes équipes de recherche :

- L'équipe « Photonique THz et Optoélectronique » du laboratoire **Institut de Microélectronique Electromagnétisme et Photonique**, (IMEP-LAHC UMR 5130) à Grenoble, avec notamment J. E. Broquin et E. Ghibaud, spécialistes de l'optique intégrée et de la technologie d'échange d'ions utile à notre étude.
- L'équipe « Colloïdes inorganiques » du laboratoire Physicochimie des Electrolytes, Colloïdes et Sciences Analytiques (PECSA, UMR ESPCI-UPMC-CNRS 7195) à Paris, avec S. Neveu spécialiste de l'élaboration des ferrofluides utiles à la réalisation de nos couches magnéto-optiques.
- L'équipe « Composants passifs » du laboratoire Télécom Claude Chappe (LT2C EA 3523) au sein de laquelle l'auteur a fait sa thèse.

Ce document, rendant compte du travail effectué, est articulé en trois chapitres :

- Le premier chapitre décrit les différents aspects du nouveau dispositif magnéto-optique que nous proposons. Après un rappel sur les isolateurs et les effets non-réciproques magnéto-optiques en configuration guidée notamment la conversion de mode TE-TM qui sera utilisée dans notre travail, nous présenterons les différents matériaux liés à l'intégration des dispositifs magnéto-optiques en situant notre nouvelle voie. Nous finissons ce chapitre en fixant les principaux objectifs de la thèse.
- Le deuxième chapitre est constitué de trois parties principales. Dans la première partie, nous abordons la technique de réalisation des guides optiques par la méthode d'échange ionique sur verre. Dans cette première partie, nous présentons aussi une étude comportementale sur les structures hybrides magnéto-optiques afin de prévoir,

dans la suite du travail, le comportement de notre dispositif et de bien comprendre les résultats expérimentaux. La deuxième partie du chapitre est consacrée au protocole d'élaboration de nos échantillons, et la troisième donne une description des techniques de caractérisation utilisées pour étudier et caractériser notre dispositif magnéto-optique. Il s'agit de la spectroscopie *M*-lines permettant d'aboutir à l'indice de réfraction, l'épaisseur et la biréfringence modale des couches magnéto-optiques déposées sur les guides faits par échange d'ions sur verre. Un banc polarimétrique permet, lui, de déterminer les propriétés magnéto-optiques des dispositifs tel que le taux de conversion mode TE-TM ou la rotation Faraday de la couche magnéto-optique. Il permet également la mesure de la biréfringence modale des structures hybrides et des guides faits par échange d'ions sur verre, en utilisant la technique des perturbations locales.

- Le dernier chapitre concerne les résultats expérimentaux obtenus sur l'étude de l'activité magnéto-optique et notamment la conversion de mode dans notre dispositif. Nous commençons par la présentation d'une étude de la biréfringence modale des guides faits par échange d'ions sur verre (les guides surface et les guides partiellement enterrés). Puis nous présentons l'étude faite sur les couches magnéto-optiques. Après, nous détaillons les principaux résultats obtenus sur l'étude de la conversion de mode dans notre dispositif proposé, ainsi que les problèmes rencontrés lors de notre étude paramétrique de la structure hybride. Enfin, nous terminons notre chapitre par une présentation d'un bilan global sur notre travail avec une proposition de perspectives dans le futur proche pour faire suite à ce travail.

Enfin, il faut préciser que les travaux effectués dans cette thèse ont été financés par la région Rhône Alpes au travers d'un projet CIBLE « Valorisation de couches minces magnéto-optiques : vers la réalisation de composants intégrés ».

---

---

## **Chapitre I**

**Isolateurs optiques : Etat de l'art et  
présentation d'une nouvelle structure  
hybride intégrée sur verre**

---

---





---

# I Isolateurs optiques : état de l'art et présentation d'une nouvelle structure hybride intégrée sur verre

---

Ce chapitre a pour but de donner les informations nécessaires à une bonne compréhension du travail présenté dans notre étude. Dans un premier temps, nous commençons par des généralités sur les isolateurs optiques pour fixer le contexte de notre étude. Nous abordons alors la rotation Faraday et sa non-réciprocité, qui représente le phénomène principale utilisé dans les isolateurs optiques et aussi la fonction la plus difficilement intégrable avec les autres dispositifs de l'optique intégrée. Ensuite, des notions sur l'optique guidée et les phénomènes non-réciproques en configuration guidée sont abordées, suivies par un bilan sur les matériaux magnéto-optiques et les principales techniques utilisées dans l'intégration des isolateurs optiques. Ceci nous permet de situer notre approche basée sur l'utilisation d'un matériau magnéto-optique composite élaboré par la voie sol-gel.

## I.1 L'isolateur optique : généralités

### I.1.1 Principe

L'isolateur optique est un dispositif permettant de protéger les composants optiques des réflexions parasites qui peuvent nuire à leurs performances, en utilisant la non-réciprocité de l'effet Faraday : il transmet la lumière dans une direction et arrête celle provenant de la direction inverse. L'isolateur optique est un élément très important dans une chaîne de télécommunications optiques, surtout pour protéger les diodes lasers des retours optiques qui peuvent causer des instabilités telles que le décalage de fréquence, qui provoque parfois la perte d'information [14] .

La *Figure I-1* montre l'utilisation de ce composant au sein d'un dispositif

d'amplification optique, très utilisé dans les télécoms. Le signal à amplifier et le signal de pompe traversent un coupleur puis l'amplificateur à fibre dopée erbium (EDFA) à la sortie duquel est récupéré le signal amplifié.

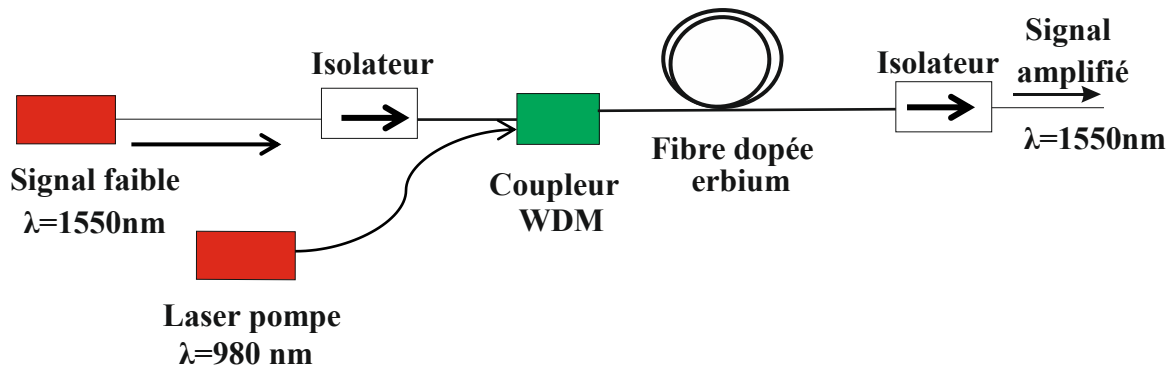


Figure I-1: Principe de fonctionnement des amplificateurs à fibre EDFA.

Deux isolateurs sont utilisés dans ce schéma. Le premier a pour rôle de protéger la source laser d'émission d'un retour de lumière et évite ainsi sa déstabilisation. Le deuxième isolateur est placé en sortie de la fibre afin d'empêcher l'amplification d'un signal qui arriverait en sens inverse dans la fibre et ainsi l'apparition d'une oscillation par amplification d'onde réfléchie provoquant une réduction du rendement d'amplification [15].

Les paragraphes suivants détaillent le fonctionnement de l'isolateur.

### I.1.2 La rotation Faraday et sa non réciprocity

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 ( $\vec{B} = B\vec{u}_z$ ) s'écrit [16] :

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

Les termes hors diagonaux  $\varepsilon_2$  dans cette expression sont proportionnels au champ magnétique appliqué.

Pour une onde lumineuse longitudinale ( $\vec{E} = \vec{E}_0 \exp(j(\omega t - kz))$ ), la résolution des équations de Maxwell, dans un matériau possédant la permittivité représentée par l'expression I.1, montre que seuls deux types d'onde peuvent se propager sans altération :

Les vibrations circulaires droites (vcd) caractérisées par un indice de propagation  $v_d = \sqrt{\varepsilon_1 - \varepsilon_2}$  et la relation  $E_{dy} = -iE_{dx}$ .

Les vibrations circulaires gauches (vcg) caractérisées par un indice de propagation  $v_g = \sqrt{\varepsilon_1 + \varepsilon_2}$  et la relation  $E_{gy} = -iE_{gx}$ .

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-2**). 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 de :

$$\Phi = \frac{2\pi l \cdot \text{Re}(v_g - v_d)}{\lambda} \quad (\text{I-2})$$

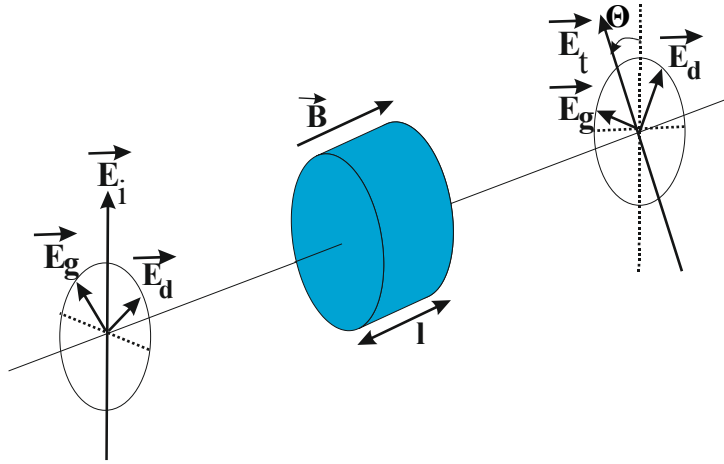


Figure I-2: Evolution de l'état de polarisation d'une onde rectiligne au cours de la traversée d'un matériau soumis à un champ magnétique.

En sortie du matériau, les deux ondes se recombinent pour donner une vibration polarisée rectilignement ayant tournée d'un angle  $\Theta$  par rapport à la direction de l'onde incidente avec [17] :

$$\Theta = \frac{\Phi}{2} = \frac{\pi l \operatorname{Re}(\sqrt{\varepsilon_1 + \varepsilon_2} + \sqrt{\varepsilon_1 - \varepsilon_2})}{\lambda} \cong \frac{\pi l \operatorname{Re}(\varepsilon_2)}{\lambda \sqrt{\varepsilon_1}} = \frac{\pi l \operatorname{Re}(\varepsilon_2)}{\lambda n} \quad (\text{I-3})$$

avec  $n$ , l'indice de réfraction du matériau.

Cet angle de rotation, appelé **rotation Faraday** est donc directement proportionnel au terme hors diagonal  $\varepsilon_2$ . Dans le cas simple d'un électron élastiquement lié, elle est proportionnelle au champ magnétique appliqué [17].

Il est souvent plus utile de noter cette rotation en terme de rotation spécifique par unité de longueur :  $\theta_F (^\circ/cm) = \frac{180}{\pi \cdot l} \cdot \Theta$ .

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 :  $\vec{B} = -B\vec{u}_z$ . En reprenant le cheminement précédent, on peut montrer que la rotation Faraday change de signe et prend la valeur :

$$\Theta = -\frac{\pi l \operatorname{Re}(\varepsilon_2)}{\lambda \sqrt{\varepsilon_1}} \quad (\text{I-4})$$

Cela signifie qu'une onde rectiligne faisant un aller-retour dans le matériau subit une rotation de polarisation égale à  $2\Theta$  et ne retrouve donc pas son état initial (**Figure I-3**), ce qui illustre le caractère non-réciproque de l'effet Faraday.

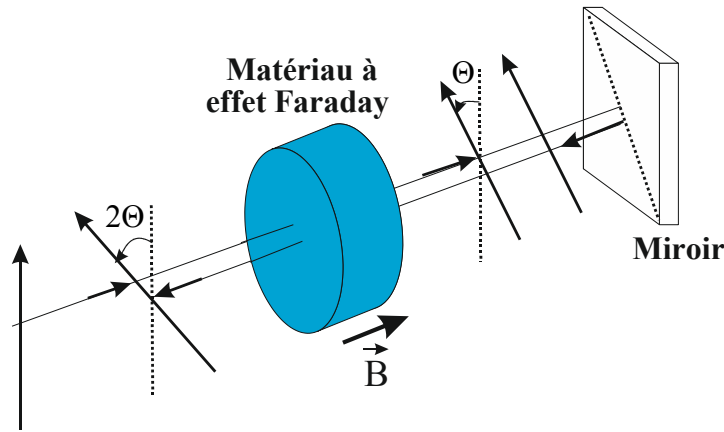


Figure I-3: Évolution de l'état de polarisation d'une onde rectiligne lors d'un aller-retour au sein d'un matériau soumis à un champ magnétique.

### Cas de matériaux ferro ou ferrimagnétique

Dans l'illustration classique précédente, nous avons considéré que le terme hors diagonal  $\varepsilon_2$  et par conséquent la rotation Faraday est proportionnel au champ  $\vec{B}$ . Cela est particulièrement vrai pour les verres diamagnétiques. Pour les matériaux ferro ou ferrimagnétique, tel que le ferrite de Cobalt que nous avons utilisé dans ce travail, le tenseur permittivité s'écrit de la même façon [16], mais le terme hors diagonal noté  $\varepsilon_{m0}$  est en fait proportionnel à l'aimantation  $\vec{M}$  régnant au sein du matériau.

$$\varepsilon = \begin{pmatrix} \varepsilon_1 & -i\varepsilon_{m0} & 0 \\ i\varepsilon_{m0} & \varepsilon_1 & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_1 \end{pmatrix}_{xyz} \quad (\text{I-5})$$

$\varepsilon_{mo} = \gamma M$ . La rotation Faraday spécifique s'écrit :  $\theta_F (\text{°}/\text{cm}) = \frac{180}{n\lambda} \cdot \text{Re}(\varepsilon_{mo})$ .

### I.1.3 L'isolateur optique en espace libre

Le fonctionnement de l'isolateur optique en espace libre est illustré sur la **Figure I-4**. Il est composé d'un tronçon magnéto-optique fournissant une rotation Faraday de  $45^\circ$  et de deux polariseurs. Le polariseur en sortie, incliné de  $45^\circ$  par rapport à celui d'entrée, permet le passage de la lumière qui subit une rotation  $45^\circ$ . Par contre dans le sens retour, la rotation de  $45^\circ$  se fait dans le sens opposé et la direction de polarisation de la lumière se trouve inclinée de  $90^\circ$  par rapport au polariseur d'entrée. Elle est donc bloquée.

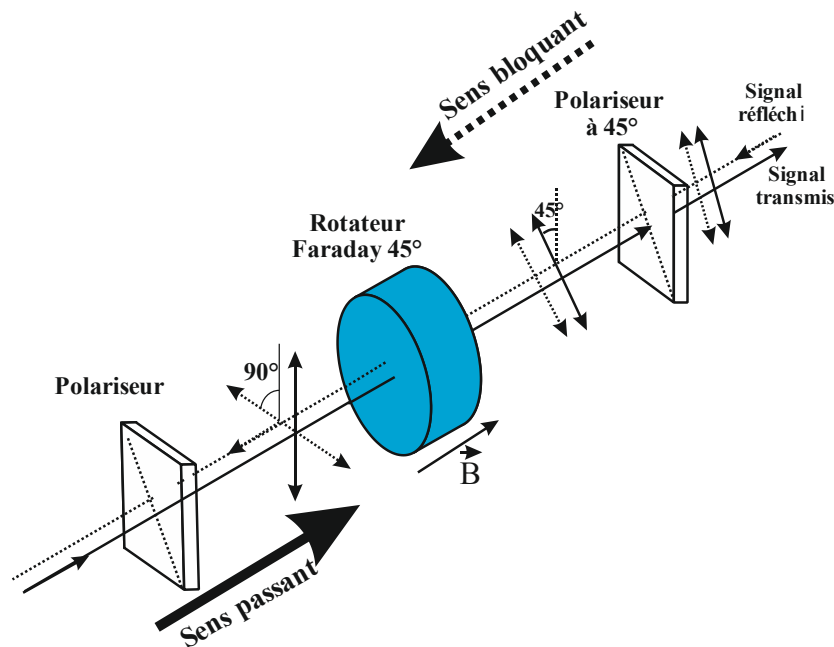


Figure I-4: Principe de fonctionnement d'un isolateur optique en espace libre.

Dans la pratique, les isolateurs optiques sont caractérisés principalement par leur taux d'isolation. Le taux d'isolation en dB est le rapport de coefficient de transmission entre le sens aller et le sens retour. Les pertes d'insertions sont les pertes que l'on provoque lorsque l'on insert le composant dans une chaîne optique (pertes de couplage, pertes de propagation...etc.)

Les pertes d'insertion dans les isolateurs optiques en espace libre sont de l'ordre de 0,3 à 0,5 dB et le taux d'isolation entre 35 et 44dB [18]. Suivant la longueur d'onde, le matériau magnéto-optique employé peut être un verre paramagnétique, un grenat de terbium et gallium

(TGG), un grenat d'yttrium et de fer (YIG), ou un grenat de gadolinium de bismuth et de fer (GBIG) [18].

La **Figure I-4** montre que l'isolateur est associé à une direction de polarisation incidente fixe. Pour s'affranchir de cela, il existe des structures plus complexes qui sont indépendantes de la polarisation de la lumière comme reporter sur la **Figure I-5**.

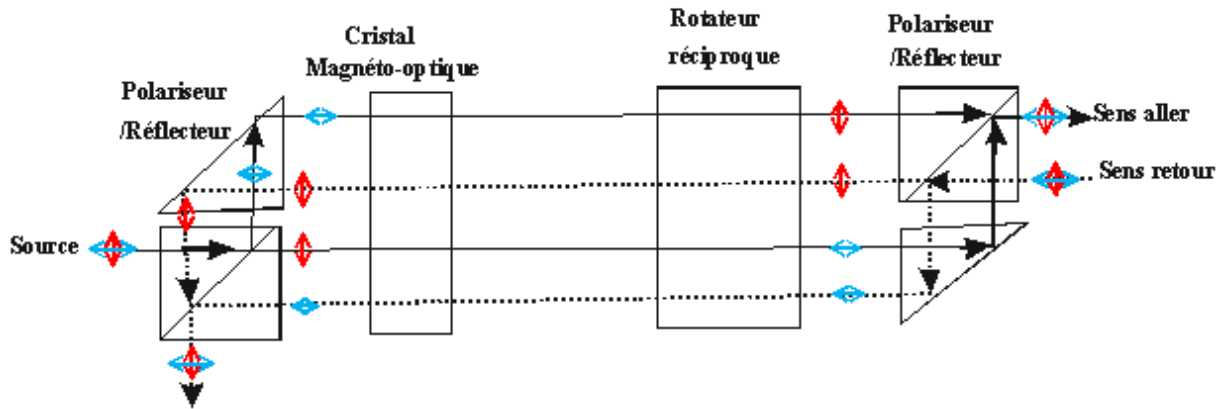


Figure I-5: Principe de fonctionnement d'un isolateur optique en espace libre indépendant de la polarisation [19].

Dans la structure présentée dans cette figure, le faisceau incident est décomposé en deux polarisations orthogonales par le polariseur d'entrée. Les deux polarisations sont ensuite traitées séparément suivant une méthode déduite de celle de la **Figure I-4** avant d'être recombinées par le polariseur de sortie. Les sélecteurs de polarisation d'entrée et sortie ne fonctionnent que sur les polarisations orthogonales, un rotateur réciproque (45°) est ici nécessaire.

Actuellement, tous les isolateurs utilisés dans les réseaux télécoms ainsi que dans différents dispositifs sont discrets, construits sur la base de cristaux de grenat d'Yttrium et de Fer (*YIG*,  $Y_3Fe_5O_{12}$ ) ou de matériaux dérivés. 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 (*InP*, *GaAs*), 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.



Compte tenu du développement rapide du marché des télécommunications optiques, l'intégration de ce type de composant est nécessaire. L'isolateur optique intégré doit fonctionner sans ou avec un champ magnétique très faible, avoir un encombrement réduit et son procédé de fabrication doit permettre d'en réduire le coût.

Différentes techniques d'isolation en optique intégrée ont déjà été proposées [20–22]. Les techniques les plus courantes sont présentées dans la section suivante.

## **I.2 Les techniques d'isolation en optique intégrée**

### **I.2.1 Guide d'onde magnéto-optique**

Dans ce paragraphe, nous rappelons brièvement quelques éléments théoriques d'optique guidée nécessaire à l'explication des conditions de guidage dans une structure optique. Ces éléments nous permettent de définir les paramètres influant sur le comportement d'une structure optique quelle que soit sa forme géométrique et de prévoir directement son comportement.

#### **I.2.1.1 Guide d'onde optique plan**

L'optique intégrée est basée sur les guides d'ondes optiques. Grâce à leur milieu diélectrique d'indice supérieur à celui de l'environnement extérieur (substrat et superstrat), le guide permet le confinement de la lumière dans une région réduite de quelques micromètres de l'espace.

Les guides d'onde peuvent avoir différentes géométries. Il peut s'agir d'un guide à deux dimensions ou dans le cas le plus simple d'un guide plan.

Pour bien décrire la théorie de la propagation de la lumière dans un guide d'onde, intéressons-nous au cas simple du guide plan asymétrique possédant un profil à saut d'indice.

La **Figure I-6** donne une description générale d'un guide plan asymétrique défini dans le plan  $(x,z)$ . Il est constitué d'un empilement de trois milieux différents, une couche mince d'épaisseur  $h$  déposée sur un substrat. Le tout baigne dans l'air. Nous leur attribuons des indices de réfraction respectivement notés  $n_s$ ,  $n_g$ , et  $n_a$ . L'indice de la couche mince,  $n_g$ , est

supérieur à celui du substrat,  $n_s$ , et de l'air  $n_a$  comme l'indique le profil d'indice de la **Figure I-6**.

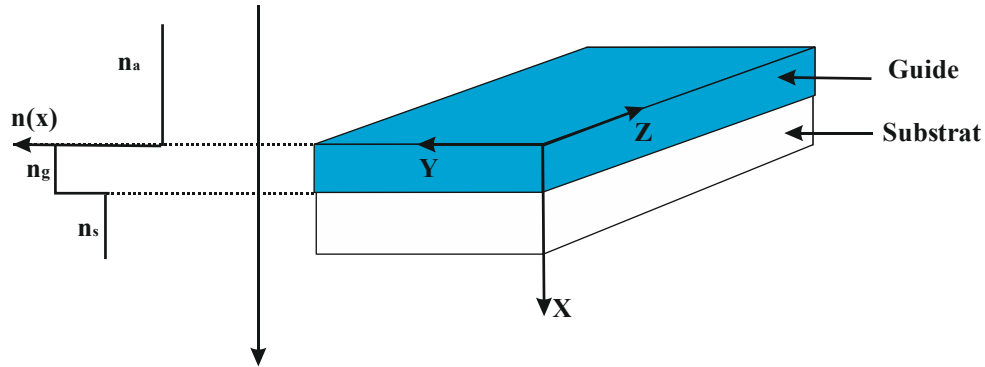


Figure I-6: Représentation d'un guide plan asymétrique et son profil d'indice.

Dans le cas idéal, chaque région du guide est isotrope, sans perte et d'épaisseur constante. Le tenseur permittivité s'écrit alors dans chaque cas :

$$\epsilon_{g,s,a} = \begin{pmatrix} \epsilon_{g,s,a} & 0 & 0 \\ 0 & \epsilon_{g,s,a} & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_{g,s,a} \end{pmatrix} \quad (\text{I-6})$$

avec  $\epsilon_g = n_g^2$ ,  $\epsilon_s = n_s^2$  et  $\epsilon_a = n_a^2$

Considérant les invariances du guide selon les directions Oy et Oz, la recherche d'ondes électromagnétiques  $(\vec{E}, \vec{H})$  se propageant selon Oz doit se faire sous la forme :

$$\vec{E}(x, y, z) = \vec{E}(x)e^{j\beta z} \quad (\text{I-7})$$

$$\vec{H}(x, y, z) = \vec{H}(x)e^{j\beta z} \quad (\text{I-8})$$

Où  $\beta$  est la constante de propagation de l'onde.

La résolution des équations de Maxwell dans une telle structure montre que seuls deux types d'onde électromagnétique  $(\vec{E}, \vec{H})$  peuvent exister :

Les modes TE (Transverse Électrique) qui ne possèdent que trois composantes non nulles :  $E_y, H_x$  et  $H_z$ .

Les modes TM (Transverse Magnétique) pour lesquels les composantes non nulles sont :  $H_y, E_x$  et  $E_z$

L'équation de mode pour chacun de ces modes s'écrit [23] :

$$\frac{d^2 E_y}{dx^2} + (k^2 n^2 - \beta^2) E_y = 0 \quad (\text{TE}) \quad (\text{I-9})$$

$$\frac{d^2 H_y}{dx^2} + (k^2 n^2 - \beta^2) H_y = 0 \quad (\text{TM}) \quad (\text{I-10})$$

$\beta$  est la constante de propagation du mode,  $k$  est le nombre d'onde,  $k = 2\pi / \lambda$  avec  $\lambda$  longueur d'onde dans le vide et  $n$  l'indice de réfraction du milieu considéré ( $n = n_s, n_g$  ou 1).

La résolution de l'équation d'onde montre que le champ possède une répartition transverse oscillatoire dans la couche mince et évanescence ailleurs :

$$E_y(x) = A \exp\left(x \sqrt{\beta^2 - k^2 n_a^2}\right) \quad x \leq 0 \quad (\text{I-11})$$

$$E_y(x) = B \cos\left(x \sqrt{k^2 n_g^2 - \beta^2}\right) \quad 0 \leq x \leq h \quad (\text{I-12})$$

$$E(x) = C \exp\left(-(x-h) \sqrt{\beta^2 - k^2 n_s^2}\right) \quad x \geq h \quad (\text{I-13})$$

Pour déterminer la constante de propagation  $\beta$ , il faut appliquer les conditions aux limites aux interfaces, ce qui permet d'aboutir aux relations [23] :

$$h \sqrt{k^2 n_g^2 - \beta_{TE}^2} - \arctan \left[ \frac{\beta_{TE}^2 - k^2 n_a^2}{k^2 n_g^2 - \beta_{TE}^2} \right] - \arctan \left[ \frac{\beta_{TE}^2 - k^2 n_s^2}{k^2 n_g^2 - \beta_{TE}^2} \right] = m\pi \quad (\text{I-14})$$

$$h \sqrt{k^2 n_g^2 - \beta_{TM}^2} - \arctan \left[ \frac{n_g^2 \sqrt{\beta_{TM}^2 - k^2 n_a^2}}{n_a^2 \sqrt{k^2 n_g^2 - \beta_{TM}^2}} \right] - \arctan \left[ \frac{n_g^2 \sqrt{\beta_{TM}^2 - k^2 n_s^2}}{n_s^2 \sqrt{k^2 n_g^2 - \beta_{TM}^2}} \right] = m\pi \quad (\text{I-15})$$

$m$  est le numéro du mode et  $n_a$  est l'indice de l'air ( $n_a = 1$ ).

La **Figure I-7** montre un exemple d'une présentation graphique des solutions de ces équations, qui donne la valeur des indices effectifs  $N_{eff} = \beta/k$  des modes en fonction de l'épaisseur. Suivant l'épaisseur de la couche mince, un certain nombre de modes peuvent se propager. Si, par exemple, elle est égale à 700 nm, seul le couple des modes fondamentaux  $TE$  et  $TM$  existe, le guide dit monomode. Par contre, si l'épaisseur est de 2300 nm, quatre paires de modes peuvent se propager. Le guide est multimode.

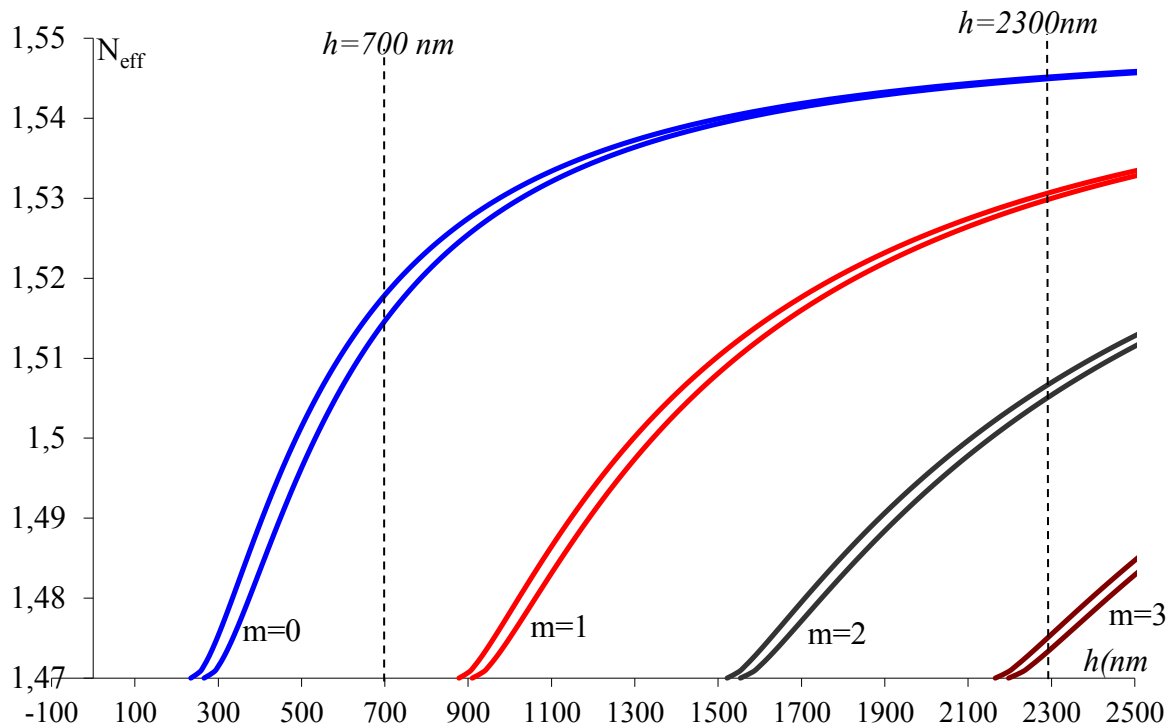


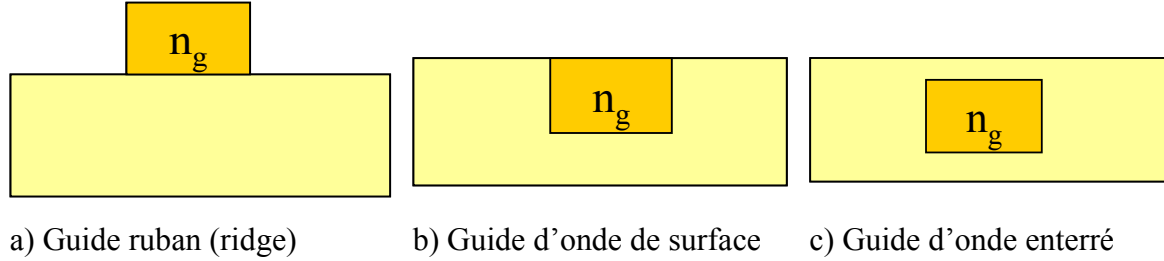
Figure I-7: Représentation graphique des équations de dispersion I.9 et I.10 pour  $\lambda = 633\text{nm}$  pour un guide d'indice 1,55 déposé sur un substrat de pyrex (indice 1,47).

La **Figure I-7** montre également qu'au sein d'une paire de mode ( $TE_m, TM_m$ ), les indices effectifs sont différents : on parle de biréfringence de mode  $\Delta N$  ou de différence de constante de propagation :  $\Delta\beta = \beta_{TE} - \beta_{TM} = k\Delta N$ .

### I.2.1.2 Guides d'ondes pour l'optique intégrée

Pour intégrer les guides dans les circuits optiques intégrés, leurs structures doivent assurer un confinement par l'indice dans deux dimensions de l'espace. Il devient alors possible de

construire des circuits optiques directifs et d'associer plusieurs fonctions sur une même puce (**Figure I-8**).



a) Guide ruban (ridge)      b) Guide d'onde de surface      c) Guide d'onde enterré

Figure I-8: Principales structures guidantes utilisées pour construire des composants optiques intégrés : la lumière est confinée dans la zone d'indice le plus élevé ( $n_g$ ).

Les structures guidantes présentées dans la **Figure I-8** sont formées en augmentant localement l'indice de réfraction d'un substrat grâce à une modification de sa composition. Selon les techniques utilisées, les guides d'onde obtenus peuvent se situer en surface (**Figure I-8.a** et **Figure I-8.b**) ou sous la surface du substrat. Dans notre travail nous utilisons principalement les guides d'onde de surface et guides d'onde enterrés fabriqués par la technologie de l'échange d'ions sur verre. Nous verrons plus tard dans ce chapitre pourquoi nous avons choisi ce type de technologie.

La résolution analytique des équations de Maxwell présentées dans la section précédente s'avère dans le cas de ces structures bidimensionnelles généralement impossibles. Il est possible de réduire la difficulté de cette résolution en utilisant l'approximation de faible guidage :

$$\begin{cases} \frac{1}{n^2} \frac{\partial n^2}{\partial x} \ll k \\ \frac{1}{n^2} \frac{\partial n^2}{\partial y} \ll k \end{cases} \quad (\text{I-16})$$

A partir d'équations vectorielles du champ magnétique de Maxwell, cette hypothèse permet d'aboutir à l'équation suivante :

$$\Delta\Psi(x, y) + k_0^2(n_{eff}^2 - n^2(x, y))\Psi(x, y) = 0 \quad (\text{I-17})$$

Avec  $\Psi$ , l'une des six composantes indépendantes du champ électromagnétique.

Il existe ensuite plusieurs techniques pour calculer l'indice effectif des modes guidés d'une structure. Dans le cas d'une structure simple, lorsque la différence d'indice relative est faible ( $< 5\%$ ), la méthode de l'indice effectif [24] est efficace et surtout très rapide pour évaluer l'indice effectif des modes guidés dans une structure simple. Pour les structures les plus complexes telles que les structures hybrides que nous présenterons plus tard dans la dernière section de ce chapitre, il faut utilisé des méthodes numériques basées sur une discrétisation de la distribution d'indice de réfraction  $n(x,y)$  dans un plan transverse du guide ainsi que du champ selon un maillage en différences finies [25].

Dans tous ces guides, il est possible d'obtenir une propagation non-réciproque lorsque le cœur du guide est constitué d'un matériau magnétique. Dans la section suivante, nous nous intéressons essentiellement à ces effets non-réciproques qui peuvent avoir lieu au sein de ces guides magnéto-optiques.

### I.2.1.3 Effets non réciproques en configuration guidée

#### I.2.1.3.1 Conversion de mode TE-TM

Des effets non réciproques peuvent être obtenus en configuration guidée [26]. À la manière de ce qui se fait en espace libre, la technique de conversion de mode TE-TM consiste à réaliser sous l'influence d'un champ magnétique longitudinal à la direction de propagation un couplage entre les modes TE et TM d'un guide planaire (**Figure I-9**).

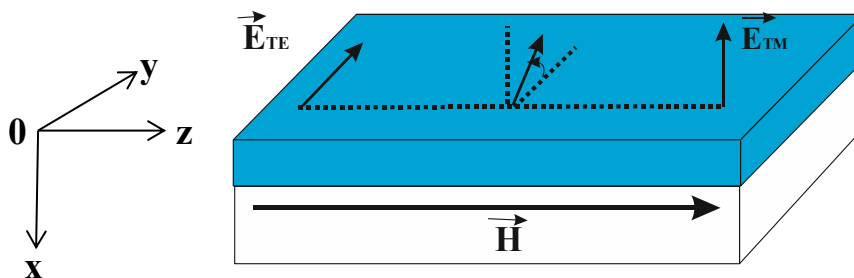


Figure I-9: Configuration permettant le couplage de mode TE-TM. L'application d'un champ longitudinal crée une aimantation au sein du guide. Celle-ci est à l'origine du couplage entre

les composantes  $E_y^{TE}$  et  $E_x^{TM}$ .

Ce couplage provient des termes hors diagonaux du tenseur permittivité du matériau ferromagnétique soumis à un champ magnétique :

$$\varepsilon = \begin{pmatrix} \varepsilon_1 & -i\varepsilon_{m0} & 0 \\ i\varepsilon_{m0} & \varepsilon_1 & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_1 \end{pmatrix} \quad (\text{I-18})$$

où  $\varepsilon_{m0}$  est proportionnel à l'aimantation régnant au sein du matériaux :

$$\text{Re}(\varepsilon_{m0}) = \gamma M = \frac{n\lambda\theta_F}{\pi} \quad (\text{I-19})$$

$\theta_F$ ,  $n$ , et  $\lambda$  respectivement la rotation Faraday intrinsèque mesurée en espace libre, l'indice du matériau et la longueur d'onde de travail.

Cependant, les seuls types d'onde pouvant se propager dans le guide sont les modes propagatifs TE et TM répondant au critère des équations de propagation **I.14** et **I.15**. Il n'est donc pas possible d'utiliser le formalisme de l'espace libre, à savoir la propagation de vibrations circulaires droite et gauche. Il faut utiliser la théorie des modes couplés [27]. En notant  $A_{TE}$  et  $A_{TM}$ , les amplitudes des modes TE et TM, l'équation des modes couplés s'écrit :

$$\frac{dA_{TE}}{dz} = KA_{TM} \exp(i\Delta\beta z) \quad (\text{I-20})$$

$$\frac{dA_{TM}}{dz} = K^* A_{TE} \exp(-i\Delta\beta z) \quad (\text{I-21})$$

$\Delta\beta$  représente la différence de constantes de propagation entre les deux modes  $\Delta\beta = \beta_{TE} - \beta_{TM}$ , et  $K$  et la constante de couplage donnée par la relation [26] :

$$K = i\varepsilon_{m0} \frac{w\varepsilon_0}{4\sqrt{P_{TE}P_{TM}}} \int_{guide} E_y^{TE} E_x^{TM} dx dy \quad (\text{I-22})$$

Où  $P_{TE}$  et  $P_{TM}$  sont les puissances associées à chaque mode.

En supposant que le mode incident soit TM, la théorie des modes couplés montre que l'expression des amplitudes des champs au bout d'une distance  $z$  s'écrit [26] :

$$A_{TM}(z) = A_{TM}(0)e^{-i\beta_m z} \left( \cos \sigma z - i \frac{\Delta\beta}{2\sigma} \sin \sigma z \right) \quad (\text{I-23})$$

$$A_{TE}(z) = A_{TM}(0)e^{-i\beta_m z} \left( -i \frac{K^*}{\sigma} \sin \sigma z \right) \quad (\text{I-24})$$

Avec  $\sigma = \sqrt{|K|^2 + (\Delta\beta/2)^2}$  et  $\beta_m = (\beta_{TM} + \beta_{TE})/2$ .

Le rendement de conversion  $R(z)$  est défini comme le rapport de l'intensité du mode TE à la distance  $z$  sur l'intensité du mode TM au départ :  $R(z) = I_{TE}(z)/I_{TM}(0)$ . Il s'écrit alors:

$$R(z) = \frac{|K|^2}{\sigma^2} \sin^2(\sigma z) = \frac{K^2}{K^2 + (\Delta\beta/2)^2} \sin^2 \left[ z \sqrt{K^2 + (\Delta\beta/2)^2} \right] \quad (\text{I-25})$$

Cette dernière relation met en évidence que la conversion n'est complète que si  $\Delta\beta = 0$ . Dans ce cas, elle est obtenue pour une distance de propagation  $L_C = \pi/2|K|$ , appelée longueur de couplage. Si la différence de phase  $\Delta\beta$  n'est pas nulle, le rendement de conversion est limité à la valeur  $R_M$  obtenue au bout d'une distance  $L_C = \pi/\sqrt{4K^2 + \Delta\beta^2}$  :

$$R_M = \frac{K^2}{K^2 + (\Delta\beta/2)^2} \quad (\text{I-26})$$

En première approximation et pour un guide d'onde magnéto-optique planaire, la formule I-22 de la constante de couplage  $K$  peut être simplifiée pour être exprimée simplement en fonction de la rotation Faraday spécifique  $\theta_F$  [26] :

$$K = i \frac{\epsilon_{m0}\pi}{\lambda n} \cong i\theta_F \quad (\text{I-27})$$



La **Figure I-10** donne une représentation graphique de ce rendement de conversion maximal en fonction de la distance de propagation  $z$  dans un guide magnéto-optique.

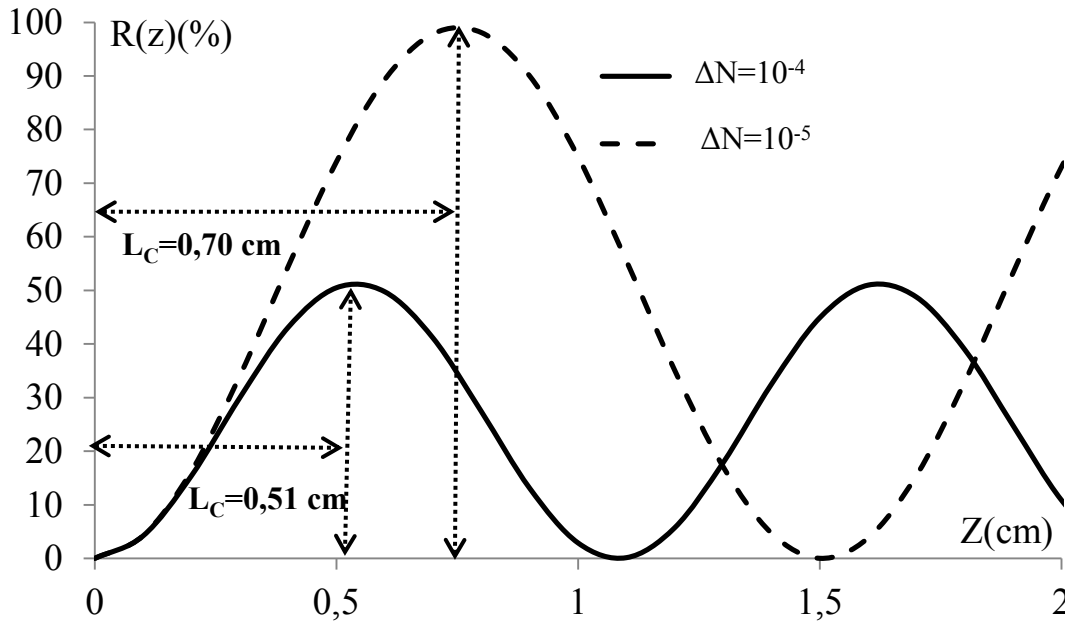


Figure I-10: Évolution du rendement de conversion  $R(z)$  en fonction de la longueur de propagation  $z$  pour deux guides possédant deux différentes biréfringences modales pour un coefficient de couplage  $\theta_F = 120^\circ/\text{cm}$  à  $1550\text{nm}$ .

Cette figure montre que pour un coefficient de couplage de  $120^\circ/\text{cm}$ , on peut obtenir une conversion complète au bout de  $0,7 \text{ cm}$  si la biréfringence modale est de  $10^{-5}$ . Par contre, si cette biréfringence atteint  $10^{-4}$ , obtenu au bout de  $0,51\text{cm}$ . La biréfringence modale peut donc limiter drastiquement le taux maximum de conversion  $R_M$ . Ceci montre la nécessité de bien contrôler le paramètre  $\Delta\beta$  pour le réduire au minimum, si l'on veut utiliser la conversion de mode TE-TM pour réaliser un effet non réciproque en configuration guidée.

Dans la pratique obtenir un parfait accord de phase ( $\Delta\beta=0$ ) est souvent très difficile. Il faut donc faire en sorte d'avoir une constante de couplage  $K$  la plus élevée possible.

### I.2.1.3.2 Propagation non réciproque

La propagation de la lumière est non-réciproque, lorsque sur le même parcours, la constante de propagation dans le sens direct est différente de celle du sens de retour (

$\beta_{aller} \neq \beta_{retour}$ ) [28], [29]. Pour cela, des géométries particulières différentes suivant le type de mode (TE ou TM) et utilisant un matériau magnéto-optique permettent l'obtention de cette non-réciprocité. Le matériau doit posséder un fort effet Faraday. Par exemple le grenat d'Yttrium et de Fer dopé au Gadolinium ( $Y_3Fe_{5-x}Ga_xO_{12}$ ) [30] qui présente une rotation Faraday de l'ordre  $3000^\circ/\text{cm}$  à  $1,3 \mu\text{m}$ .

Dans le cas du mode TM, pour obtenir une propagation non réciproque, il faut appliquer un champ magnétique transverse, dirigé horizontalement dans la couche (Oy), comme indiqué sur la **Figure I-11**.

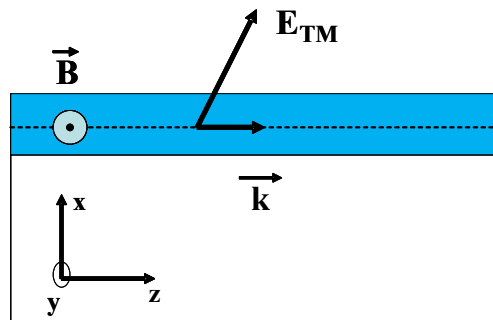


Figure I-11: Configuration requise pour obtenir une propagation non-réciproque des modes TM. L'aimantation est transversale par rapport à la direction de propagation.

Dans ce cas, le tenseur permittivité diélectrique du matériau s'écrit :

$$\varepsilon = \begin{pmatrix} \varepsilon_1 & 0 & i\varepsilon_{mo} \\ 0 & \varepsilon_1 & 0 \\ -i\varepsilon_{mo} & 0 & \varepsilon_1 \end{pmatrix} \quad (I-28)$$

Les deux composantes  $E_z$  et  $E_x$  du mode TM sont donc liées par le terme hors diagonal  $\varepsilon_{m0}$ . Considérant une propagation selon Oz, l'équation caractéristique de ces modes s'écrit [31] :

$$h\sqrt{k^2 \varepsilon_{eff} - \beta^2} = \arctan \left[ \frac{\varepsilon_{eff}}{\sqrt{k^2 \varepsilon_{eff} - \beta^2}} \left( \frac{\sqrt{\beta^2 - k^2 n_a^2}}{n_a^2} - \frac{\beta \varepsilon_{mo}}{\varepsilon_1 \varepsilon_{eff}} \right) \right]$$

$$+ \arctan \left[ \frac{\varepsilon_{eff}}{\sqrt{k^2 \varepsilon_{eff} - \beta^2}} \left( \frac{\sqrt{\beta^2 - k^2 n_s^2}}{n_s^2} + \frac{\beta \varepsilon_{mo}}{\varepsilon_1 \varepsilon_{eff}} \right) \right] \quad (I-29)$$

avec  $\varepsilon_{eff} = \varepsilon_1 - \varepsilon_{mo}^2 / \varepsilon_1$

Dans le sens retour, la lumière se propage selon  $-Oz$ , le signe des termes hors diagonaux est inversé. En conséquence, les termes linéaires en  $\beta$  de la relation précédente changent de signe, ce qui permet d'avoir une solution différente de l'équation **I-29**. On obtient ainsi une constante de propagation aller  $\beta_{aller}^{TM}$  différente de celle de retour  $\beta_{retour}^{TM}$ . Cela signifie que la phase accumulée sur une distance  $l$  dans le sens d'aller est différente que celle accumulée dans le sens retour pour la même distance :

$\Phi_{aller} = \beta_{aller}^{TM} l \neq \Phi_{retour}^{TM} = \beta_{retour}^{TM} l$ . On dit que cette configuration crée un déphasage par unité de longueur non réciproque pour les modes TM.

Dans le cas du mode TE, l'obtention d'un déphasage non-réciproque est plus difficile par rapport à celui du mode TM. La configuration requise pour obtenir un déphasage non-réciproque a été montrée théoriquement pour la première fois par Popkov et *al.* [28]. Cette configuration est illustrée sur la **Figure I-12**. Il s'agit d'un guide d'onde rectangulaire à deux dimensions, divisé en deux parties qui possèdent toutes deux une aimantation transversale par rapport à la direction de propagation (dans notre cas  $Oz$ ), mais d'orientation différente dans les zones de guidage juxtaposées. Cette géométrie crée une dissymétrie particulière pour les modes TE et permet d'obtenir une propagation non réciproque de ces modes ( $\beta_{aller}^{TE} \neq \beta_{retour}^{TE}$ ) [28].

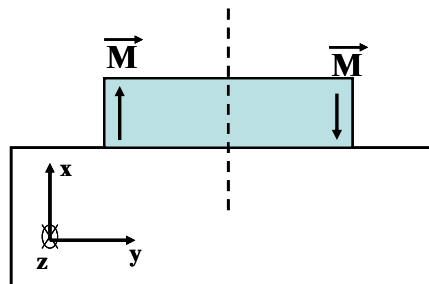
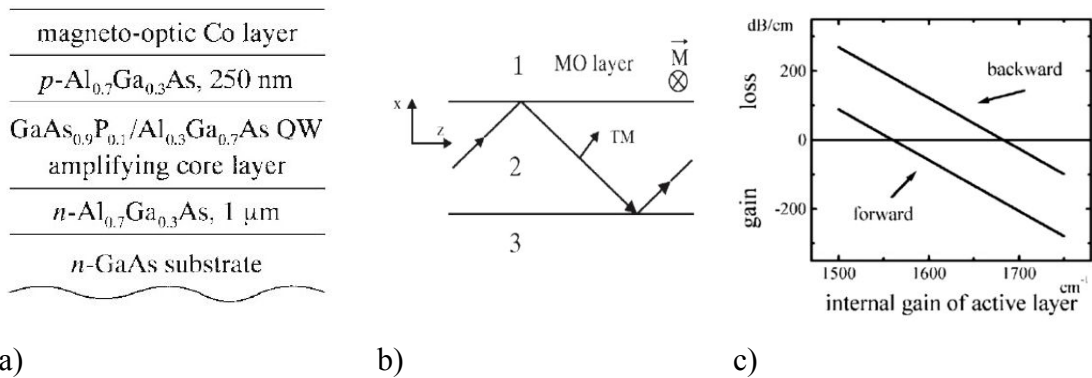


Figure I-12: Configuration requise pour l'obtention d'une propagation non-réciproque des modes TE.

### I.2.1.3.3 Utilisation des pertes/gain non-réciproque

Cette méthode proposée par Zayets et *al* [32] est basée sur l'exploitation de l'Effet Kerr magnéto-optique transverse (MOKE) et exploite la différence de pertes dans le sens direct et sens inverse de la propagation (**Figure I-13**). Donc, cette différence de pertes optiques dans les sens opposés de propagation est le principe de base de la non-réciprocité. Ce type d'isolateur utilise une structure semi-conductrice amplificatrice qui permet seulement l'amplification dans le sens directe de propagation et pas dans le sens inverse.



**Figure I-13:** a) Structure de couches du composant : structure active à puits quantique couverte par une couche magnétique de Co; b) principe de l'effet MO Kerr transverse ; c) pertes dans le guide d'onde pour les deux directions opposées en fonction du gain dans la couche active de  $\text{GaAs}_{0.9}\text{P}_{0.1}$  [32].

A partir des effets présentés dans ce paragraphe (I.2.1.3) : déphasage non-réciproque, conversion de mode, et perte/gain non réciproque, il est possible de construire des isolateurs optiques en configuration intégrée.

## I.2.2 Les différentes techniques d'intégration

Il existe plusieurs techniques d'intégration de l'isolateur en optique intégrée. Parmi ces techniques, nous citons les trois plus importantes : les isolateurs à rotation, les isolateurs à déphasage non-réciproque et les isolateurs à perte/gain non-réciproque.

### I.2.2.1 Isolateurs à rotation

Basée sur la théorie développée par Yamamoto *et al* [33], l'isolateur à rotation fut réalisé par Castera et ses collaborateurs en 1977 [34]. Ce composant comme l'indique la **Figure I-14**, est constitué d'un sélecteur de modes et de deux tronçons : un non-réciproque et un réciproque. Le matériau utilisé est le GdGa:YIG, il est déposé par épitaxie en phase liquide. Le tronçon non-réciproque est réalisé en utilisant l'effet Faraday par application d'un champ magnétique longitudinal. La section réciproque (lame demi-onde) est obtenue par application d'un champ magnétique transverse incliné à  $22,5^\circ$  du plan de la couche. Les longueurs des sections non-réciproque et réciproque sont calibrées de telle façon à obtenir pour chacune d'elle une rotation de  $45^\circ$ .

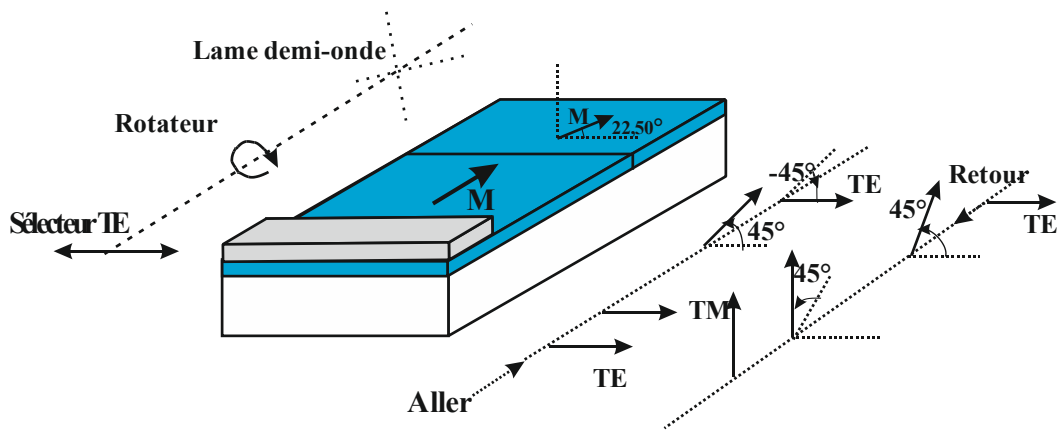


Figure I-14: Isolateur intégré à rotation fonctionnant sur le mode TE.

Dans le sens direct, le mode TE incident traverse le sélecteur de modes puis la section non-réciproque et réciproque. Les effets des deux tronçons s'annulent, laissant ainsi le mode incident TE inchangé. Dans le sens retour, les effets s'ajoutent et le mode TE est donc converti en TM, et se trouve bloqué par le sélecteur. Avec une telle structure, une isolation de l'ordre de 10 dB a été obtenue. En se basant sur ce premier essai, Sugimoto *et al* [35], ont réussi à obtenir une isolation de 31dB.

Même si différents chercheurs ont trouvé des taux d'isolation importants, la réalisation technologique de tels isolateurs est difficile du fait de l'ajustement fin de la biréfringence de mode. De plus, il est nécessaire d'intégrer des éléments de polarisation (polariseurs, rotateur

réciproque), ce qui complique la tâche. Pour cela, les voies de recherche se sont orientées vers des isolateurs à base de déphasage non réciproque.

### I.2.2.2 Isolateurs utilisant le déphasage non réciproque

Ce type d'isolateur utilise un interféromètre de Mach-Zhender (MZI) non-réciproque basé sur l'accumulation de phase réciproque ou non-réciproque. Cela permet d'obtenir la lumière en phase à la sortie des deux bras dans le sens aller, et par conséquent une interférence constructive, et pour la direction opposée d'observer un déphasage de  $180^\circ$  et donc une interférence destructive [36], [37]. Le principe de ces isolateurs est représenté sur la **Figure I-15**. Ils sont constitués d'un interféromètre de Mach-Zhender dont l'un des bras contient un déphaseur non-réciproque et un réciproque, alors que l'autre bras contient seulement un déphaseur non réciproque. La valeur de déphasage ( $\pm 45^\circ/90^\circ$ ) est ajustée en adaptant la longueur du tronçon à la constante de propagation du mode isolé. Cet ajustement ne pouvant se faire que sur un seul mode, le guide doit être monomode.

On peut résumer le fonctionnement de ce type d'isolateur de la façon suivante:

**Sens direct :** La lumière injectée dans le dispositif se divise entre les deux bras de l'interféromètre (**Figure I-15.a**). Le déphaseur imprime un déphasage de  $-45^\circ$  non réciproque alors que le réciproque imprime  $90^\circ$ . Les deux ondes issues des deux bras se trouvent donc dans ce cas en phase à la sortie.

**Sens retour :** Dans ce cas les déphaseurs non-réciproques changent de signe. Celui-ci s'ajoute avec le déphasage réciproque positif et les deux ondes se trouvent alors en opposition de phase. Ainsi aucun retour de lumière ne revient au coupleur d'entrée à cause des interférences destructives (**Figure I-15.b**).

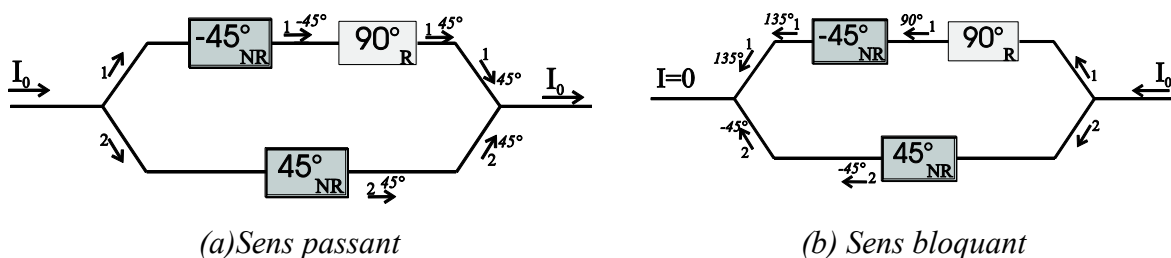


Figure I-15: Principe de fonctionnement des isolateurs à déphasage non-réciproque.

Le premier isolateur TM à base de MZI a été proposé théoriquement par F. Auracher et al [36]. Les auteurs ont étudié deux géométries possibles (**Figure I-16**), avec le déphasage non-réciproque présent soit dans un seul bras du MZI soit dans les deux bras.

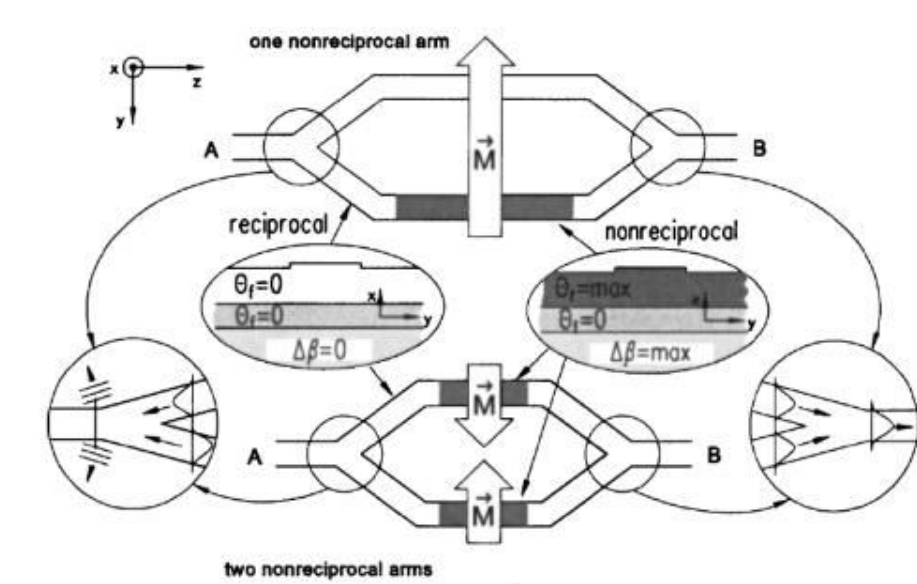


Figure I-16: Premiers isolateurs à base de MZI pour les modes TM [36]

L'introduction de l'effet non-réciproque opposé dans les deux bras (**Figure I-16**, en bas) permet de réduire la taille du composant par rapport au MZI avec l'effet dans un seul bras, et d'égaliser les pertes.

En utilisant la même idée, plusieurs isolateurs de modes TM ont été réalisés [29], [38]. Puis des isolateurs de mode TE [30] [39] [28], [40][41], et enfin plus récemment des isolateurs indépendants de la polarisation [40], [41].

Le meilleur taux d'isolement qui est défini comme la différence entre taux de transmission le sens direct et celui du sens inverse, est obtenu par ce type d'isolateurs à base d'interféromètre Mach-Zehnder est de l'ordre du 21 dB à la longueur d'onde 1559 nm[42].

### I.2.2.3 Isolateurs intégrés à gain/perte non-réciproque

Une des premières réalisations technologiques d'un isolateur optique, qui utilise le principe de perte/gain non-réciproque présenté dans le paragraphe I.2.1.3.3 a été effectué par Ando et Zayets en 2005 [5]. Le composant réalisé est présenté sur la **Figure I-17**.

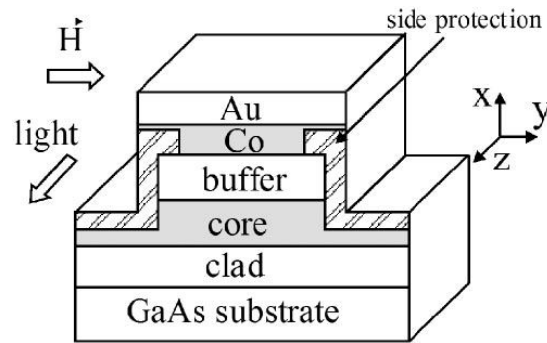


Figure I-17 : Schéma du guide multicouche de l'isolateur intégré. La couche guidante (core) est en  $Ga_{1-x}Al_xAs$ . La couche espaceur (buffer) est en  $SiO_2$  (12 nm) ou en  $Ga_{0,55}Al_{0,45}As$  (120 nm). La couche MO est un film de Co (100 nm) [5].

Avec cette structure l'effet d'isolation qui repose sur l'absorption non réciproque des modes TM permet d'aboutir à un phénomène d'hystérésis des spectres de transmission.

En utilisant la même idée Vanwolleghem *et al.* ont proposé d'autres architectures pour l'isolateur de mode TM [7], [43]. Enfin un isolateur de mode TE permettant d'atteindre une isolation de 10,3 dB (avec un courant de compensation de 150 mA) a été réalisé en 2006 par H. Shimizu *et al.* [44].

Malgré l'intérêt que représentent les isolateurs à perte/gain non-réciproques, ils restent des isolateurs actifs et leur fonctionnement nécessitent l'injection de courants de compensation, ce qui complique leur intégration dans un circuit optique intégré.

#### I.2.2.4 Autres techniques

Jusqu'ici, nous avons abordé les trois principales techniques d'intégration de l'isolateur optique. Plus récemment, du fait notamment des progrès technologiques des techniques de lithographie, d'autres approches ont été initiées.

Il s'agit, tout d'abord, de l'association d'un matériau magnéto-optique avec une structure résonante. Les meilleures démonstrations sont obtenues en déposant une couche de grenat d'yttrium et de fer substitué au cerium (Ce-YIG) sur un résonateur en anneau de silicium (ring) [45], [46]. Du fait de l'interaction magnéto-optique à l'interface, la transmission résonante à travers l'anneau devient non réciproque produisant ainsi un effet d'isolation. Pour l'instant, les pertes d'insertion sont importantes (~20dB), mais l'inconvénient majeur de ces structures est le caractère très chromatique de l'effet obtenu.



D'autre part, certains travaux ont consisté à structurer périodiquement la partie magnétique des dispositifs pour construire des composants magnéto-photoniques. L'objectif est d'utiliser les résonances magnéto-optiques induites par de tels arrangements pour réduire la taille des dispositifs et/ou en améliorer les performances. Ce peut être la structuration 1D d'un guide de YIG par Li et Levy [47], ou la structuration planaire 2D du grenat magnétique pour des guides à cristal photonique [48].

Enfin, pour s'affranchir de l'utilisation d'un matériau magnétique, Yu et Fan [49] propose l'utilisation d'une modulation spatio-temporelle de l'indice du guide pour générer des transitions inter-bandes non réciproques. Prometteuse, cette approche requiert néanmoins d'aboutir à l'intégration d'un matériau capable de fournir ce type de modulation.

### **I.2.2.5 Bilan**

Dans le tableau I-1, sont récapitulés les principaux isolateurs réalisés jusqu'à présent, avec leur type et les performances atteintes :

<b>Année</b>	<b>Auteurs</b>	<b>Type</b>	<b>Matériau de guidage</b>	<b>Isolation /Perte d'insertion</b>	<b>Commentaires</b>
1977	Castera <i>et al</i>	Rotateur Faraday intégré	Grenat	10 dB	Intégration sur GGG [34]
1988	Ando <i>et al</i>	Rotateur Faraday intégré	Grenat	13 dB/4dB	Couche mince/ substrat GGG [50]
1996	Levy, <i>et al</i>	Rotateur Faraday intégré	Grenat	29 dB	Couche mince magnétique intégré [51]
1996	Sugimoto, <i>et al</i>	Rotateur Faraday intégré	Grenat	31 dB/3,2dB	Intégration hybride /substrat silicium [35]
1998	Shintaku	Rotateur Faraday intégré	Grenat	27 dB	Couche avec un guide 2D/GGG [52]
2000	Fujita, <i>et al</i>	Déphasage non-réciproque	Grenat	19 dB	Couche mince / Substrat GGG [29]
2000	Yokoi, <i>et al</i>	Déphasage non-réciproque	InP/Grenat	5 dB	Wafer bonding [53]

2002	Fujita, et <i>al</i>	Rotateur Faraday intégré	Grenat	15 dB	Intégration hybride/ substrat de polymère [4]
2006	Vanwollegem et <i>al</i>	Gain/Perte non-réiproque	AlGaInAs /InP	99 dB/cm	Utilisation d'une couche amplificatrice [43]
2006	H. Shimizu, et <i>al</i>	Gain/Perte non-réiproque	Ga <sub>1-x</sub> Al <sub>x</sub> As	14,7 dB	-Wafer bonding. -Isolateur actif [44]
2008	Y. Shoji, et <i>al</i>	Déphasage non-réiproque	Ce:YIG	21dB/8dB	-Wafer bonding /substrat silicium [42]
2011	Lei Bi, et <i>al</i>	Résonance optique non-réiproque	YIG	19,5 dB/18,8dB	-Intégration monolithique de YIG/ substrat de silicium [45]

*Tableau I-1: Etat de l'art des isolateurs optiques intégrés.*

Comme le montre ce tableau, quel que soit le type d'isolateur, les meilleurs taux d'isolation sont obtenus grâce à l'utilisation du grenat YIG ou de sa version substituée au cerium (Ce-YIG). Cela est dû, comme nous le montreront dans le paragraphe suivant, à ces potentialités magnéto-optiques intrinsèques qui sont très grandes aux longueurs d'ondes télécom (1,3 - 1,5 μm). Cependant ce matériau requiert un traitement thermique de l'ordre de 800°C pour acquérir ces propriétés magnétiques. 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 (amplificateur, coupleur, polariseur...).

Ainsi, même si très récemment Bi *et al* ont montré pour la première fois une intégration monolithique de YIG sur silicium [45], différentes approches ont été testées pour contourner ce problème d'intégration. Il s'agit par exemple de l'utilisation de la méthode de « wafer bonding » qui permet de rapporter le YIG sur un dispositif en verre [54] ou silicium [42] par collage moléculaire. D'autres auteurs ont tenté une intégration hybride : réalisation de tous les

différents éléments qui constituent l'isolateur optique séparément (polariseurs, rotateur Faraday...etc.), puis insertion sur le même substrat [4], [35]. Cependant aucune de ces tentatives n'a abouti à des résultats totalement satisfaisants, principalement à cause des pertes d'insertion qui sont toujours trop importantes.

Au final, 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. Les travaux les plus remarquables de cette voie sont présentés dans la section suivante.

### **I.3 Développements des matériaux liés à l'intégration**

#### **I.3.1 Etat de l'art**

Pour éviter les problèmes liés à l'intégration du YIG et ses versions dopées, qui représente le principal matériau connu dans les isolateurs optiques, plusieurs matériaux ont été développés dans la dernière décennie pour tenter d'intégrer les isolateurs optiques. Pour comparer leurs propriétés, nous utilisons principalement un facteur nommé « facteur de mérite » défini par la relation suivante :

$$F(^{\circ}) = \frac{\theta_F(^{\circ}.cm^{-1})}{\alpha(cm^{-1})} \quad (I-30)$$

$\theta_F(^{\circ}/cm)$  est la rotation de Faraday spécifique à saturation de l'échantillon, et  $\alpha (cm^{-1})$  est le coefficient d'atténuation calculé par la formule suivante :

$$I = I_0 e^{-\alpha h} \quad (I-31)$$

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.

Le **Tableau I-2** présente la comparaison entre les principaux matériaux utilisés dans la réalisation des composants à effet non-réciproque. Le tableau donne le type de matériau, la longueur d'onde de travail ainsi que le facteur de mérite associé :

Classe	Matériau	Substrat	$\lambda$ (nm)	F (°)	Auteurs
Semi-conducteur	<i>GaAs : MnAs</i>	GaAs	1550	0,08	Shimizu et al[14]
	<i>InAlAs : MnAs</i>	$n^+$ InP	1550	0,26	Shimizu et al [44]
	<i>CdMnTe</i>	<i>GaAs</i>	730	4000	Zayet et al[21]
	<i>Fe :InGaAs</i>	<i>InP</i>	1550	540	Zaman et al[55]
Métaux et composites	<i>Co<sub>50</sub>Fe<sub>50</sub></i>	<i>GaAs</i>	1300	1,38	Lesuffleur et al[56]
	<i>Fe<sub>3</sub>O<sub>4</sub> (NP*)/PMMA</i>	<i>Polymère</i>	980	2,1	Lopez Santiago et al[57]
	<i>Bi-YIG(NP*)/PMMA</i>	<i>Polymère</i>	980	1	Fu et al[58]
	<i>(SiO<sub>2</sub>/TiO<sub>2</sub>)/<math>\gamma</math>Fe<sub>2</sub>O<sub>3</sub>(NP*)</i>	<i>Pyrex</i>	633	0,3–0,8	Royer et al[11]
Grenat	<i>YIG</i>	<i>GGG</i>	1550	44	Huang et al
	<i>Bi : YbIG</i>	<i>GGG</i>	1550	130	Huang et al[59]
	<i>Ce : YIG</i>	<i>Gd<sub>3</sub>Sc<sub>2</sub>Ga<sub>3</sub>O<sub>12</sub></i>	1550	2500	Shintaku et al[38]
Autre	<i>Fe-doped SrTiO<sub>3</sub></i>	<i>LaAlO<sub>3</sub></i>	1550	4,7	Kim et al

\* : NP=nanoparticules .

Tableau I-2 : Principaux matériaux utilisés pour réaliser des composants en optique intégrée avec leur facteur de mérite, la longueur d'onde et le substrat utilisé pour le dépôt.

Ce tableau montre que la plus grande valeur de facteur de mérite correspond au semi-conducteur à magnétisme dilué CdMnTe développé par Zayet et al. [21]. Cette valeur est de l'ordre de 4000° à la longueur d'onde 730nm. Parmi les matériaux qui possèdent une grande valeur de facteur de mérite et permet la fabrication des composants fonctionnant à la longueur d'onde télécom 1550 nm, on trouve le semi-conducteur InGaAsP dopé par le fer (Fe) (540°) déposé sur un substrat de silicium, on trouve aussi Ce-YIG sur un substrat GGG (2500°). Les

difficultés d'intégration du YIG et de ses versions dopées ont déjà été discutées précédemment.

D'autres matériaux à faible facteur de mérite sont associés à une couche active amplificatrice et utilisés par Shimizu et *al.* [6], [44] et Lesuffeur et *al.* [56] pour réaliser des composants utilisant le principe de propagation à gain/perte non-réciproque (voir paragraphe I.2.2.3).

Globalement, ce tableau montre 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. Pour cela, nous proposons un matériau composite constitué d'une matrice de silice dopée par des nanoparticules de ferrite de cobalt, comme candidat à la réalisation des composants magnéto-optique sur verre. Les principales caractéristiques de ce composite sont détaillées dans le paragraphe suivant.

### **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 (voir paragraphe II.2).

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'onde sur un grand nombre de substrat. 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.3.2.1 Choix des dopants pour matériau composite**

Le procédé sol-gel est considéré comme une méthode de synthèse très efficace de matériaux composite à base de nanocristaux. Il est donc particulièrement adapté pour la réalisation de matériaux dont les propriétés diffèrent des matériaux massifs [60]. Dans cette idée, la méthode sol-gel est apparue comme une méthode de synthèse efficace de ces matériaux [61]. 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 ( $\text{CoFe}_2\text{O}_4$ ) et leurs propriétés caractérisées [61–63], [13]. Cette matrice de silice est complètement compatible avec le verre.

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, notre laboratoire a fait le choix du ferrite de Cobalt pour doper les couches magnéto-optique [13]. Ce choix est justifié par l'effet que possède le ferrite de Cobalt : présence d'une forte rotation Faraday à la longueur d'onde 1550 nm, contrairement à la Maghémite qui possède son effet maximale à la longueur d'onde 500nm et un effet quasi nul à 1550nm [63].

La **Figure I-18** représente la rotation Faraday spécifique de nanoparticules de ferrite de Cobalt en fonction de la longueur d'onde.

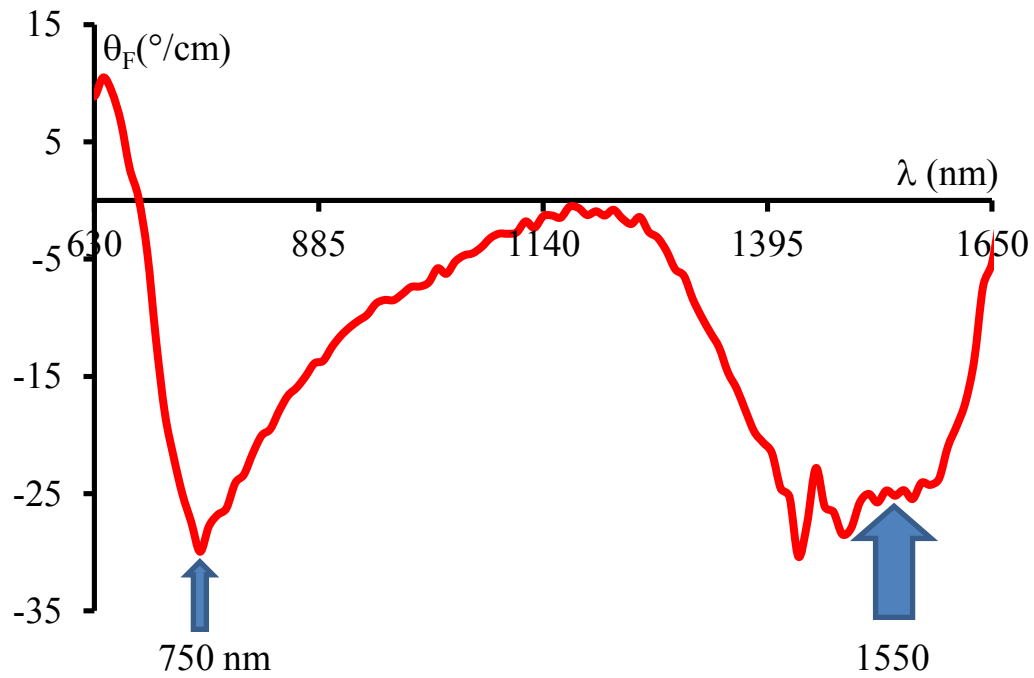


Figure I-18: Variation de la rotation Faraday spécifique de nanoparticules de ferrite de cobalt en fonction de la longueur d'onde. La concentration en nanoparticules est de 0,16% et le diamètre moyen des nanoparticules est de 9nm

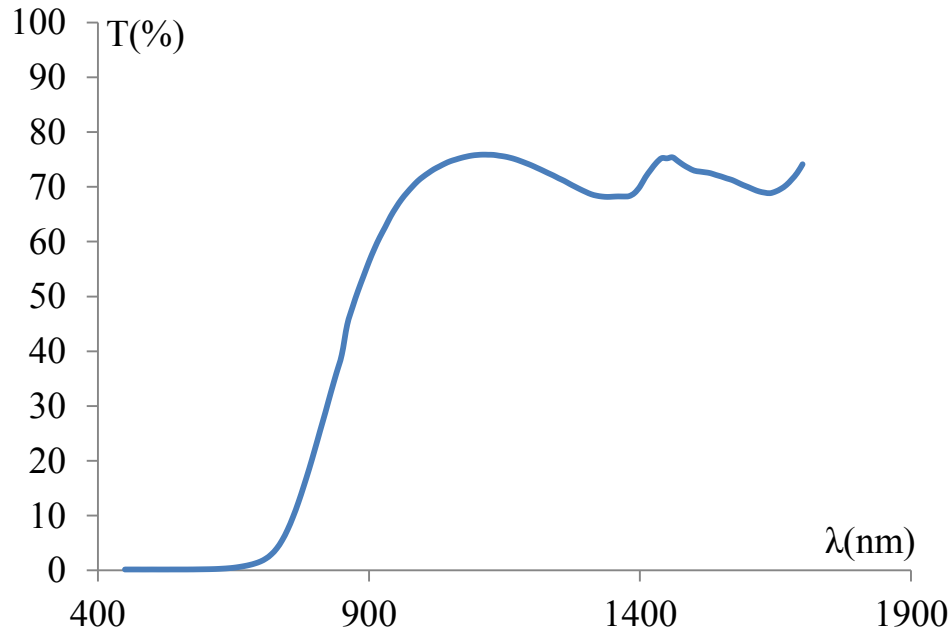
Cette courbe qui correspond à une mesure effectuée sur un échantillon de concentration  $\Phi=0,16\%$  montre que le ferrite de cobalt possède une rotation Faraday maximale autour de 750 nm et plus particulièrement autour de la longueur d'onde 1550 nm.

De plus, la rotation étant proportionnelle à la concentration en nanoparticules  $\Phi$ , il est possible d'atteindre une rotation de l'ordre de  $300^{\circ}/\text{cm}$  pour une concentration de 1,5% [64]. Cette valeur est tout à fait comparable au YIG massif à 1550nm.

### I.3.2.2 Facteur de mérite du composite magnéto-optique

Comme nous avons vu dans le paragraphe I.3.1, la forte rotation Faraday que nous avons démontré 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-optique. La qualité d'un matériau magnéto-optique est mesurée par son facteur de mérite  $F(^{\circ})$ . Donc, pour comparer les performances de notre composite magnéto-optique avec ceux présentés dans le **Tableau I-2**, nous devons calculer son facteur de qualité. Pour cela nous devons mesurer les pertes d'absorption  $\alpha$  ( $\text{cm}^{-1}$ ).

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 dans la gamme 400- 1800 nm. Le résultat de mesure est présenté dans *Figure I-19*.



*Figure I-19 : Transmission d'échantillon de ferrite de cobalt de concentration 0,16%. Le diamètre moyen des nanoparticules est de 9 nm.*

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 900 nm.

En se basant sur la *Figure I-18* et la *Figure I-19* nous pouvons déterminer le facteur de mérite de notre composite en fonction de la longueur d'onde (*Figure I-20*).



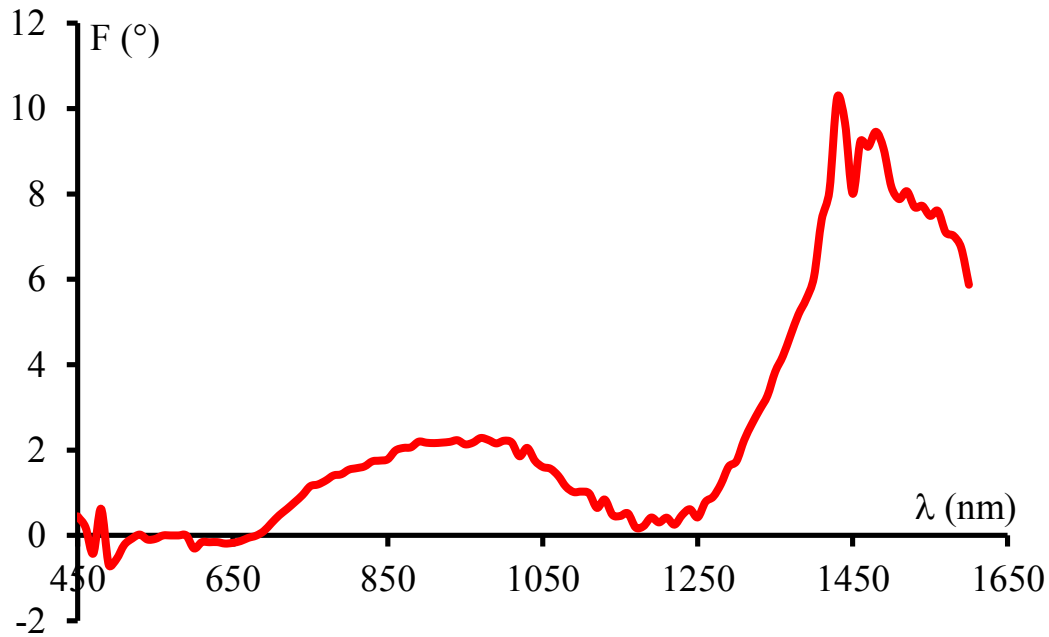


Figure I-20 : Variation du facteur de mérite  $F$  (°) de nanoparticules de ferrite de cobalt en fonction de la longueur d'onde.

Il est à noter que pour le composite la rotation Faraday spécifique et l'absorption sont tous 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-20** montre que le ferrite de Cobalt possède un effet maximum dans la gamme des longueurs d'ondes utilisées dans le domaine des télécommunications (1550nm), il est cinq fois supérieur à celui à longueur d'onde dans la zone [800-1000nm]. Cela peut s'expliquer d'une part par la transparence du ferrofluide à base de ferrite de Cobalt à 1550nm (**Figure I-19**) et d'autre part, par une forte rotation Faraday dans cette plage de longueurs d'ondes (**Figure I-18**).

La comparaison de la valeur du facteur de mérite de notre composite avec les autres matériaux présentés dans **Tableau I-2**, montre que notre matériau possède un facteur de mérite d'une valeur moyenne. Il est, en tout cas, le meilleur obtenu avec une approche composite.

De façon plus détaillée, la **Figure I-21** montre la rotation Faraday spécifique  $\theta_F$  (°/cm) d'une couche mince de silice dopée par les nanoparticules de ferrite de cobalt en fonction du champ magnétique appliqué. La mesure est faite en espace libre en traversant transversalement la couche mince.

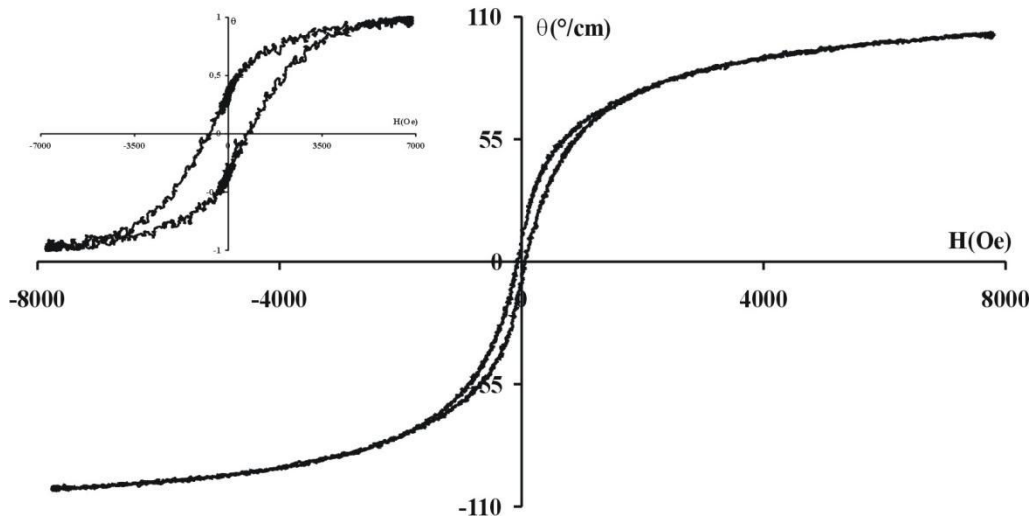


Figure I-21 : Rotation Faraday spécifique  $\theta_F$  ( $^{\circ}/\text{cm}$ ) en fonction du champ appliqué d'une couche de silice dopée en nanoparticules de  $\text{CoFe}_2\text{O}_4$ . La mesure est faite transversalement au plan de la couche d'épaisseur  $2 \mu\text{m}$  en configuration espace libre, et la concentration volumique en nanoparticules ( $\sim 9\text{nm}$ ) dans la couche est de 0,65%. La courbe en insert montre la rotation obtenue (u.a) pour une taille de nanoparticules de 12 nm [13].

Cette mesure, effectuée à  $820 \text{ nm}$  sur une couche de  $2 \mu\text{m}$  déposée sur un substrat de pyrex, présente une amplitude de rotation Faraday de  $100^{\circ}/\text{cm}$ , ce qui correspond à une concentration de 0,65% de nanoparticules.

De plus, la courbe de rotation Faraday présentée sur la **Figure I-21**, et plus particulièrement celle en insert, montre l'existence d'un cycle d'hystérésis de la rotation Faraday avec une rotation rémanente à champ nul et un champ coercitif. L'amplitude de ces deux éléments est fortement dépendante de la taille des nanoparticules utilisées [13]. La rémanence ouvre la voie à la réalisation de composants auto-polarisés.

Ce travail de thèse est une continuité de ces travaux effectué précédemment au sein du laboratoire LT2C (ex DIOM) sur les composites magnéto-optiques. Il consiste à étudier la possibilité de réaliser un convertisseur de mode TE-TM intégré, qui fonctionne à  $1550 \text{ nm}$ , et compatible avec la technologie intégrée sur verre, et en utilisant une approche composite.

## I.4 L'isolateur optique intégré sur verre : la structure hybride

### I.4.1 Guide d'onde par échange d'ions.

Il existe plusieurs matériaux pour réaliser des composants d'optique intégrée, tels que les semi-conducteurs III-V (AlGaAs, GaAs), ou encore les cristaux tels que LiNbO<sub>3</sub> ou LiTaO<sub>3</sub>, mais le verre reste l'un des meilleurs candidats.

Les méthodes les plus courantes pour réaliser les guides optiques d'un point de vue industriel : les méthodes sous vide [65] et l'échange ionique. Nous avons choisi les guides d'ondes réalisés par échange ionique sur lesquels seront déposées nos couches magnéto-optiques. Ces guides présentent plusieurs avantages : des faibles pertes de l'ordre de 0,068 dB.cm<sup>-1</sup> [66]. De plus, l'enterrage des ions échangés sous la surface permet d'obtenir des profils de guides d'onde circulaire adaptés à ceux des fibres optiques, permettant ainsi de réduire les pertes de couplage.

### I.4.2 Structure proposée

Dans ce travail, pour réaliser un convertisseur non-réciproque, nous avons opté comme configuration de structure pour celle schématisée sur la *Figure I-22*. Il s'agit d'une structure dite « hybride ». Le but de la réalisation d'une telle structure, est de faire concilier les avantages des guides réalisés par échange d'ions avec ceux des couches minces composites, en déposant une couche magnéto-optique guidante sur un guide passif réalisé par échange d'ions.

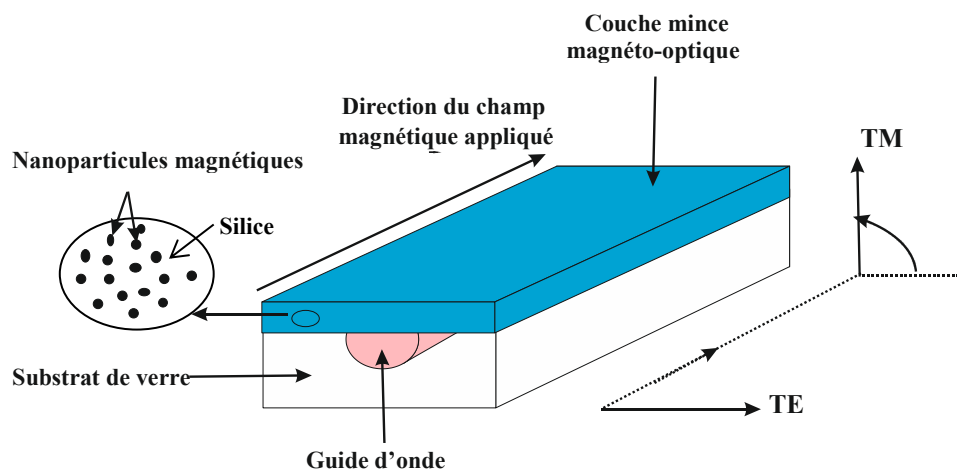


Figure I-22: Schéma de principe de la structure hybride à réaliser.

Ce type de structure hybride proposé par J. E. Broquin en 1997 [67], présente plusieurs avantages :

- On peut obtenir un confinement important de la lumière dans la couche magnéto-optique pour la réalisation de fonctions efficaces (l'isolateur optique dans notre cas), grâce au confinement latéral assuré par le guide et le bon choix de l'indice de réfraction de la couche (indice supérieur à celui du guide).
- La possibilité de présence de fonctions actives et passives (séparateur de polarisations, amplificateur, analyseur...etc) sur le même substrat, dans le cas où le dépôt de la couche active n'a pas lieu sur la totalité du substrat de verre. Cela permet une intégration optimale.
- Le processus de réalisation de ce type de structure ne comporte pas d'étapes de gravure. Ceci permet ainsi de réduire les pertes par diffusion.

En 2004, Gardillou et *al* [8] ont montré la possibilité de réaliser un amplificateur optique hybride intégré sur un substrat de verre silicate grâce un dépôt d'une couche mince de verre phosphate dopé  $\text{Er}^{+3}/\text{Yb}^{+3}$  sur un guide réalisé par échange ionique. Le dépôt est effectué par la méthode de collage moléculaire et amincissement mécano-chimique. Ces auteurs ont pu démontrer un gain de 4,25 dB sur 1,16 cm pour une puissance de pompe de 140 mW. La technique du collage moléculaire a permis aussi de réaliser un filtre de Bragg indépendant de la polarisation sur un guide réalisé par échange d'ions [10].

Dans la structure hybride, l'épaisseur de la couche mince est choisie pour obtenir un fonctionnement monomode du composant et assurer un confinement de lumière suffisant dans le guide enterré, afin d'assurer un confinement latéral adapté à la technologie des fibres optique.

Le guide fait par échange d'ions ne peut supporter des températures supérieures à 200°C-300°C afin d'éviter la rediffusion des ions dans le verre : le dépôt de la couche magnéto-optique doit donc être réalisé à une température inférieure, ce qui est compatible avec la méthode que nous utilisons. En effet le dépôt des couches minces magnéto-optiques sol-gel se fait par la technique du dip-coating sur le substrat de verre, avant de subir un traitement thermique basse température (<120°C) et une insolation UV servant à finaliser la matrice photopolymérisable.

### **I.4.3 Propriétés recherchées : objectifs de notre travail**

Dans le cadre de ce travail, l'objectif principal de la thèse est de montrer la possibilité de réaliser un convertisseur de mode TE-TM qui fonctionne à la longueur d'onde télécom 1550 nm. Ce dispositif doit être compatible avec la technologie d'optique intégrée sur verre. Il sera fabriqué par le dépôt d'une couche mince magnéto-optique, sur un guide fait par échange d'ions.

Pour atteindre nos objectifs, nous avons fixé les propriétés attendues de notre structure et les étapes pour les atteindre :

- Nous devons réaliser des couches magnéto-optique guidantes qui possèdent un indice de réfraction proche de celui du guide fait par échange d'ions qui est de l'ordre de 1,58, pour avoir de bonnes interactions entre le guide et la couche magnéto-optique. Cette interaction nous permet d'avoir des modes de propagations hybrides [68].
- Il faut démontrer la possibilité d'obtenir une conversion de mode TE-TM dans cette nouvelle structure hybride.

## **I.5 Conclusion**

Dans ce premier chapitre, nous avons vu les différentes techniques d'isolation. Pour cela, nous avons commencé par décrire les domaines d'application des composants à effet non-réciproque, et nous avons effectué une présentation détaillée du principe de la conversion de mode TE-TM en configuration guidée. Puis, une étude bibliographique sur les différents matériaux liés à l'intégration des isolateurs optiques a été présentée.

Cette étude a montré, la difficulté d'intégration d'un isolateur avec les technologies actuellement utilisées en optique intégrée sur silicium et sur verre. Nous avons vu aussi que les voies de recherche actuelles sont souvent orientées vers la réalisation de matériaux magnéto-optiques compatibles avec les technologies de l'optique intégrée.

Ensuite, nous avons présenté la réalisation des couches minces magnéto-optiques, par l'utilisation des matrices sol-gel dopées avec des nanoparticules magnétiques. Ces couches

minces ont montré des potentialités très importantes, illustrées par une rotation Faraday de  $310^\circ/\text{cm}$ , un indice de 1,51 à la longueur d'onde  $1550\text{ nm}$ .

Dans la fin du chapitre, nous avons présenté l'objectif principal de notre travail : l'étude d'une structure hybride basée sur l'association d'une couche magnéto-optique avec un guide par échange d'ions, dans le but de réaliser un convertisseur de mode TE-TM qui doit fonctionner à la longueur d'onde  $1550\text{nm}$  et être compatible avec les technologies d'optique intégrée sur verre.



---

## **Chapitre II :**

**Etude comportementale, méthodes  
d'élaboration et de caractérisation  
des structures hybrides**

---





---

## **II Etude comportementale, méthodes d'élaboration et de caractérisation des structures hybrides**

---

La structure hybride qui doit nous permettre de réaliser la fonction de rotateur magnéto-optique, est un guide d'onde qui doit à la fois guider la lumière et assurer la conversion de mode TE-TM. Ainsi, la première partie de ce chapitre est dédiée à une étude de comportement de cette structure. Pour cela, nous étudions les facteurs influençant la conversion de mode comme notamment la répartition du champ électromagnétique dans la structure hybride en fonction de plusieurs paramètres (indice de réfraction, épaisseur de la couche...etc).

La deuxième partie du chapitre est consacrée, d'une part, à la description des étapes d'élaboration des couches minces magnéto-optiques par la voie sol-gel organique-inorganique, et d'une autre part, à la technique de dépôt « dip-coating » utilisée dans notre travail.

Dans la troisième partie du chapitre, nous présentons les différentes techniques de caractérisation expérimentale que nous avons utilisées et développées pour la caractérisation optique et magnéto-optique de la structure hybride.

### **II.1 Etude comportementale de la structure hybride magnéto-optique**

Ce travail de thèse a pour objectif de compléter les fonctions optiques intégrés par la mise au point d'un isolateur optique hybride intégré, composé d'une couche magnéto-optique sol-gel déposé sur un guide par échange d'ions sur verre. Donc, il parait important de, tout d'abord, justifier le choix de ce type de guide sur verre et de comprendre la méthode de fabrication associée.

#### **II.1.1 Echange ionique sur verre**

Le verre est un matériau très intéressant pour l'optique intégrée en raison de son coût relativement faible et de sa très bonne transparence dans le visible et le proche infra-rouge. Il est également mécaniquement très rigide. En outre, le verre est un matériau amorphe, avec

lequel on peut fabriquer des composantes insensibles à la polarisation. Enfin, l'indice de réfraction des verres utilisés en optique intégrée est proche de celui des fibres optiques et, par conséquent, les pertes de couplage entre guides d'ondes réalisés en verre et les fibres optiques peuvent être très faibles.

Des processus différents ont été utilisés pour fabriquer des guides d'ondes en verre, tels que la pulvérisation cathodique, dépôt chimique en phase vapeur (CVD), les couches minces sol-gel, l'implantation ionique. Parmi ces techniques, l'échange d'ions est la plus utilisée pour produire des composants de l'optique intégrée sur verre et nous l'avons choisi pour réaliser les guides d'onde optiques sur lesquels sera déposée la couche magnéto-optique. Dans la mesure où le profil d'indice assurant le guidage est obtenu par diffusion dans le verre, la rugosité de surface est très faible et assure des pertes bien inférieures aux guides canaux à saut d'indice :  $0,1 \text{ dB.cm}^{-1}$  [66]. Enfin l'échange ionique dans le verre offre une bonne insensibilité à la polarisation et permet de produire des composants à bas coût.

Depuis la fabrication du premier guide d'onde par échange d'ions sur verre en 1972 [69], des progrès significatifs ont été réalisés dans ce domaine. Plusieurs procédés de fabrication ont été développés et de nombreux types de fonctions actives et passives ont été réalisés. Parmi ces applications : le diviseur-combinateur de puissances [70], [71], le multiplexeur en longueur d'onde WDM [72], les amplificateurs optiques et les DFB Laser [73].

### **II.1.1.1 Principe**

Lorsqu'un verre, contenant des ions  $A^+$  monovalents liés aux atomes d'oxygène avec une énergie de liaison faible tels que les modificateurs de réseaux ( $\text{Na}_2\text{O}$ ,  $\text{Li}_2\text{O}$ ,  $\text{K}_2\text{O}$ ), est mis en contact avec une source contenant des ions  $B^+$ , de même polarité, il y a apparition d'un gradient de concentration et de potentiel. Dès lors, comme représenté sur la *Figure II- 1* un échange ionique peut apparaître à la surface du verre [68][74].

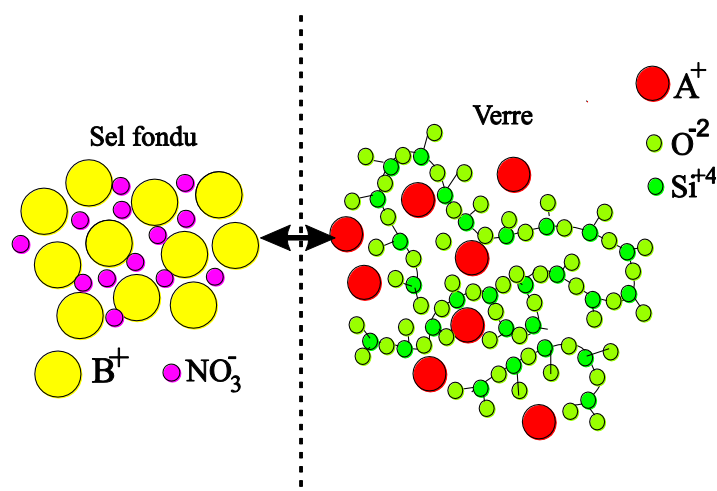


Figure II- 1: Principe de l'échange entre les ions alcalins d'un bain de sel de nitrate fondu  $B^+$  et ceux du verre  $A^+$ .

Dans le cas où la source est un bain de sels à une température où la mobilité des ions devient importante, la cinétique de la réaction dépend principalement de l'agitation thermique dans le verre et du gradient de concentration créé. Les ions  $B^+$  verre diffusent d'une manière isotrope de plus en plus loin dans le substrat pour réduire le déséquilibre. L'augmentation de la température à une valeur de l'ordre de 300 °C crée une agitation thermique plus intense et accélère le processus.

Dans la zone d'échange, la modification de la constitution du verre induit une modification de l'indice de réfraction. Pour un échange  $Ag^+/Na^+$  on peut obtenir une variation d'indice pouvant atteindre 0,1 selon la concentration d'ions  $Ag^+$  et la matrice vitreuse choisie.

### II.1.1.2 Réalisation des guides canaux par échange d'ions

Les guides d'onde droits monomodes, représentent la base des circuits intégrés optiques (les CIOs). Les étapes du procédé complet de réalisation sont décrites sur la **Figure II- 2**. Après nettoyage du substrat, une couche masquante diélectrique ou métallique est déposée sur sa surface et recouverte d'une couche de résine photosensible. Celle-ci est ensuite exposée aux rayons UV à travers le masque dont on veut reporter les motifs sur le verre. La gravure de la couche masquante au niveau de ces motifs permet de créer des ouvertures donnant sur la surface du verre. Ces ouvertures sont qualifiées de fenêtres de diffusion de largeur  $w$ . L'échantillon ainsi obtenu est immergé dans une solution de sels fondus pour

réaliser l'échange ionique. Cette phase permet d'obtenir des guides de surface avec des géométries qui sont proportionnelles aux ouvertures du masque. La largeur effective du guide obtenu est toujours plus grande que l'ouverture du masque  $w$ , à cause de la diffusion latérale sous le masque.

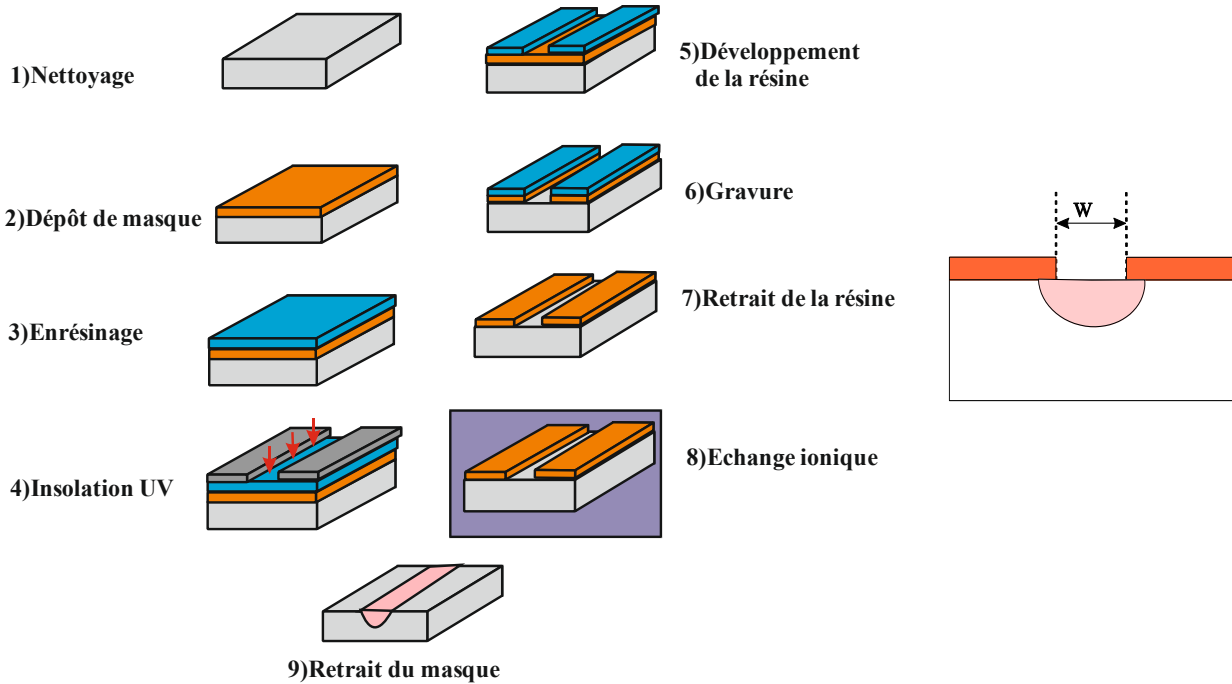


Figure II- 2: Procédé de réalisation des guides d'ondes par échange d'ions.

L'étape principale dans ce procédé est l'étape 8, car c'est dans cette étape que le guide d'onde optique se crée. Un modèle empirique permettant de prédire la variation de l'indice  $\Delta n$  après un échange ionique a été proposé [75] :

$$\Delta n = \frac{\chi}{V_0} \left( \Delta R - R_0 \frac{\Delta V}{V_0} \right) \quad (\text{II. 1})$$

où  $\chi$  est la concentration normalisée des ions dopants,  $V_0$  le volume par mole d'atome d'oxygène,  $R_0$  la réfractivité par mole d'atomes d'oxygène.  $\Delta R$  et  $\Delta V$  sont les variations respectives de  $R_0$  et de  $V_0$  après l'échange ionique.  $\Delta R$  résulte de la différence de polarisabilité électronique des ions et  $\Delta V$  la différence de volume. Dans ce modèle, la variation d'indice de réfraction est donc supposée proportionnelle à celle de la concentration.

Dans le cas de l'échange  $Ag^+/Na^+$  utilisé pour la réalisation des guides sur lesquels la couche magnéto-optique sera déposée, l'équation précédente conduit à  $\Delta n = 0,08 \chi$ . Lorsque la fraction d'ions échangés est 100%, la variation maximale d'indice est alors de 0,08 [76]. La **Figure II- 3** donne une représentation schématique de ce profil d'indice de réfraction obtenu par échange d'ions.

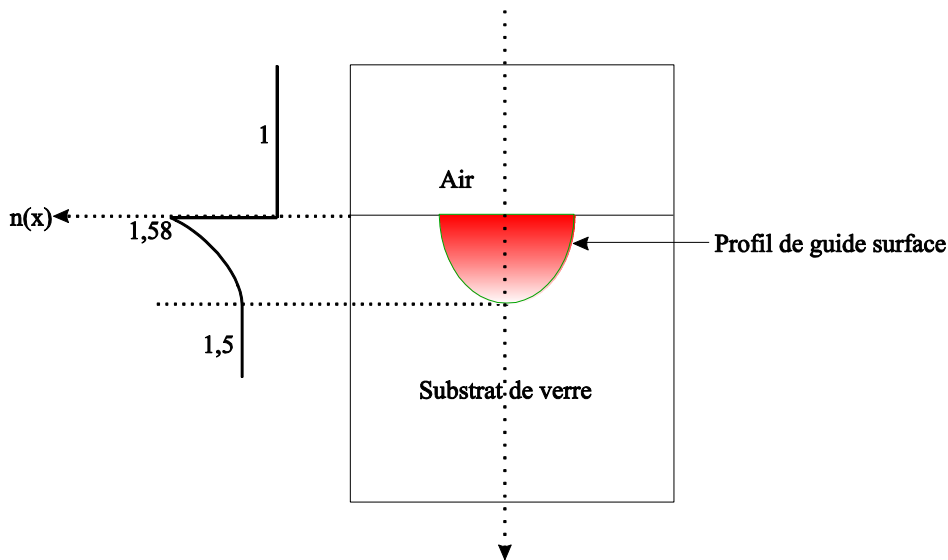


Figure II- 3: Profil d'indice de réfraction provoqué par échange ionique sur la surface d'un substrat de verre.

Cette figure montre dans cet exemple, un indice de réfraction créé par échange d'ions sur verre variant entre 1,58 et un indice de substrat à 1,5. Cette valeur est ensuite utilisée pour calculer la distribution de champ ou d'intensité lumineuse dans la structure hybride

### II.1.1.3 Enterrage sous champ électrique

Pour réduire les pertes de couplage et de propagation [68], il est possible d'utiliser une méthode d'enterrage des guides dans le substrat. Cette méthode consiste à appliquer un champ électrique dans la lame de verre pour déplacer les ions  $B^+_{verre}$  au travers d'un courant d'ions (**Figure II- 4**). Des ions  $A^+$  provenant d'un sel fondu prennent la place des ions  $B^+_{verre}$  qui migrent ainsi plus profondément dans le substrat. La répartition d'indice est donc modifiée, et la zone à plus haute indice (dû aux ions  $B^+_{verre}$ ) se trouve donc enterrée à une

distance pouvant atteindre 10  $\mu\text{m}$ . Cette méthode permet aussi d'obtenir un profil d'indice plus circulaire comme le montre la même figure.

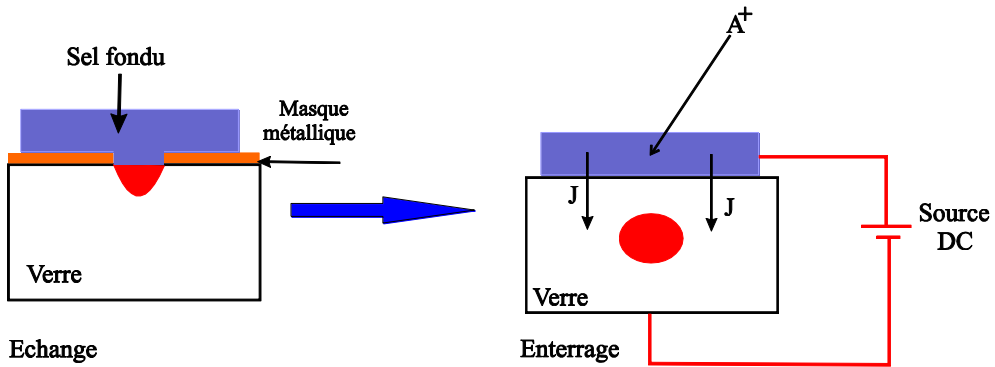
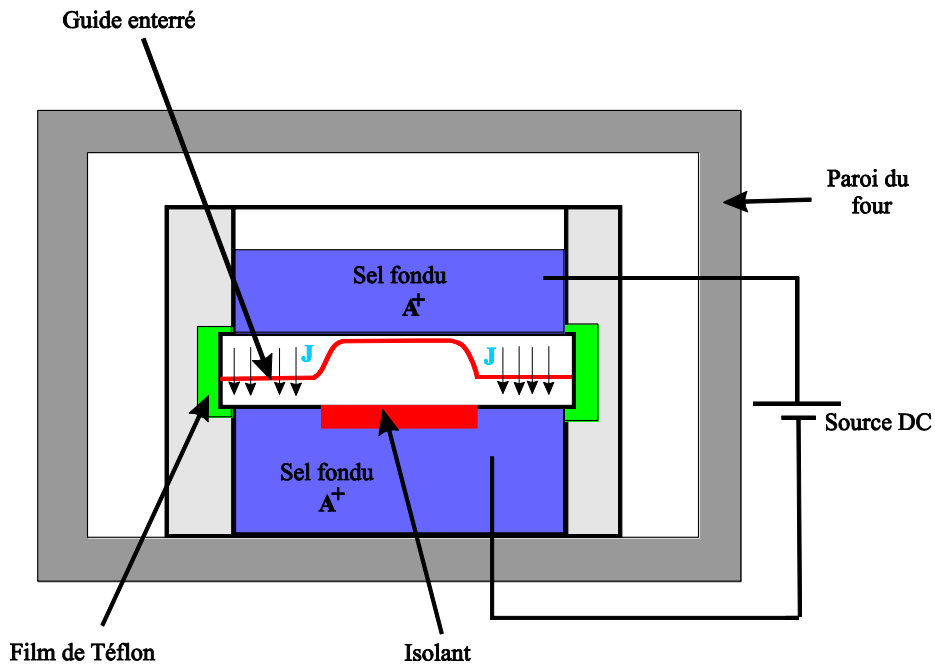
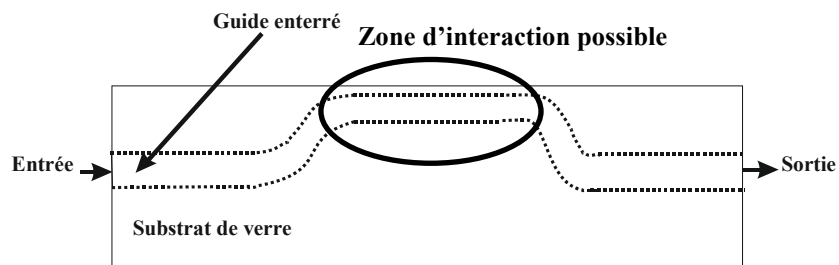


Figure II- 4: Méthode d'enterrage des guides par la méthode électrique.



a) Technique d'enterrage sélectif.



b) Forme du guide obtenu par enterrage sélectif.

Figure II- 5: Enterrage sélectif des guides faits par échange d'ions.

Sur la base de la même méthode, il est possible de réaliser un enterrage sélectif et ainsi modifier pour un même guide la profondeur d'enterrage (*Figure II- 5*). On place, pour cela, un masque isolant sur la face arrière du substrat ce qui a pour effet de modifier les lignes de champ électrique et le réduire très fortement dans la zone du masque. En dehors de cette zone, l'enterrage se fait normalement, et on peut alors obtenir une forme de guide comme représentée sur la *Figure II- 5- b*. D'une part, les accès en entrée et sortie du guide sont enterrés facilitant ainsi le couplage et le découplage de la lumière avec les fibres optiques, et, d'autre part, la partie centrale du guide reste en surface, ce qui permet de créer une zone d'interaction avec, par exemple, une couche magnéto-optique déposée sur le substrat pour réaliser une structure hybride.

Comme indiqué ci-dessus, la présence du masque en face arrière modifie les lignes de champ électrique et réduit ainsi fortement la valeur du champ appliqué au guide dans la zone du masque. Cependant, ce champ n'est pas complètement nul ce qui a pour effet de produire un léger enterrage du guide. Cela conduit donc, dans la zone d'interaction, à un guide dont les caractéristiques sont différentes de celles d'un guide de surface issu de l'échange.

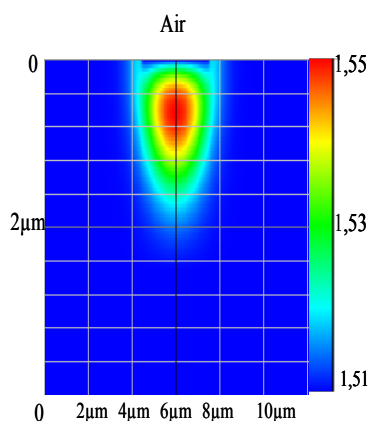
#### **II.1.1.4 Rediffusion thermique (le flash sodium)**

Comme représenté de façon schématique sur la *Figure II- 3*, le profil d'indice obtenu après l'échange ionique est fortement dissymétrique avec la zone de plus fort indice en surface due à la forte présence d'ions  $\text{Ag}^+$ . Cette présence d'ions peut donner lieu à une précipitation de l'argent sur la surface et provoquer des pertes. Pour éviter ce phénomène ou pour adoucir ce profil et/ou abaisser les indices, une nouvelle étape de diffusion thermique courte peut être utilisée. Le substrat de verre est trempé dans un bain de sel de sodium à une température de quelques centaines de degrés pendant environ 30 s. En surface, les ions  $\text{Ag}^+$  rediffusent dans la solution en étant remplacés par des ions  $\text{Na}^+$ . Ailleurs, les ions  $\text{Ag}^+$  diffusent de façon isotrope plus loin dans le substrat. On obtient alors un profil d'indice comme représenté sur la *Figure II- 6*. Il présente une allure plus « douce » et plus symétrique que celui issu du premier échange. Nous verrons que cela permet de réduire la biréfringence modale (voir le paragraphe *III.1.3*). Néanmoins, ce profil reste très proche de la surface, ce



qui peut assurer une bonne interaction de la lumière entre le guide par échange d'ions et la couche magnéto-optique déposée au-dessus.

Il est à noter que ce phénomène de rediffusion thermique se produit également pendant le procédé d'enterrage sous champ puisque cette étape se fait sous une température forte en présence d'un bain de sel de sodium. C'est principalement le cas dans la zone masquée à faible champ d'un enterrage sélectif. Il y a alors une forme de « compétition » ou « parasitage » entre les deux phénomènes.



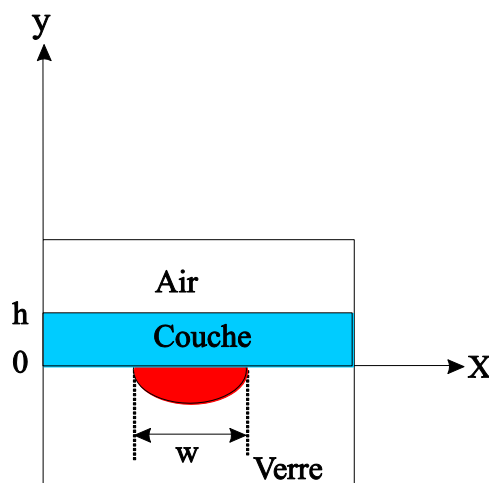
*Figure II- 6: Profil d'indice de réfraction après l'étape de rediffusion thermique.*

Dans cette partie du mémoire, ont été présentées les différentes techniques de fabrication et d'enterrage utilisées par nos collaborateurs du laboratoire IMEP-LAHC pour fabriquer les guides par échange d'ions sur verre sur la base desquels sont construites les structures hybrides magnéto-optique. Cette partie montre également le type de profil d'indice que l'on peut obtenir dans les guides, ce qui est important pour étudier par exemple la répartition spatiale en champ ou en intensité lumineuse dans les structures. La partie suivante de ce mémoire est consacrée à l'étude de la structure hybride magnéto-optique.

### **II.1.2 Optimisation de l'effet magnéto-optique dans la structure hybride**

Dans ce travail, nous nous intéressons à une structure hybride qui doit servir de base à la réalisation de la fonction d'isolateur optique. Elle est constituée, d'un guide d'onde passif créé par échange d'ions dans le verre sur lequel est déposée une couche mince magnéto-optique sol-gel (voir *Figure II- 7*). Cette nouvelle approche nécessite, comme n'importe

qu'elle nouvelle fonction optique, une étude théorique préalable. Dans cette étude, le but est de définir les paramètres influents sur le comportement d'une telle structure et ainsi de mieux prévoir le comportement pratique.



*Figure II- 7: Représentation schématique de la structure hybride magnéto-optique.*

### II.1.2.1 Objectifs

La réalisation d'une structure hybride efficace demande le respect de plusieurs conditions, que ce soit sur le guidage, l'activité magnéto-optique ou les pertes. On peut résumer ces conditions dans les points suivants :

- **Conditions sur le guidage :** Pour utiliser notre dispositif dans la réalisation d'une chaîne de télécommunication par fibre optique il faut que la structure soit monomode à la longueur d'onde de travail, soit 1550 nm, pour faciliter son optimisation. De plus, il est nécessaire que le mode soit confiné latéralement, pour assurer un bon couplage de notre dispositif avec d'autres dispositifs tels que les fibres optiques, les amplificateurs optiques ou les éléments de polarisation constituant l'isolateur.
- **Conditions sur la conversion :** Comme expliqué dans le chapitre précédent, un isolateur optique à rotation nécessite d'avoir un rotateur magnéto-optique non réciproque de 45°. Cela implique donc de construire un dispositif produisant une conversion de mode

TE/TM avec un rendement de 50%. Comme indiqué dans le paragraphe 1.2.1.3.1, cette conversion dépend principalement de la biréfringence modale de la structure ainsi que du coefficient de couplage TE/TM  $K$  au travers de la relation du rendement maximum (I.26) :  $R_M = K^2 / (K^2 + (\Delta N/2)^2)$ . Cette expression et la représentation graphique associée de la **Figure II- 8** montre qu'il est nécessaire de maximiser le coefficient de couplage  $K$  tout en réduisant au maximum la biréfringence de mode  $\Delta N$ . De plus, cette conversion maximale est obtenue au bout d'une distance de couplage  $L_c$  qui dépend également de ces deux paramètres. Il est donc primordial de les maîtriser.

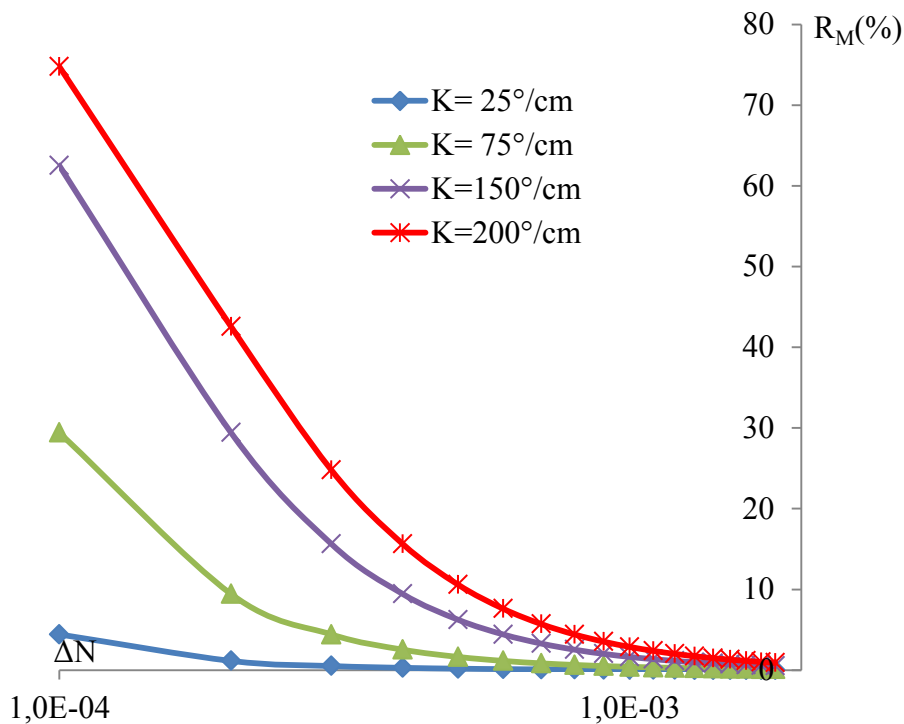


Figure II- 8 : Variation du rendement de conversion  $R_M$  en fonction de la biréfringence modale  $\Delta N$  pour différents valeurs de  $K$ .

**Conditions sur les pertes :** Par ailleurs, l'efficacité du composant doit être également jugée au regard des pertes qu'il induit sur le signal. Celles-ci sont ici principalement dues à la propagation dans le matériau magnéto-optique composite dont le facteur de mérite à 1550 nm est de l'ordre de  $10^\circ$ . Cela signifie que s'il produit une rotation de  $45^\circ$ , il induit une atténuation de signal d'un facteur  $e^{-4.5}$  soit environ 20 dB. Ces pertes

étant importantes, comme dans nombre de matériaux magnéto-optiques (voir chapitre 1), il est nécessaire de réduire les distances de propagation à la juste valeur nécessaire à la conversion.

Dans la suite de cette partie, nous allons détailler les facteurs influençant à priori le comportement de la structure hybride en tenant compte des conditions précédentes.

### II.1.2.2 Taux de confinement magnéto-optique et coefficient de couplage

On définit le confinement magnéto-optique comme la quantité de champ normalisé situé dans la couche magnéto-optique. Ce confinement est calculé par la formule suivante [77]:

$$\eta_{MO} = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_h^0 |\Psi(x, y)|^2 dy dx \quad (II. 2)$$

où  $h$  est l'épaisseur de la couche magnéto-optique et  $\Psi$  une composante quelconque du champ.

Dans la structure hybride présentée dans la **Figure II- 7**, il n'y a que deux types d'ondes électromagnétique ( $\vec{E}, \vec{H}$ ) qui correspondent aux modes quasi-TE «  $E(x, y)^{TE}$  » et quasi-TM «  $E(x, y)^{TM}$  » qui peuvent se propager dans la structure. L'utilisation d'un solveur de mode semi-vectorel, permet de trouver les répartitions spatiales du champ électrique dans la structure hybride (**Figure II- 9**).

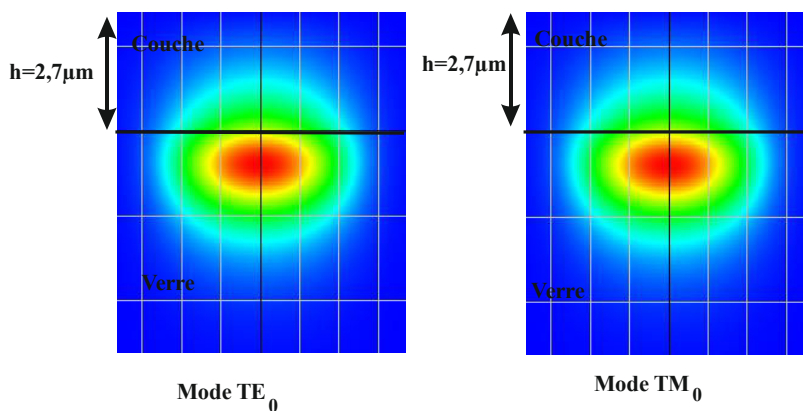


Figure II- 9: Répartition du champ correspond au mode  $TE_0$  et mode  $TM_0$  dans une structure hybride ( $h=2,7 \mu\text{m}$ ,  $w=10 \mu\text{m}$  et  $n_c=1518$ ).

Cette figure montre que les champs électriques des modes TE et TM ont des répartitions spatiales qui sont similaires et donc un recouvrement important entre les deux modes. Il devient alors possible de considérer :

$$\begin{cases} |E_x(x, y)^{TM}| = |E_y(x, y)^{TE}| \\ \eta_{TM} = \eta_{TE} = \eta_{MO} \end{cases} \quad (\text{II. 3})$$

Le coefficient de couplage magnéto-optique TE/TM introduit dans le paragraphe **I.2.1.3** est

défini par la relation:  $K = i\varepsilon_{m0} \frac{w\varepsilon_0}{4\sqrt{P_{TE}P_{TM}}} \int E_y^{TE}(x; y)E_x^{TM}(x; y)dxdy$

L'expression de ce coefficient devient donc:

$$K = i\theta_F \cdot \frac{1}{P_{TE}} \iint_{MO} |E(x, y)^{TE}|^2 \cdot dxdy \approx i\theta_F \cdot \eta_{MO} \quad (\text{II. 4})$$

avec  $\theta_F$ , la rotation de Faraday spécifique en (°/cm).

Cette relation montre que le coefficient de couplage est proportionnel à la rotation Faraday intrinsèque  $\theta_F$  du matériau magnéto-optique et à la quantité de champ normalisée présente dans ce matériau  $\eta_{MO}$ . On peut donc jouer sur ces deux éléments pour faire varier  $K$ . Dans le paragraphe **II.1.2.3**, nous expliquerons le rôle des paramètres opto-géométriques de la structure sur la valeur de  $\eta_{MO}$ . Quant à la rotation Faraday spécifique  $\theta_F$ , elle est proportionnelle à la concentration volumique  $\Phi$  en nanoparticules de ferrite de Cobalt dans la matrice au travers de la relation :

$$\theta_F (\text{°/cm}) = 206 \cdot \Phi (\%) \quad @1550 \text{ nm} \quad (\text{II. 5})$$

### **II.1.2.2.1 Pertes dans la structure hybride**

En première approximation, on peut considérer que les pertes de propagation dans la structure sont principalement dues à l'absorption dans le matériau magnéto-optique. Pour le

matériau composite constitué de la matrice d'oxyde dopée par des nanoparticules magnétiques, le coefficient d'absorption intrinsèque  $\alpha_i$  est proportionnel à la concentration volumique en nanoparticules magnétiques au travers de la relation :

$$\alpha_i \text{ (cm}^{-1}\text{)} = 23 \cdot \Phi(\%) \text{ ou } \alpha_i \text{ (dB/cm)} = 104 \cdot \Phi(\%) \quad (\text{II. 6})$$

Les pertes dans la structure hybride dépendent alors de la quantité de champ normalisé présent dans la couche magnéto-optique. Pour le coefficient d'absorption de la structure hybride  $\alpha_H$ , on peut donc écrire :

$$\alpha_H \text{ (cm}^{-1}\text{)} = \alpha_i \text{ (cm}^{-1}\text{)} \cdot \eta_{MO} = 23 \cdot \Phi \cdot \eta_{MO} \quad (\text{II. 7})$$

Cette expression montre que toute augmentation du coefficient  $K$ , par une augmentation de  $\Phi$  ou  $\eta_{MO}$ , induira une augmentation du même ordre des pertes. On retrouve ici la notion de facteur de mérite du matériau magnéto-optique qui impose ses capacités. Donc, pour augmenter le rendement de conversion d'une structure, il est largement préférable de réduire la biréfringence modale qui n'a pas d'influence sur les pertes plutôt que d'augmenter  $K$ .

La **Figure II- 10** montre l'évolution du rendement de conversion en fonction de longueur d'interaction  $z$  dans une structure hybride, avec la représentation de l'enveloppe exponentielle d'atténuation. Cette figure montre qu'il est nécessaire de limiter la longueur de la structure hybride à une distance égale à la longueur de couplage  $L_C = \pi / \sqrt{4K^2 + \Delta\beta^2}$ , longueur qui correspond à la taille minimale de la zone d'interaction de notre structure pour atteindre le premier maximum du rendement de conversion  $R_M = R(L_C)$ . Au-delà de cette longueur, on ne fait que subir des pertes supplémentaires sans rien gagner en conversion.

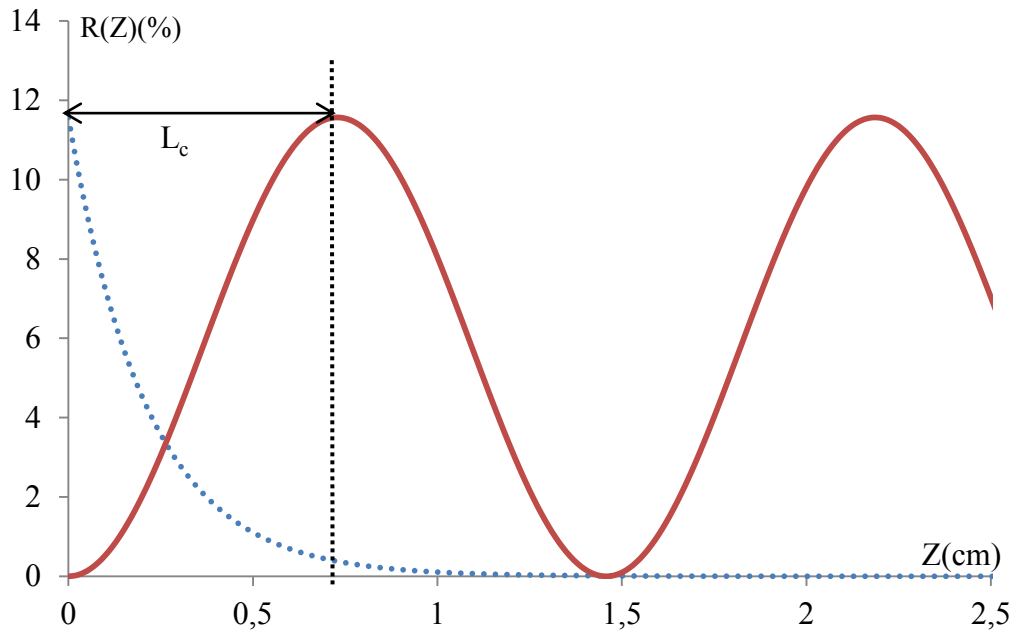


Figure II- 10 : Evolution du rendement de conversion en fonction de la longueur de propagation  $z$  pour les données suivantes :  $\eta_{MO}=10\%$ ,  $\Delta N=2.9.10^{-4}$  et  $\theta_F=420^\circ/cm$ . La courbe en pointillés montre l'enveloppe d'atténuation.

#### II.1.2.2.2 Influence de la longueur d'interaction

Comme nous avons cité précédemment, le bon choix de la longueur d'interaction joue un rôle primordial pour pouvoir atteindre le maximum de conversion de mode dans une structure hybride. Comme montre l'expression de  $L_C$ , la longueur de couplage est inversement proportionnelle au coefficient de couplage et à la biréfringence modale de la structure. Nous avons déjà vu dans le paragraphe I.2.1.3.1 (Figure I-10) l'importance d'adapter la longueur d'interaction magnéto-optique  $L_C$  à la biréfringence modale de la structure. La Figure II- 11 montre l'influence de la valeur de coefficient de couplage  $K$  sur la valeur de longueur  $L_C$ .

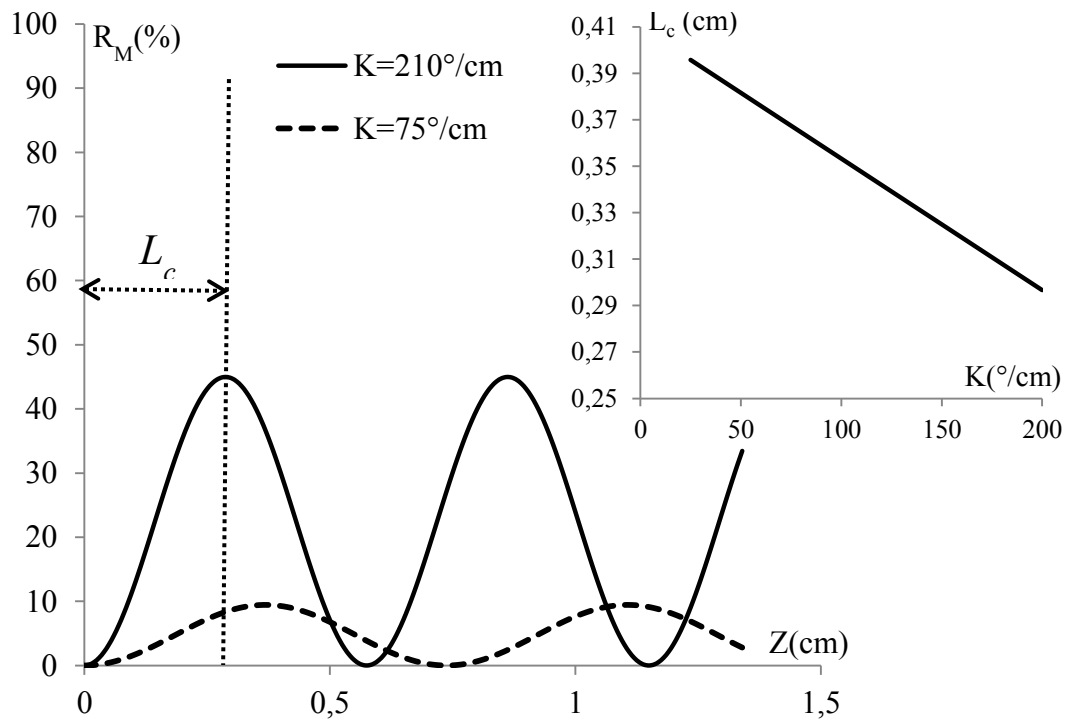


Figure II- 11 : Variation de la longueur d'interaction en fonction du coefficient de couplage  $K$  pour  $\Delta N=10^{-4}$ .

La **Figure II- 11** montre que l'augmentation du coefficient de couplage  $K$  diminue la longueur d'interaction  $L_c$ . Il est donc nécessaire de construire des structures hybrides dont la longueur est adaptée aux valeurs de  $K$  et  $\Delta N$ , pour faire coïncider la sortie avec le maximum de conversion. Dans le cas contraire, la conversion ne s'en trouvera que réduite. Dans la pratique, la longueur d'interaction est fixée lors de la réalisation des guides, et il faut donc bien l'adapter aux caractéristiques de la structure.

Pour terminer cette étude nous allons étudier dans le paragraphe suivant l'influence des paramètres opto-géométriques de notre structure hybride sur le confinement magnéto-optique.



### II.1.2.3 Influence des paramètres opto-géométrique sur le confinement magnéto-optique

Pour étudier les paramètres influant sur la valeur du taux de confinement, un solveur de mode semi-vectoriel est utilisé. Il s'agit de l'OptiBPM. Ces simulations sont faites avec la collaboration de notre laboratoire partenaire IMEP-LAHC, qui possède ce logiciel. Le calcul se fait à partir, notamment, des profils d'indice des guides obtenus par échange ionique.

Les calculs du taux de confinement magnéto-optique sont faits en variant plusieurs paramètres opto-géométrique de notre structure hybride (**Figure II- 7**) : l'indice de réfraction de la couche magnéto-optique  $n_c$ , l'épaisseur de couche magnéto-optique, et la largeur de diffusion du guide fait par échange d'ions (ruban de confinement).

#### II.1.2.3.1 Influence de l'indice de réfraction de la couche magnéto-optique $n_c$

En faisant varier l'indice de réfraction de la couche magnéto-optique  $n_c$ , des simulations sont faites sur une structure hybride qui possède une épaisseur de  $2,6\mu\text{m}$  et une largeur de diffusion  $w=1\mu\text{m}$ . Les résultats obtenus sont présentés dans la figure ci-dessous.

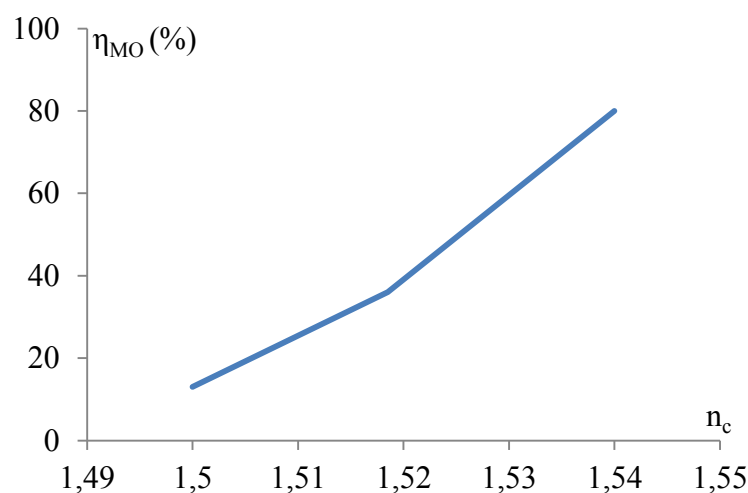


Figure II- 12: Le taux de confinement magnéto-optique en fonction de l'indice de la couche magnéto-optique qui possède une épaisseur de  $2,6\mu\text{m}$  et  $w=1\mu\text{m}$ .

La **Figure II- 12** que le taux de confinement magnéto-optique augmente avec l'augmentation de la valeur de l'indice. Cela montre qu'on peut contrôler facilement le taux

du confinement magnéto-optique du mode fondamental dans la couche magnéto-optique entre 10 et 80%, avec le contrôle de l'indice de réfraction de notre couche magnéto-optique. En effet, la valeur de  $\eta_{MO}$  est maximale lorsque l'indice de réfraction de la couche magnéto-optique est égal à 1,54. La **Figure II- 13** montre la répartition du champ  $TE_0$  d'une telle structure hybride.

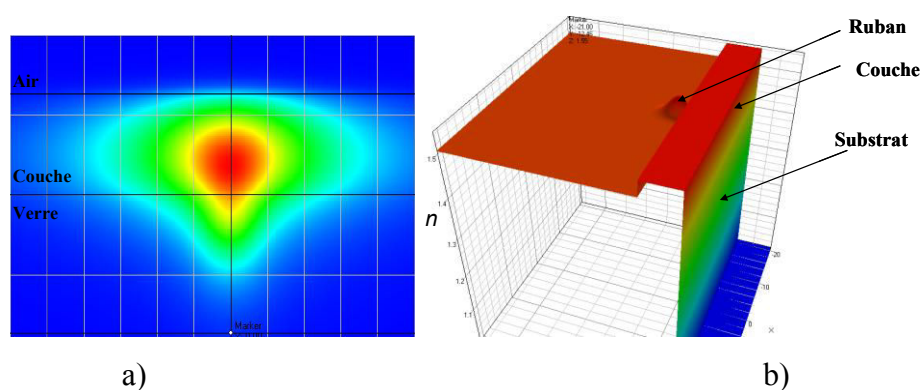


Figure II- 13: a) Distribution du champ scalaire du mode fondamental  $TE_0$  dans la structure hybride ( $\eta_{MO}= 80\%$ ), b) Profil d'indice dans la structure hybride. Pour une couche d'indice 1.54 et épaisseur de  $2,6\mu\text{m}$ , et largeur du ruban  $w=1\mu\text{m}$ .

La figure illustre bien que 80% du champ électromagnétique se trouve dans la couche magnéto-optique. Cela nous permet d'attendre un fort coefficient de couplage  $K$  et donc un rendement de conversion de mode important. Bien sûr, il faut toujours tenir compte des pertes dans la couche qui accompagnent ce confinement.

### II.1.2.3.2 Influence de la largeur de diffusion $w$

Cette fois-ci les simulations sont faites, en fixant l'épaisseur  $h$  de la couche à  $2,6\mu\text{m}$  et l'indice de réfraction  $n_c$  à valeur 1,54. Les résultats de calcul du rendement de confinement magnéto-optique en fonction de la largeur de diffusion  $w$  sont présentés dans la **Figure II- 14**.

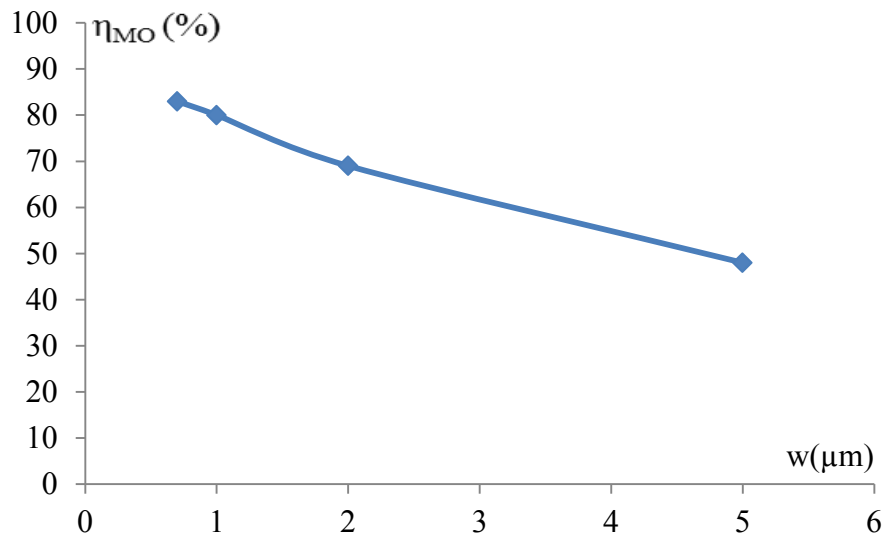


Figure II- 14 : Le taux de confinement magnéto-optique en fonction de la largeur de diffusion  $w$  pour une structure hybride qui possède une épaisseur de  $2,6\mu\text{m}$ .

Cette figure montre que le taux de confinement magnéto-optique diminue avec l'augmentation de la largeur de diffusion. Donc, le choix d'une petite largeur pour notre ruban de confinement est indispensable pour maximiser le taux de confinement magnéto-optique d'une part et pour garder le caractère monomode de la structure hybride (**Figure II- 15- a**), d'autre part.

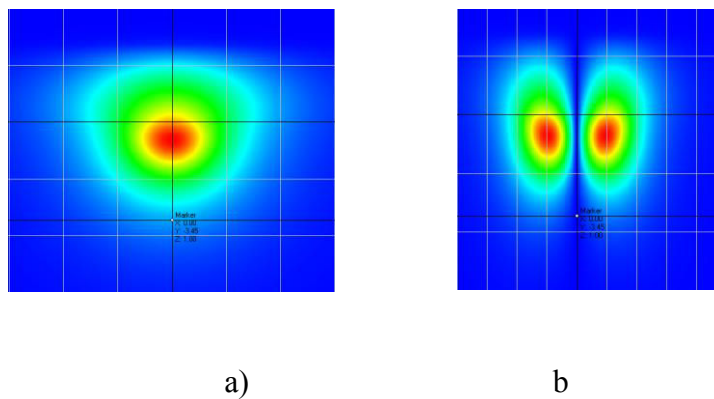


Figure II- 15: Distribution du champ scalaire dans deux structures hybrides ayant la même épaisseur de couche et ruban de confinement égale à :  $1\mu\text{m}$  (a) et  $5\mu\text{m}$  (b).

Cette figure montre qu'une structure hybride, composée d'une couche magnéto-optique de  $2,6\mu\text{m}$  d'épaisseur et  $1,54$  d'indice de réfraction, devient multimode si on passe d'une

largeur de ruban de confinement de  $1\mu\text{m}$  à  $5\mu\text{m}$ . Donc, la largeur de ruban de confinement est un paramètre très important à tenir en compte si en veut réaliser des structures avec une grande efficacité d'interaction tout en conservant le caractère monomode de notre structure hybride.

### II.1.2.3.3 L'épaisseur de la couche

L'influence de l'épaisseur de la couche sur le confinement magnéto-optique est reportée sur la **Figure II- 16**.

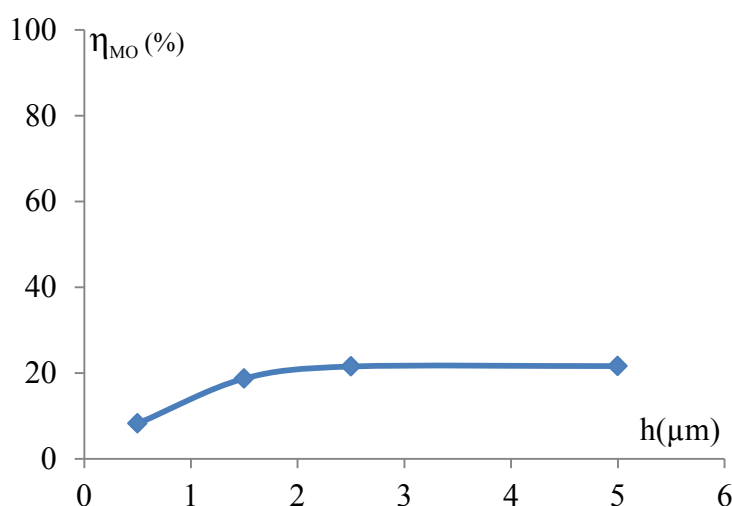


Figure II- 16 : Taux de confinement magnéto-optique en fonction de l'épaisseur de la couche ( $n_c=1.518$  et largeur du guide= $5\mu\text{m}$ ).

Cette figure montre que le choix d'une épaisseur de la couche magnéto-optique supérieur ou égale  $2\mu\text{m}$  est nécessaire pour maximiser le taux de confinement magnéto-optique dans la structure. Au-delà de cette valeur, l'épaisseur n'a plus d'influence, car on observe un phénomène de saturation.

Nous pouvons conclure de cette étude que réaliser pratiquement une structure hybride efficace et contrôler la bonne distribution de la lumière entre le guide par échange d'ions et la couche magnéto-optique, nécessite un bon contrôle de plusieurs paramètres :

- L'indice de réfraction et l'épaisseur de la couche magnéto-optique : nous verrons plus tard, comment on peut moduler l'indice de réfraction entre 1,51 et 1,58 à la longueur d'onde 1550nm et comment fixer l'épaisseur par le choix des paramètres du dépôt.
- La largeur des rubans de confinement : la largeur des guides par échange d'ions est conditionnée par la largeur des fenêtres de masques utilisés lors des étapes de fabrication, elle varie de 0,5  $\mu\text{m}$  à quelques dizaine de  $\mu\text{m}$ .

Cette étude comportementale nous a permis de comprendre comment nous devons choisir nos paramètres opto-géométriques ( $n_c$ ,  $h$ ,  $w$ , taille des dispositifs), ainsi que les propriétés optique et magnéto-optique de nos couches minces magnéto-optiques, notamment la rotation Faraday spécifique et les pertes de propagation liées au taux de concentration en nanoparticules de nos couches.

La section suivante sera consacrée à la méthode d'élaboration et la technique de dépôt de nos couches minces magnéto-optiques sur les divers substrats que nous utilisons.

## **II.2 Elaboration des couches minces magnéto-optiques**

### **II.2.1 La technique sol-gel**

En raison de son caractère « basse température », la technique sol-gel s'est considérablement développée depuis les années 1970. En effet, cette méthode originale d'élaboration de matériau à partir de précurseurs moléculaires en solution à température ambiante nécessite, pour réaliser le séchage et la densification, un traitement thermique à température modérée. Ainsi, la méthode sol-gel est une méthode qui nécessite moins d'énergie par rapport à des procédés de synthèses classique comme l'élaboration de verres et de céramiques qui nécessite une phase de fusion à haute température dépassant les 1200°C.

L'aspect « chimie douce » a offert à la technique sol-gel la possibilité d'associer les parties organiques à d'autres, minérales, sans qu'elles subissent de dégradation thermique ultérieure. Cette technique s'est développée dans les années 80 avec l'utilisation de précurseurs comportant à la fois des fonctions hydrolysables et photopolymérisables. C'est cette dernière méthode que nous utilisons dans notre travail.

Un sol désigne une dispersion d'entités chimiques sub-colloïdales au sein d'un liquide. Le gel est, quant à lui, une phase intermédiaire entre l'état sol et l'état solide. Il se définit comme un réseau solide tridimensionnel interconnecté (appelé réseau polymérique).

Pour préparer le sol utilisé dans notre travail, nous avons utilisé des alcoxydes métalliques de formule brute  $M(OR)_n$  où M est un métal (Si, Ti, Zr ..) et R un groupement organique alkyle ( $-C_2H_5$  par exemple). Dans notre cas, la formation du réseau polymérique minéral se fait principalement par deux réactions successives :

- L'hydrolyse : elle représente une étape d'activation de la condensation par consommation d'eau et libération des molécules d'alcool (voir **Figure II- 18**).
- La polycondensation : c'est l'étape dans laquelle se construisent les liaisons  $-M-O-M-$  à l'origine du réseau polymérique.

Les détails de toutes les réactions chimiques intervenant pendant le procédé sol-gel sont donnés dans le paragraphe suivant

### **II.2.2 Mécanisme réactionnels**

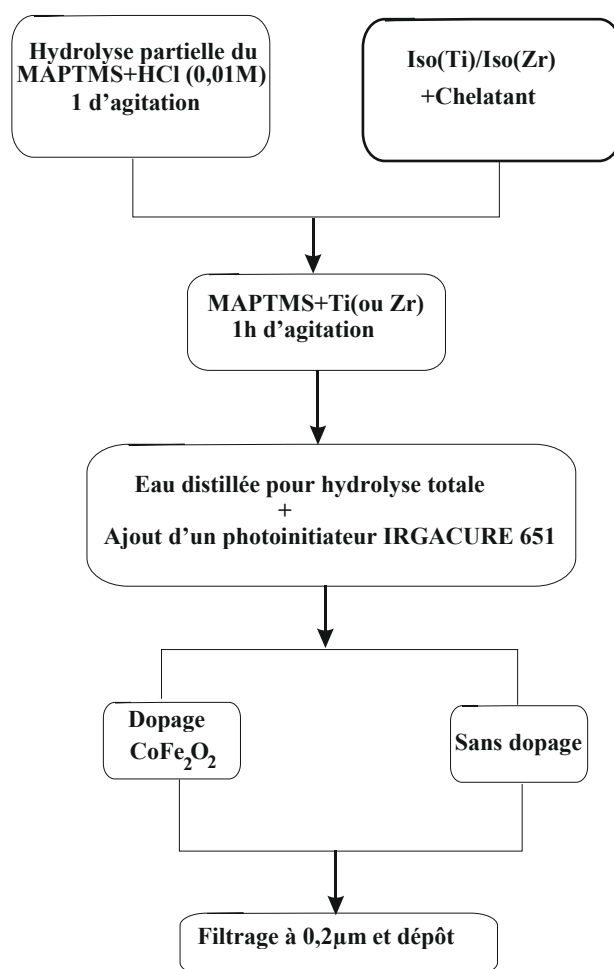
Pour réaliser les couches minces magnéto-optiques qui seront déposées sur des guides faits par échange d'ions sur verre, nous nous sommes servi du procédé sol-gel hybride organique-inorganique. Pour réaliser notre composite, nous utilisons deux solutions:

- La première est le méthacryloxypropyltriméthoxysilane (MAPTMS) : un alcoxyde de silicium de type alcoxilane porteur d'un groupe polymérisable méthacrylique de formule chimique  $H_2C = C(CH_3)CO_2(CH_2)_3Si(OCH_3)_3$ . Cette hétérofonction méthacrylate ( $H_2C = C -$ ) est alors susceptible de réagir par un processus de polymérisation radicalaire thermo ou photo induit. Le MAPTMS subit un préhydrolyse pour former un groupement de type silanol (Si - OH).
- La deuxième contient un alcoxyde (isopropoxyde de titane ou n-propoxyde de zirconium) mélangé à un agent chélatant, l'acide méthacrylique (MAA) ou bien l'éthyle acétylacétone (MAEA). Ce dernier a pour fonction de complexer l'alcoxyde, afin de diminuer sa réactivité vis-à-vis des espèces nucléophiles et tout particulièrement l'eau. Sa précipitation est sous la forme de  $Ti(OH)_4$  ou  $Zr(OH)_4$ .

Le protocole adopté dans notre travail pour la synthèse du sol est celui utilisé dans la littérature [13], [78]. On peut résumer l'élaboration de nos couches minces par cinq étapes principale.

- Préhydrolyse de l'alcoxyde de silicium (MAPTMS).
- Complexation de l'alcoxyde métallique (Zr, Ti).
- Hydrolyse et la polycondensation.
- Insertion de photoinitiateur et dopage par les nanoparticules magnétiques.
- Le filtrage et le dépôt.

La **Figure II- 17**, montre l'enchaînement de ces étapes :



*Figure II- 17: Schéma des étapes d'élaboration des couches magnéto-optiques par la méthode sol-gel.*

Le détail de ces étapes d'élaboration, ainsi que tous les mécanismes réactionnels sont détaillés point par point :

**Etape 1 : Préhydrolyse de l'alc oxydé de silicium**

La préhydrolyse du MAPTMS est réalisée en fixant un rapport  $H_2O/MAPTMS$  de 0,75. Dans la réaction chimique présentée dans la **Figure II- 18**, le groupement hydrolysable du MAPTMS réagit avec l'eau pour former un groupement de type silanol. Par contre le groupement à liaison double  $C=C$  polymérisable sous insolation ultraviolet, ne subit ici aucune transformation. La réaction se produit en PH acide (3-4) en ajoutant une solution d'*HCL* de concentration  $0,01 \text{ mol.L}^{-1}$ . Cette catalyse faiblement acide favorise l'étape d'hydrolyse par rapport à la réaction de condensation et conduit à la formation d'un sol polymérique. La solution est laissée sous agitation pendant une heure pour atteindre une consommation maximale d'eau avant de pouvoir introduire le 2<sup>ème</sup> alkoxyde métallique.

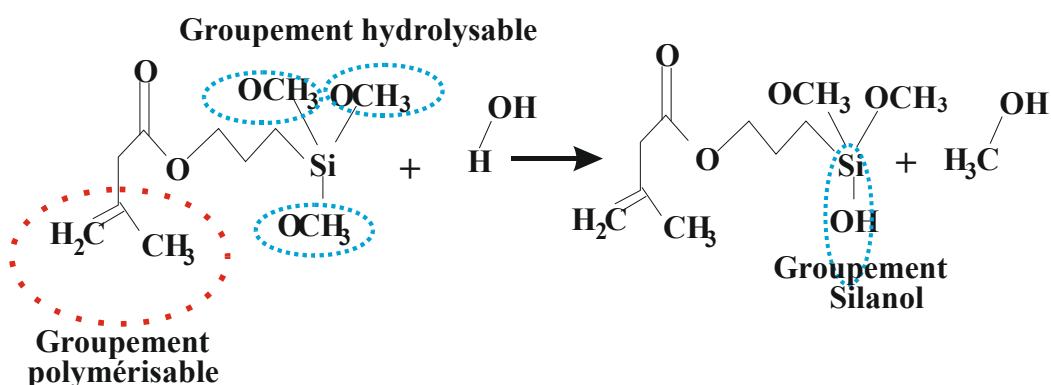


Figure II- 18: Pré-hydrolyse du méthacryloxypropyltriméthoxysilane (MAPTMS).

**Etape 2 : Complexation de l'alkoxy de métallique (Zr, Ti)**

Les alkoxydes de titane ou de zirconium, utilisée dans notre travail sont très sensibles à l'eau. Alors, leur insertion dans le sol doit s'effectuer après une étape préalable de protection des atomes de zirconium ou titane. La protection se fait par complexation de ces atomes à l'aide d'un chélatant. Nous utilisons dans notre travail l'acide méthacrylique (MAA) et l'éthyle acetylacétone (MAEA). L'introduction du chélatant se fait à la goutte à goutte et



sous agitation. Un bilan de réaction est illustré sur la **Figure II- 19**, dans le cas d'utilisation du MAA comme complexant [79].

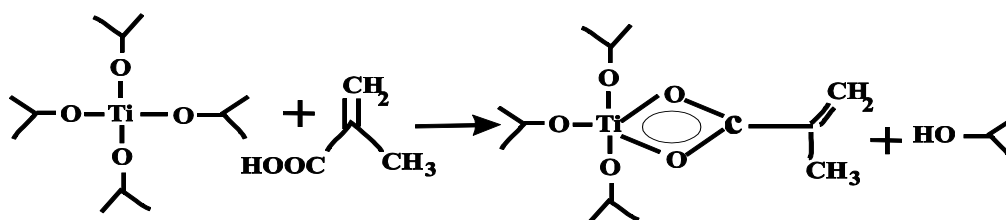


Figure II- 19: Réaction de complexation de l'alcoxyde de titane avec l'acide méthacrylique.

L'alcoxyde métallique complexé est ensuite introduit sous forte agitation et goutte à goutte dans le MAPTMS à l'aide d'une micropipette, tout en prenant la précaution de vérifier la non précipitation au cours de cette étape. Le mélange est laissé sous agitation pendant 1h.

### Etape 3 : Hydrolyse

Après le mélange de deux précurseurs, nous ajoutons de l'eau déminéralisée pour atteindre les conditions stoechiométrique de la réaction d'hydrolyse complète des constituants [13], [78].

### Etape 4 : Polycondensation

La polycondensation est l'étape au cours de laquelle se construisent les liaisons –M–O–M– à l'origine du réseau minéral. Elle peut avoir lieu de différentes façons :

- Par alcoxylation (évacuation de l'alcool)

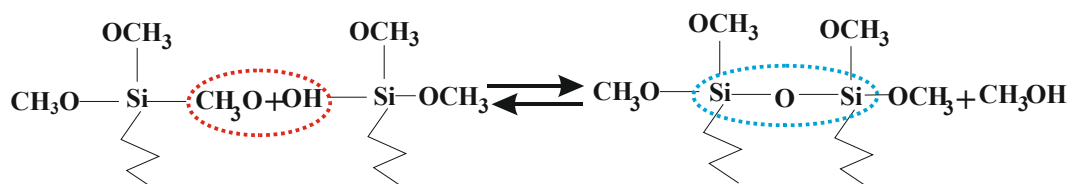


Figure II- 20: Réaction de déalcoolisation (alcoxylation).

- Par oxolation (déshydratation).

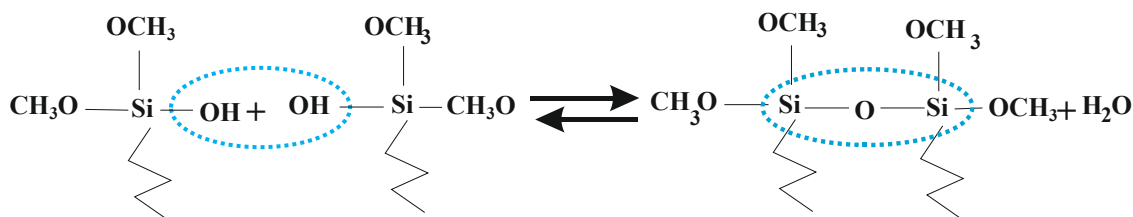


Figure II- 21: Réaction de déshydratation.

- Par dé-éthération (évacuation de l'éther correspondant)

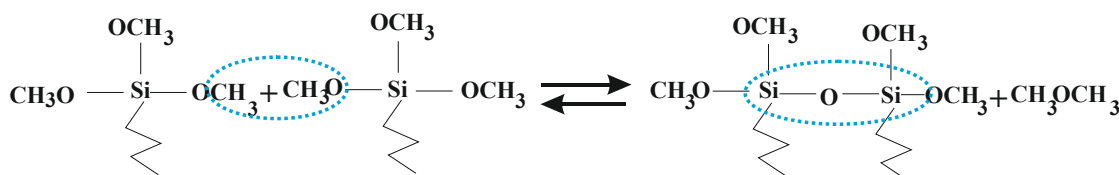


Figure II- 22: Réaction de dé-éthération.

Les deux premières de ces réactions sont prépondérantes dans la construction des ponts oxo  $-\text{Si}-\text{O}-\text{Si}-$ . Celle de dé-éthération est limitée du fait de l'encombrement stérique (fait intervenir deux alcoxydes non hydrolysés). Les mêmes réactions se produisent pour l'alcoxyde de Titane complexé et hydrolysé permettant la formation d'une chaîne  $-\text{Ti}-\text{O}-\text{Ti}-$ . La multiplication des réactions de polycondensation et de ponts oxo, entraîne la naissance d'amas polymériques dont la taille croît avec le temps. Lorsque l'un de ces amas atteint une taille infinie, la viscosité devient également infinie : c'est le point de transition sol-gel. Cette transition intervient lors du dépôt dans le cas des couches minces.

### Etape 5 : Insertion du photoinitiateur

Dans cette étape, on ajoute le *2,2-diméthoxy-1,2-diphényléthane-2-one*. C'est un photo-amorceur qui a pour rôle de déclencher la polymérisation de la matrice sous rayonnement ultra-violet : la conversion des doubles liaisons  $\text{C}=\text{C}$  en simple liaison  $-\text{C}-\text{C}-$ . Dès l'insertion de ce réactif dans notre sol, le récipient contenant le sol est protégé des radiations lumineuses.

Après la synthèse, nous filtrons le sol en utilisant un filtre de  $0,2 \mu\text{m}$  pour assurer une qualité optique de la solution.

### **II.2.2.1 Dopage du sol à l'aide des nanoparticules magnétiques**

Les nanoparticules magnétiques sont des particules constituées d'un matériau magnétique avec une taille nanométrique (3-30nm). Différents matériaux ont été synthétisés sous cette forme : ferrite de Manganèse ( $MnFe_2O_4$ ), Magnétite ( $Fe_3O_4$ ), Maghémite ( $\gamma Fe_2O_3$ ), ferrite de Cobalt ( $CoFe_2O_4$ ) [80].

Dans ce travail, nous utilisons principalement la ferrite de cobalt pour doper notre sol et conférer aux couches minces des propriétés magnéto-optiques. Après la phase de synthèse du sol hybride décrite dans le paragraphe précédent, le dopage par nanoparticules magnétiques se fait par l'intermédiaire d'un ferrofluide qui est introduit directement dans le sol après la phase de synthèse [62], [63], [13].

A l'aide d'une micropipette, nous commençons à ajouter goutte à goutte le ferrofluide, avec une agitation par vibration de deux minutes après chaque ajout, pour assurer sa bonne dispersion. Si notre sol est compatible avec le ferrofluide, nous constatons une bonne dispersion dès la première goutte dans notre sol. A la fin, nous procédons de nouveau à une agitation par vibration durant quelques minutes suivie d'un filtrage à 0.2  $\mu m$  pour respecter les conditions de réalisation des couches ayant une bonne qualité optique.

Les ferrofluides utilisés au cours de ce travail ont été mis au point par Sophie Neveu, au laboratoire de Physicochimie des Electrolytes, Colloïdes et Sciences Analytiques (PECSA). Ils sont constitués de nanoparticules de ferrite de cobalt dispersées dans l'eau.

Les nanoparticules de ferrite de cobalt sont issues de la coprécipitation d'hydroxyde de fer ( $Fe^{3+}$ ) et de cobalt ( $Co^{2+}$ ) en proportion stoechiométrique [81]. Après un chauffage à 100°C pendant deux heures, les nanoparticules obtenues sont transférées en milieu acide. Elles sont ensuite traitées par une solution de nitrate ferrique à ébullition afin de les protéger par une couche d'hydroxyde de fer amorphe qui permet d'obtenir des particules de ferrite de cobalt stables en milieu acide. Après différents lavages à l'acétone et à l'éther, les nanoparticules sont dispersées dans l'eau distillée pour obtenir le liquide magnétique.

### **II.2.2.2 Choix et nettoyage des substrats**

Comme nous l'avons cité dans le premier chapitre, notre objectif est de réaliser un dispositif magnéto-optique compatible avec la technologie d'optique intégrée sur verre. L'indice du substrat doit être plus faible que celui de la couche mince élaborée pour assurer la condition de guidage, dans le cas d'un guide planaire. Il doit être proche de celui du guide dans le cas d'une structure hybride (voir paragraphe **I.4.3**). Par contre, le coefficient de dilatation thermique du substrat ne joue pas un rôle important car la température de recuit des couches minces élaborées est relativement faible ( $<120^{\circ}\text{C}$ ).

Dans notre travail, nous avons utilisé trois types de substrat :

- Les lames de pyrex : ces substrats sont ceux que nous avons couramment utilisés pour les essais préliminaires vu leur faible coût ; l'indice de réfraction, est de 1,472 à une longueur d'onde 633 nm.
- Les lames de verres : avant de réaliser notre structure hybride, nous avons commencé à faire des essais de dépôt des couches minces sur les substrats de verre GO14 de Teem Photonics. Ces essais nous permettent de fixer les conditions optimales de réalisation des couches minces guidantes pour obtenir l'indice de réfraction recherché avec une faible biréfringence résiduelle.
- Les substrats de verre GO14 contenant des guides réalisés par échange d'ions, sur lesquelles nous avons déposé les couches minces magnéto-optiques pour réaliser la structure recherchée.

Le nettoyage de la surface des substrats avant de faire les dépôts est nécessaire pour obtenir des guides aux propriétés optiques optimales. Cette surface doit être aussi de bonne qualité afin d'éviter des défauts dans la structure guidante. Ces défauts peuvent être responsables des pertes d'énergie lumineuse lors du guidage du signal. Pour cela, les substrats sont lavés et rincés avec l'eau déminéralisée, puis nettoyés à l'aide d'éthanol et de papier optique afin de dégraisser la surface juste avant le dépôt.

## II.2.3 Dépôt en couches minces

### II.2.3.1 Principe de la méthode « Dip-coating »

La méthode du dip-coating permet de déposer un film mince à partir du sol sur des substrats divers. Le principe de cette technique est schématisé sur la **Figure II- 1**. Elle consiste à tremper un substrat dans un récipient contenant la solution à déposer, puis on tire verticalement, sans vibrations mécaniques, et très lentement cette lame vers le haut.

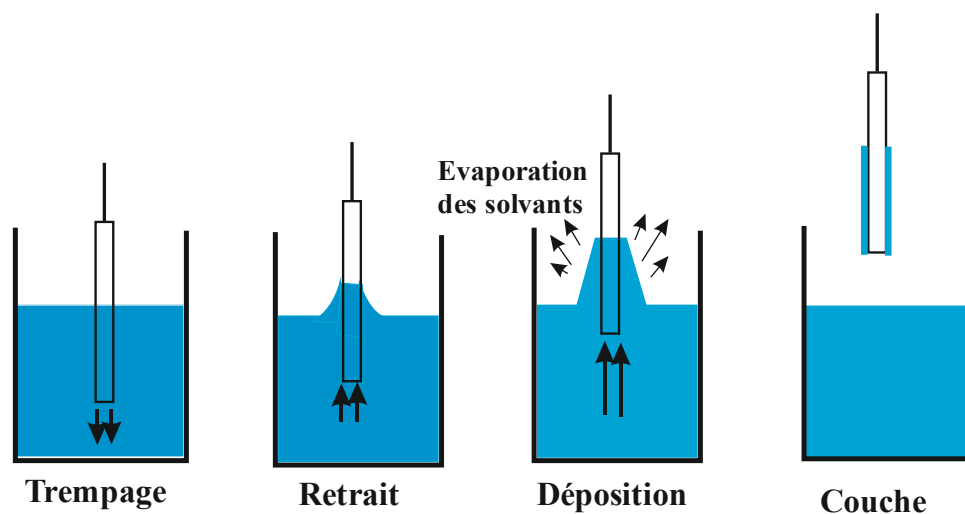


Figure II- 23 : Principe de la technique Dip-coating.

L'épaisseur  $h$  de la couche mince obtenue est liée à la vitesse de tirage  $U$  par la relation [82] :

$$h = c \frac{(\eta U)^{2/3}}{\gamma_{LV}^{1/6} \sqrt{\rho g}} \quad (\text{II. 8})$$

avec

- $c$  une constante égale à 0.8 pour un liquide considéré comme newtonien.
- $\eta$  la viscosité du sol en  $\text{Kg.m}^{-1}.\text{s}^{-1}$ .
- $U$  la vitesse de tirage en  $\text{m.s}^{-1}$ .
- $\rho$  la densité de la solution en  $\text{Kg.m}^{-3}$ .
- $g$  la constante de gravité en  $\text{N.Kg}^{-1}$ .

- $\gamma_{LV}$  la tension d'interface liquide-vapeur.

La relation (II.7) montre qu'il est possible d'ajuster l'épaisseur du film déposé en modifiant la vitesse de tirage du substrat, ou en diluant par la solution, pour diminuer la viscosité et ainsi abaisser la quantité de matière emportée par le liquide. Ces deux paramètres sont directement accessibles dans notre travail.

### **II.2.3.2 Traitement des couches minces**

#### **II.2.3.2.1 Traitement thermique**

Le traitement thermique des couches minces issues du dépôt a pour rôle d'éliminer par évaporation les solvants piégés dans le film. Pour le recuit de nos échantillons, nous utilisons une étuve qui nous permet un recuit à une température relativement basse variant de 20 à 120°C, pendant une durée de 0 à 2 heures. Cette basse température nous permet de finaliser nos couches et éviter de détruire les guides par échange d'ions réalisés préalablement sur le substrat de verre dans le cas de la structure hybride. En effet, l'utilisation de températures élevées entraîne une diffusion thermique isotrope des ions constituant les rubans, et abaissent drastiquement leur pouvoir de confinement de la lumière. En outre, la température influe aussi sur les paramètres optogéométrique et la biréfringence modale (voir paragraphe III.2).

#### **II.2.3.2.2 La densification par insolation UV**

Nous avons utilisé des précurseurs photopolymérisables pour préparer notre sol. Alors, l'insolation UV des couches minces permet la formation du réseau organique –C–C– qui apporte de la souplesse à l'ensemble de la matrice sol-gel  $SiO_2/ZrO_2$  (ou  $TiO_2$ ), ce qui a pour effet de diminuer les contraintes intrinsèques de la matrice. Les différents processus chimiques mis en jeu dans la réaction de photopolymérisation sont les suivants :

- **L'amorçage** : cette réaction correspond à la décomposition du photoinitiateur introduit en fin de synthèse selon le processus II-24. Le rayonnement UV déclenche le début de la polymérisation en provoquant la rupture de la liaison  $C=C$  en donnant lieu à deux

radicaux libre (1) et (2) [83]. Les deux radicaux peuvent initier les réactions en chaîne de polymérisation.

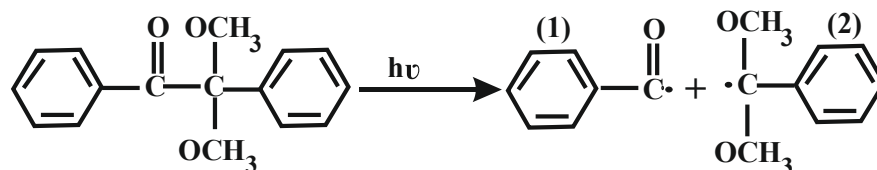


Figure II- 24: Réaction de photo-dissociation du photoamorceur IRGACURE 651.

➤ **La propagation :**

La propagation est l'étape principale de la polymérisation radicalaire pendant laquelle se forme la chaîne macromoléculaire par addition successive des monomères polymérisables (Figure II- 25). Enfin, tous les radicaux se combinent pour former une chaîne carbonée.

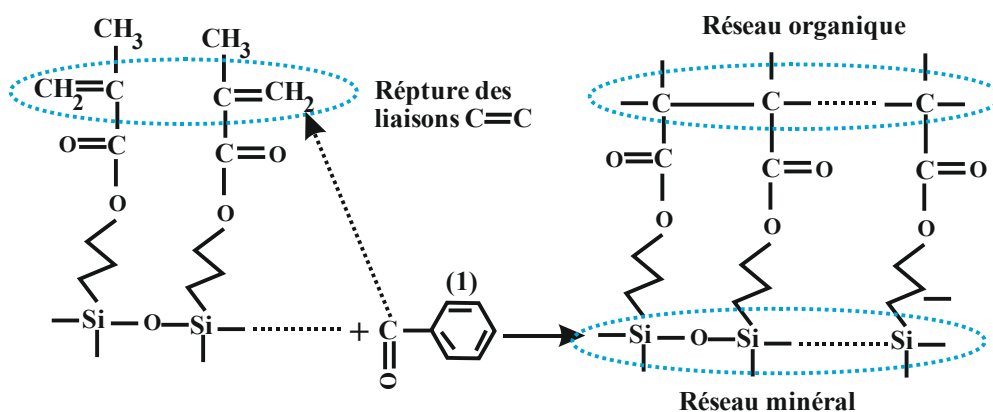


Figure II- 25: Propagation en chaîne à partir d'un radical provenant de la photo-dissociation du photoamorceur

Pour réaliser le traitement UV, nous utilisons une lampe de faible puissance ( $1 \text{ mW/cm}^{-1}$ ) permettant de travailler séparément à deux différentes longueurs d'onde pour bien finaliser la couche : la première longueur d'onde  $365 \text{ nm}$  permet aux rayons UV de pénétrer profondément dans la couche et la deuxième longueur d'onde  $254 \text{ nm}$  permet de finaliser la surface de la couche [12].

## **II.3 Techniques de caractérisations**

Pour étudier les propriétés optiques et magnéto-optiques d'un dispositif en optique intégrée, il est nécessaire d'être capable de le caractériser et déterminer ses propriétés, telle que la biréfringence en configuration guidée des couches minces et des structures hybrides, la rotation Faraday en espace libre, ainsi que le taux de conversion de mode TE-TM de la structure hybride. Pour cela, nous consacrons cette partie à détailler les différentes techniques de caractérisation dont dispose le laboratoire.

### **II.3.1 Spectroscopie des lignes noires «M-lines»**

La spectroscopie des lignes noires, souvent appelée en anglais « m-lines », permet d'accéder aux propriétés optogéométriques des couches minces déposées qui sont considérées comme des guides planaires. En effet, elle permet de déterminer les indices effectifs d'un mode guidé et de retrouver le profil d'indice à partir de la méthode WKB inverse [84]. Elle présente l'avantage d'être simple, efficace, précise, et non destructive.

#### **II.3.1.1 Principe**

La spectroscopie des lignes noires est basée sur le couplage par prisme. La base de ce prisme isocèle est mise en contact avec la surface du film de façon à laisser entre elles un gap d'air inférieur à la longueur d'onde. Le faisceau incident est focalisé sur la base du prisme avec un angle ( $\theta_m$ ) réglé de façon à ce qu'il subisse une réflexion totale sur la base du prisme. D'après la théorie de l'optique électromagnétique, cette réflexion est toujours accompagnée d'une onde évanescente qui pénètre dans le diélectrique le moins réfringent. Sous condition d'accord de phase, cette onde peut exciter un mode guidé et, ainsi, créer un transfert d'énergie de l'onde incidente vers le mode guidé [85]. Il apparaît alors une ligne noire traduisant l'absence de réflexion. La mesure de l'angle d'incidence correspondant à cette ligne noire permet de déterminer l'indice effectif  $N_m$  du mode  $m$  par la relation :



$$N_m = n_p \sin \left( A_p + \arcsin \left( \frac{\sin \theta_m}{n_p} \right) \right) \quad (\text{II. 9})$$

où  $A_p$  et  $n_p$  sont respectivement l'angle et l'indice du prisme.

Le dispositif expérimental utilisé est présenté sur la figure suivante :

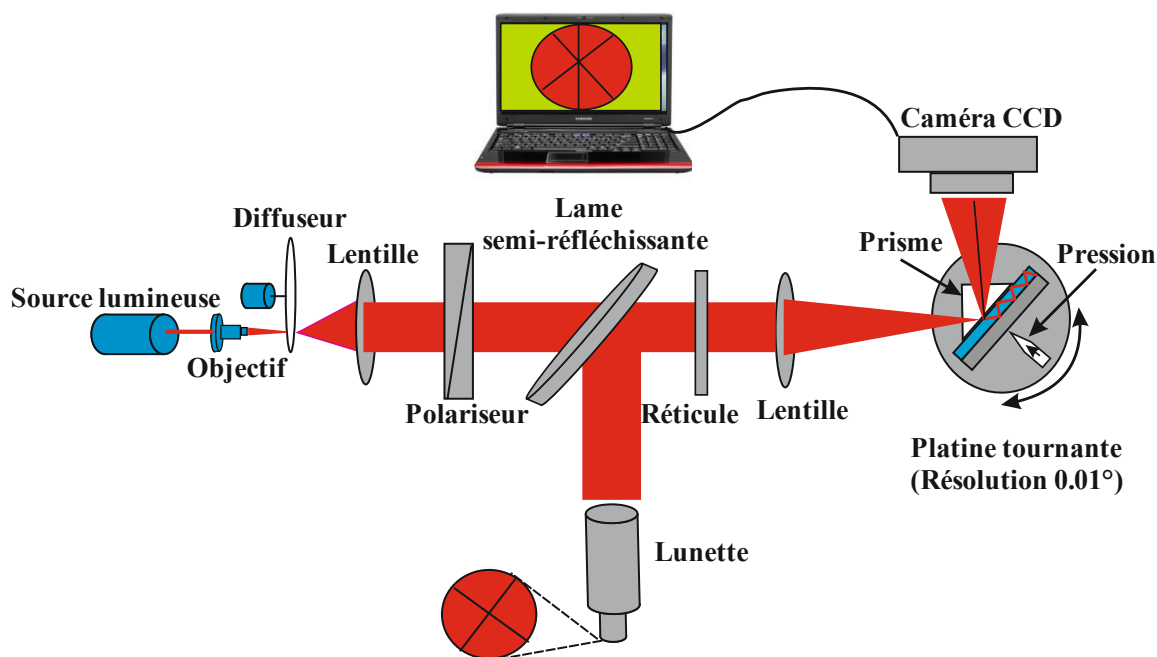


Figure II- 26 : Banc de mesure de spectroscopie de lignes noires. Un faisceau convergent de lumière éclaire le prisme. Il y a couplage ce qui apparaît comme une ligne noir sur l'écran.

Ce banc est conçu d'une manière permettant l'utilisation d'une lampe blanche, associée à un monochromateur dont la gamme spectrale s'étend de 470 à 900 nm, ou des diodes lasers qui émettent ponctuellement à 820, 980, 1320, 1550 nm. Pour obtenir une lumière convergente sur le prisme, nous utilisons un objectif de microscope pour focaliser le faisceau du laser sur un diffuseur qui agit comme un élargisseur de faisceau. Le diffuseur est constitué d'une feuille de papier calque montée sur un support tournant. Les grains de la feuille de calque en rotation, diffusent de manière aléatoire le faisceau, ce qui permet d'atténuer le speckle du laser et obtenir, sur l'écran de sortie, un cercle lumineux uniforme. Ensuite, au moyen de deux lentilles, le faisceau est collimaté et focalisé sur le prisme. Dans le faisceau parallèle, situé entre les deux lentilles, sont placés un réticule et un polariseur. Le premier permet de mesurer les angles correspondants aux lignes noires, le second de sélectionner le

type de mode : TE ou TM. La résolution angulaire pour la détermination des angles est de  $0.01^\circ$ , donnant une précision de  $10^{-4}$  sur l'indice effectif.

L'indice de réfraction du prisme doit être plus élevé que celui de l'échantillon pour qu'il y ait réflexion totale. Dans notre montage, présenté **Figure II- 26**, nous avons utilisé un prisme de *LaSF35* dont l'angle, mesuré par la méthode d'autocollimation, prend la valeur :  $A = 44,8 \pm 0.01^\circ$ . Ce matériau isotrope présente un indice :  $n_p = 2.014$  à la longueur d'onde  $\lambda = 633nm$ . Ce qui représente une valeur supérieure à l'indice moyen des couches que nous caractérisons (de l'ordre de 1.5 à 1.58 à  $\lambda = 633nm$ ).

### **II.3.1.2 Application à la mesure de l'indice et l'épaisseur**

La mesure des indices effectifs d'un guide planaire peut servir à la détermination de son indice  $n_g$  et épaisseur  $h$ . En effet, la constante de propagation d'un mode  $\beta_m = kN_m$  est liée à ces deux éléments par les équations des modes guidés détaillées au chapitre I (relation **I.14** et **I.15**). Ce sont des relations de la forme :

$$F(n_s, N_m, \lambda, h, n_g, m) = 0 \quad (\text{II. 10})$$

où les seules inconnues sont l'indice  $n_g$  et l'épaisseur  $h$  de la couche mince. Les autres paramètres sont connus ( $n_s, \lambda$ ) ou déterminés expérimentalement ( $m, N_m$ ). La détermination des paramètres  $n$  et  $h$  consiste donc à inverser les relations **II.9**. Cependant, cette inversion ne peut se faire analytiquement, vu la forme des équations **I.14** et **I.15**. Il est nécessaire de faire appel aux méthodes numériques.

Un programme numérique effectuant l'inversion, inspiré par le calcul détaillé par Ulrich et Torge [86], a été développé au laboratoire [63]. Ce programme traite séparément les deux équations modales pour mettre en évidence une éventuelle anisotropie. Deux cas se présentent:

- Le guide supporte deux modes. Le problème se résume à un système à deux équations et deux inconnues, dont la résolution fait appel à un processus itératif sur une suite convergente [86], [87].
- Le guide est multimode, ce qui conduit à un système surdéterminé. Le programme effectue, alors, un calcul d'optimisation : les valeurs de  $n_g$  et  $h$  calculées sont celles qui minimisent l'erreur quadratique notée  $\sigma(n_g, h)$  :

$$\sigma(n_g, h) = \sum_{m=\hat{a}}^M (N_{th}^m(n_g, h) - N_{exp}^m)^2 \quad (\text{II. 11})$$

L'étape de minimisation a été programmée en utilisant une méthode du gradient [86] ou de Levenberg-Marquardt, la seconde étant réputée pour son efficacité dans l'optimisation de sommes de carrés [88].

Cette méthode d'inversion permet d'obtenir une précision de quelques  $10^{-3}$  sur l'indice, et de l'ordre de 10 nm sur l'épaisseur [89], [90]. Cependant, il convient de préciser que la résolution est basée sur l'hypothèse d'un guide plan isotrope à saut d'indice. Ainsi, toute déviance du guide expérimental par rapport à ce modèle, risque d'entraîner des incohérences dans les résultats. Pour cela, une possibilité de reconstruction du profil par la méthode WKB inverse a été associée au programme [13].

### **II.3.1.3 Application à la mesure de la biréfringence modale de couches minces**

Comme nous avons vu dans le paragraphe **II.2.1.3.1**, le rendement de conversion TE-TM d'un guide magnéto-optique est limité par la valeur  $R_M$ , limitée elle-même par la biréfringence modale. Cette biréfringence de mode  $\Delta N = \Delta\beta/k$  a deux origines distinctes : la biréfringence de mode géométrique inhérente à la structure,  $\Delta N_{geo}$ , et la biréfringence intrinsèque  $\Delta n_i$  liée aux contraintes mécaniques dans la couche guidante,  $\Delta n_i$  :

$$\Delta N_m = \Delta N_{geo} + \Delta n_i$$

Nous avons montré dans le paragraphe précédent, comment mesurer les indices effectifs des modes propagatifs dans une couche mince, par une mesure des angles

synchrones. En sélectionnant le type de polarisation TE ou TM on peut alors déterminer directement les indices effectifs  $N_{TE_m}$  et  $N_{TM_m}$ , et en déduire la biréfringence modale de la structure par la relation :  $\Delta N_m = N_{TE_m} - N_{TM_m}$ . La précision de mesure de l'angle synchrone étant de  $0,01^\circ$ , cela donne une précision de  $\pm 10^{-4}$  sur les indices effectifs et la biréfringence modale.

Cette méthode de mesure est applicable aux couches minces. Pour la mesure de la biréfringence modale des guides fabriqués par échange d'ions, ainsi que celle des structures hybrides, nous utilisons la technique des perturbations locales que nous allons présenter dans le paragraphe suivant.

### **II.3.2 Caractérisation magnéto-optique**

Pour la caractérisation magnéto-optique des couches minces dopées et des dispositifs magnéto-optiques, nous utilisons la technique d'ellipsométrie en transmission. Pour cela un banc polarimétrique est disponible au laboratoire LT2C. Ce banc permet de déterminer l'amplitude de la rotation Faraday dans les couches minces, ainsi que le taux de conversion magnéto-optique dans notre structure hybride. Il permet aussi l'accès à la biréfringence modale des guides faits par échange d'ions. Il est basé sur la polarimétrie, qui consiste à déterminer l'état de polarisation de la lumière (généralement linéaire à l'origine) émergent d'un échantillon. En général, cet état de polarisation de la lumière est elliptique. Il est parfaitement défini par la connaissance de son inclinaison  $\gamma$  et de son ellipticité  $\varepsilon$  [91].

Nous commençons par une présentation du banc de mesure ellipsométrique utilisé pour faire la caractérisation magnéto-optiques de nos échantillons. Après, nous présentons l'application de ce banc à la mesure de l'ellipticité et la rotation Faraday. Nous terminons cette partie par une présentation de la technique des perturbations locales développée dans le cadre de cette thèse, pour mesurer la biréfringence modale des guides faits par échange d'ions et celle des structures hybrides.

#### **II.3.2.1 Banc expérimental**

Le banc de mesure est illustré sur *Figure II- 28*. Il est composé d'une source (Laser HeNe ou diode laser), d'un polariseur et d'un analyseur, de deux objectifs de microscope,

d'un modulateur photoélastique (PEM) associé à un contrôleur électronique qui permet d'adapter son fonctionnement à la longueur d'onde de travail et d'ajuster le retard de phase introduit entre les deux composantes de la lumière qui le traverse. Le banc utilise aussi, une carte d'acquisition reliée à un ordinateur pour exploiter les résultats.

Par ailleurs, nous utilisons une platine de translation pour déplacer à vitesse constante un aimant au-dessus des guides pour réaliser une perturbation locale et ainsi déterminer la biréfringence modale (voir paragraphe **II.3.2.3**).

Pour visualiser et mesurer les intensités à la sortie de notre échantillon, nous utilisons un séparateur placé après l'analyseur pour s'affranchir de ses propriétés polarisantes. Le premier faisceau est collecté à l'aide d'une photodiode germanium (Ge) en mode photovoltaïque et le deuxième est visualisé sur un écran grâce à une caméra IR.

Pour étudier l'évolution de la polarisation de la lumière dans notre montage, nous utilisons le formalisme de Jones [92]. D'après Jones, n'importe quel état de polarisation est défini par un vecteur de Jones  $\vec{E}$  à deux composantes représentant le vecteur champ électrique. Lorsque cet état de polarisation qu'on nomme  $E_{in}$  traverse un dispositif optique quelconque modifiant son état de polarisation, on peut calculer l'état de polarisation  $E_{out}$  émergent du dispositif par multiplication de  $E_{in}$  par une matrice  $T$  caractérisant ce dispositif. On peut écrire dans ce cas :

$$E_{out} = T.E_{in} \Rightarrow \begin{bmatrix} E_{outx} \\ E_{outy} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} T_{11} & T_{12} \\ T_{21} & T_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_{inx} \\ E_{iny} \end{bmatrix} \quad (\text{II. 12})$$

L'état de polarisation incidente est défini dans un repère  $Oxyz$ , avec une propagation selon l'axe  $Oz$ .

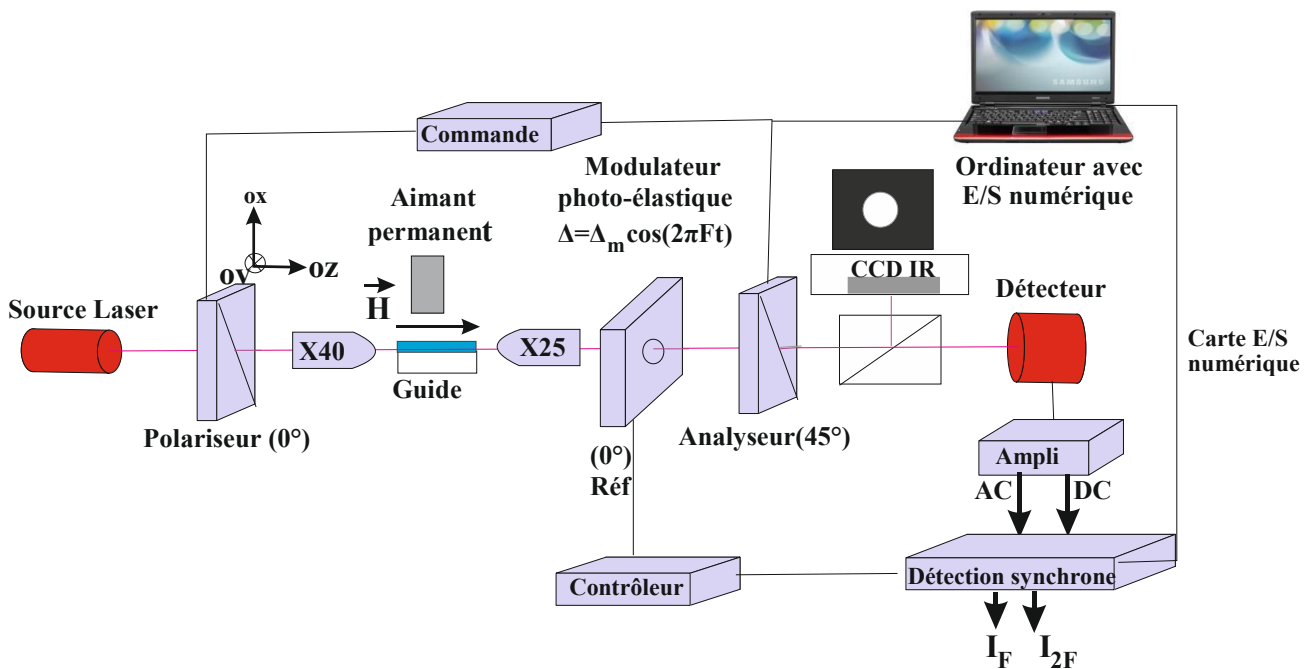


Figure II- 27: Dispositif expérimental utilisé pour la caractérisation magnéto-optique.

Dans notre montage, le laser émet une lumière cohérente non polarisée. Lorsque cette lumière traverse le polariseur, sa polarisation devient rectiligne (TE ou TM). Cette lumière polarisée rectiligne est modifiée, lorsqu'elle traverse un échantillon. Elle est alors caractérisée par deux angles, la rotation  $\gamma$  par rapport au polariseur et l'ellipticité  $\varepsilon$ . Le vecteur de Jones correspond à cet état de polarisation elliptique s'écrit dans le repère du labo par la relation :

$$E = R(\gamma) \cdot \begin{bmatrix} \cos(\varepsilon) \\ i \sin(\varepsilon) \end{bmatrix} \quad (\text{II. 13})$$

Le reste du montage sert alors, à mesurer ces deux angles, qui sont caractéristiques de l'échantillon sous test.

Le PEM est l'élément le plus important, il est constitué d'un barreau rectangulaire de silice soumis à une contrainte produite par un transducteur piézoélectrique oscillant à une fréquence  $F = 50$  kHz. La contrainte crée dans le barreau une anisotropie optique résonante, dont l'amplitude dépend de la tension appliquée. La lumière polarisée qui passe à travers ce

modulateur est affectée par un déphasage de la forme :  $\Delta(t) = \Delta_m \cos(2\pi Ft)$  entre les axes Ox

et Oy. La matrice de transfert du PEM s'écrit :  $M = \begin{bmatrix} e^{i\Delta(t)} & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix}$ . Donc pour retrouver la

valeur du vecteur du champ à la sortie du modulateur photoélastique, le champ incident est multiplié par la matrice M, avec une rotation d'un angle  $\gamma$  nécessaire pour remettre l'ellipse dans le plan du modulateur. Cette rotation est caractérisée par une matrice de transfert qui

s'écrit :  $R(-\gamma) = \begin{bmatrix} \cos(\gamma) & \sin(\gamma) \\ -\sin(\gamma) & \cos(\gamma) \end{bmatrix}$ . Donc, on peut décrire la valeur du champ à la sortie du

PEM par la relation suivante :  $E_i = M.R(-\gamma)E_i$ .

Le montage utilise aussi un analyseur avec un azimut  $\beta = 45^\circ$  caractérisé par une matrice de

transfert de Jones A, tel que :  $A = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{bmatrix}$ .

Nous pouvons maintenant déduire la valeur du vecteur champ électrique au niveau du détecteur :

$$E = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \cos \beta & \sin \beta \\ -\sin \beta & \cos \beta \end{bmatrix} \begin{bmatrix} e^{i\Delta(t)} & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \cos \gamma & \sin \gamma \\ -\sin \gamma & \cos \gamma \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \cos \varepsilon \\ i \sin \varepsilon \end{bmatrix} \quad (\text{II. 14})$$

Ce champ correspond à une intensité lumineuse reçue par le capteur  $I = E^* . E$ . Le signal détecté peut être développé en séries de Fourier. En utilisant les fonctions de Bessel du premier ordre pour un angle  $\Delta(t) = \Delta_m \cos(2\pi Ft)$ , on obtient l'équation de l'intensité lumineuse :

$$I = \frac{1}{2} [I_0 + I_F \cos(2\pi f_F t) + I_{2F} \cos(2\pi f_{2F} t) + \dots], \quad (\text{II. 15})$$

Avec

$$I_0 = 1 - \cos(2\varepsilon) \sin(2\gamma) J_0(\Delta_m), \quad (\text{II. 16})$$

$$I_F = \sin(2\varepsilon) J_1(\Delta_m), \quad (\text{II. 17})$$

$$I_{2F} = \cos(2\varepsilon) \sin(2\gamma) J_2(\Delta_m), \quad (\text{II. 18})$$

$I_F$  et  $I_{2F}$  sont respectivement la première et la deuxième harmonique,  $\Delta_m$  est l'amplitude de modulation créée par le PEM. Dans notre cas, elle est réglée à 2.4 rad pour annuler la fonction de Bessel  $J_0(\Delta_m)$  du signal  $I_0$  qui sera à son tour indépendant de la rotation  $\gamma$ .

Dans ce cas, le signal détecté pour de faibles valeurs de rotation et de l'ellipticité s'exprime par :

$$I_0 = 1 \quad (\text{II. 19})$$

$$I_F \propto \sin(2\varepsilon) \propto 2\varepsilon \quad (\text{II. 20})$$

$$I_{2F} \propto \cos(2\varepsilon)\sin(2\gamma) \propto 2\gamma \quad (\text{II. 21})$$

Ces 3 dernières équations nous montrent que notre montage est capable de mesurer les angles caractéristiques de n'importe quel état de polarisation elliptique, pour des valeurs faibles de la rotation et l'ellipticité.

### **II.3.2.2 Application à la mesure de l'ellipticité et la rotation Faraday**

Le banc de mesure présenté dans le paragraphe précédent permet à la fois de faire des mesures en espace libre et en configuration guidée. En configuration guidée, un champ magnétique longitudinal peut être appliqué localement ou sur toute la longueur du guide. En espace libre, l'échantillon est placé dans l'entrefer d'un électroaimant qui permet l'application d'un champ magnétique de l'ordre de un Tesla (1T). En configuration guidée,  $\gamma$  et  $\varepsilon$  représentent l'état de polarisation apparent à la sortie du guide. Dans le second cas les angles  $\gamma$  et  $\varepsilon$  représentent respectivement, la rotation  $\Theta_F$  et l'ellipticité Faraday

La détection synchrone référencée à la fréquence du modulateur photoélastique  $f_F = 50 \text{ KHz}$  permet l'acquisition des intensités  $I_F$  et  $I_{2F}$  :

- Si la fréquence de la détection synchrone est réglée à la fréquence  $F$ , le signal détecté est  $I_F$ , directement proportionnel à l'ellipticité  $\varepsilon$ .



- Si la fréquence de la détection synchrone est réglée à  $2F$ , le signal détecté est  $I_{2F}$ , directement proportionnel à l'azimut de polarisation par rapport aux axes du modulateur. En faisant varier le champ magnétique appliqué, on relève facilement la courbe  $\Theta_F$  en fonction du champ magnétique appliqué.

En espace libre, la mesure est faite perpendiculairement au plan d'une couche d'épaisseur  $h$ . Nous pouvons relever une courbe de rotation Faraday spécifique  $\theta_F$  (**Figure II- 28**).

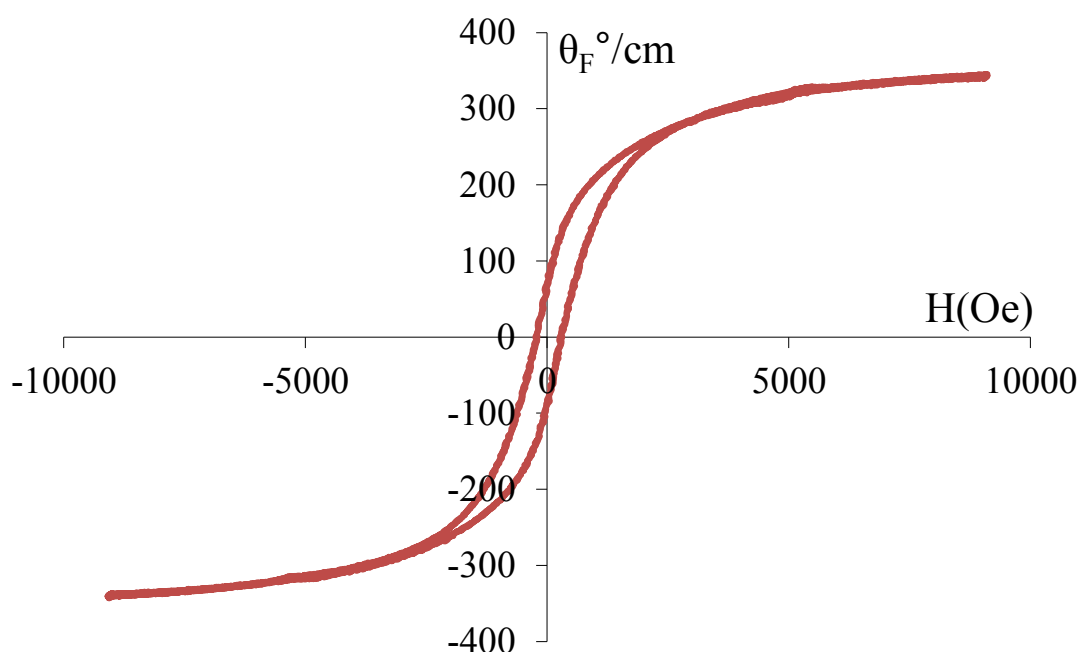


Figure II- 28: Rotation Faraday spécifique ( $^{\circ}/\text{cm}$ ) d'une couche magnéto-optique en fonction du champ appliqué. La mesure est faite perpendiculairement au plan de la couche d'épaisseur  $4,5\mu\text{m}$  en configuration espace libre, et la concentration volumique en nanoparticules ( $\sim 9\text{nm}$ ) dans la couche est de l'ordre de 2 % ( $\lambda = 820\text{nm}$ ).

### II.3.2.3 Détermination de la biréfringence modale : Méthode des perturbations locales

#### II.3.2.3.1 Principe de la mesure

Pour déterminer la biréfringence modale des guides fabriqués par échange d'ions et de structure hybride, nous avons développé un banc de mesure dans le cadre de cette thèse, basé

sur l'utilisation d'une technique de perturbations locales. Cette technique permet d'aboutir à la biréfringence modale par une analyse de déphasage entre les modes guidés TE et TM.

Lors d'une propagation des modes TE et TM et au bout d'une distance  $Z$ , le mode TM est déphasé d'une valeur  $\Phi = \Delta\beta Z$ , par rapport au TE. Cela est dû à la différence de leurs constantes de propagation et donc de leurs vitesses. On peut résumer cette évolution dans ces équations:

$$z = 0 \begin{cases} E_{TE} = \sqrt{2}E_0 \\ E_{TM} = \sqrt{2}E_0 \end{cases} \quad z = L \begin{cases} E_{TE} = \sqrt{2}E_0 \\ E_{TM} = \sqrt{2}E_0 e^{i\Delta\beta L} \end{cases} \quad (\text{II. 22})$$

Cela montre la possibilité de la détermination précise du déphasage  $\Delta\beta$ , si on arrive à accéder à l'évolution de ce déphasage en fonction de la distance de propagation. Pour cela, il faut faire interférer les deux ondes TE-TM et produire dans l'intensité un terme modulé de la forme suivante :  $I^b = I_0^b \cos(\Delta\beta Z)$ , ce qui apparaît comme un battement. La distance  $\Delta Z$  entre deux maxima d'intensité est appelée longueur de battement  $L_B$ :

$$L_B = \frac{2\pi}{\Delta\beta} = \frac{\lambda}{\Delta N} \quad \Delta N = \frac{\lambda}{L_B} \quad (\text{II. 23})$$

L'accès à cette longueur de battement a fait l'objet de plusieurs méthodes [93], [94]. Nous avons choisi la méthode de perturbations locales. Notre choix est justifié par la facilité de mise en œuvre et surtout sa précision, donnée dans la littérature à une valeur de l'ordre de  $5.10^{-6}$  [95].

Cette méthode consiste à injecter dans notre guide grâce à un objectif de microscope soit sur le mode TE (amplitude  $E_0$ ), soit sur le mode TM. Au bout d'une distance de propagation  $Z_p$ , une perturbation extérieure est créée, générant ainsi un couplage dans l'autre mode, voisin en terme de  $\Delta\beta$ , d'amplitude  $E_p \ll E_0$ . Les deux modes se propagent avec des constantes de propagations différentes. Donc, à la sortie du guide les deux modes se trouvent déphasés, l'un par rapport à l'autre par un déphasage  $\Phi = \Delta\beta.(L - Z_p)$ . Mesurer les battements, consiste à mesurer la distance  $L_B$  au bout de laquelle les modes se retrouvent en phase. On a alors  $L_B = 2.\pi/\Delta\beta$ .

En sortie du guide, on a donc une polarisation qui s'exprime par la matrice de Jones suivante:

$$\begin{bmatrix} E_0 \\ E_p \cdot e^{(j\Phi)} \end{bmatrix} \quad (\text{II. 24})$$

Donc, l'état de polarisation à la sortie du guide est elliptique, il dépend de  $\Phi$ , de  $E_0$  et  $E_p$  (Figure II- 29).

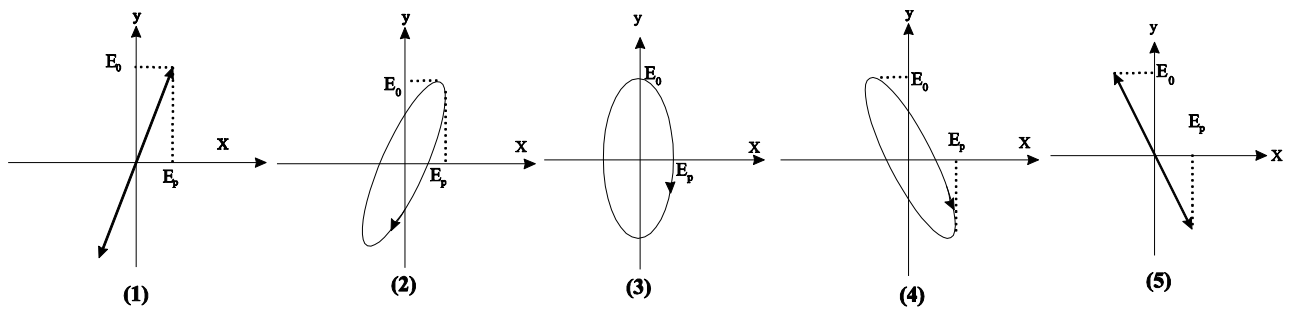


Figure II- 29: Etat de lumière au niveau de détecteur pour différent déphasage  $\Phi$  :

- 1)  $\Phi=0$  ( $\varepsilon=0, \gamma=\gamma_{max}$ ), 2)  $\Phi=\pi/4$  ( $\varepsilon \neq 0, \gamma \neq 0$ ), 3)  $\Phi=\pi/2$  ( $\varepsilon=\varepsilon_{max}, \gamma=0$ ), 4)  $\Phi=3\pi/4$  ( $\varepsilon \neq 0, \gamma \neq 0$ ) ( 5)  $\Phi=\pi$  ( $\varepsilon=0, \gamma=-\gamma_{max}$ )

Dans une telle configuration, on peut exprimer la rotation  $\gamma$  et l'ellipticité  $\varepsilon$  de l'état de polarisation en fonction de  $E_0, E_p$  et  $\Phi$  de la façon suivante [63] :

$$\tan 2\gamma = 2 \frac{E_0 E_p}{E_0^2 - E_p^2} \cos \Phi \quad (\text{II. 25})$$

$$\sin 2\varepsilon = 2 \frac{E_0 E_p}{E_0^2 + E_p^2} \sin \Phi \quad (\text{II. 26})$$

Pour des petites valeurs de  $\gamma$  et  $\varepsilon$  et  $E_p \ll E_0$ , :

$$2\gamma = \frac{2E_p}{E_0} \cos \Phi \Leftrightarrow \gamma = E_p \cos \Phi \quad (\text{II. 27})$$

$$2\varepsilon = \frac{2E_p}{E_0} \sin \Phi \Leftrightarrow \varepsilon = E_p \sin \Phi \quad (\text{II. 28})$$

$\gamma$  est proportionnel à  $I_{2F}$  et  $\varepsilon$  à  $I_F$ , ils sont de la forme suivante :

$$\gamma = E_p \cos(\Delta\beta(L - Z_p)) \quad (\text{II. 29})$$

$$\varepsilon = E_p \sin(\Delta\beta(L - Z_p)) \quad (\text{II. 30})$$

La **Figure II- 30** montre une représentation graphique de  $\gamma$  et  $\varepsilon$  pour une propagation dans un guide fabriqué par échange d'ions sur verre possédant une biréfringence modale de  $2.10^{-4}$  à la longueur d'onde  $1550nm$ .

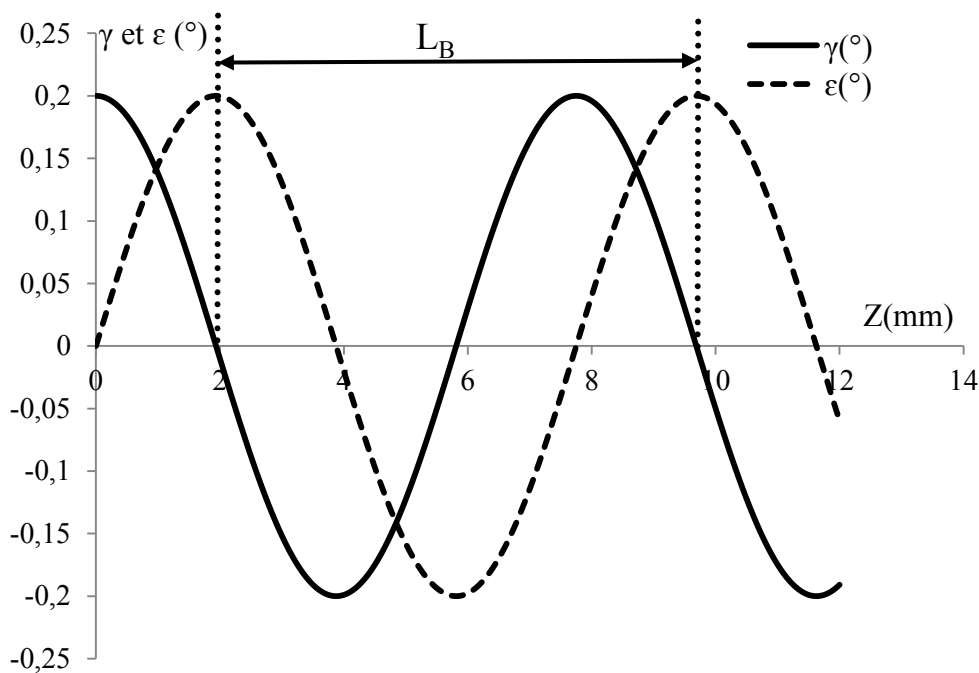


Figure II- 30 : Représentation graphique de  $\gamma$  et  $\varepsilon$  en fonction de la longueur de propagation  $Z$  (mm) dans le verre (rotation Faraday  $\theta_F=0.1^\circ/mm$ )

Cette figure montre que la rotation est la même lorsque la perturbation est en  $Z_p$  ou en  $Z_p+L_B$ , puisque  $\Delta\beta.L_B=2.\pi$ . On peut donc déterminer  $L_B$  en mesurant la périodicité de  $\gamma$  ou de  $\varepsilon$ , donc de  $I_{2F}$  ou  $I_F$  en fonction de  $Z_p$ .

Pour créer une perturbation, on utilise un aimant afin de créer une conversion de mode magnéto-optique dans le guide. Le principe est détaillé dans le paragraphe ci-dessous.

### II.3.2.3.2 Conversion de mode dans le verre

On définit  $L_a$  comme étant la longueur soumise à un champ magnétique. Dans notre cas la largeur de l'aimant. Comme nous avons vu dans le paragraphe **I.2.1.3.1** la valeur du rendement de conversion s'écrit dans ce cas par la relation suivante :

$$R(L_a) = \frac{I(L_a)}{I_{TM(0)}} = \frac{(\theta_F)^2}{(\theta_F)^2 + \left(\frac{\Delta\beta}{2}\right)^2} \cdot \sin^2 \left[ \sqrt{(\theta_F)^2 + \left(\frac{\Delta\beta}{2}\right)^2} \cdot L_a \right] \quad (\text{II. 31})$$

Avec  $\theta_F$  la rotation de Faraday spécifique (rad/mm) du verre, dans le cas d'un guide nu sans couche magnéto-optique et  $\Delta\beta = 2\pi \cdot \Delta N / \lambda$  la différence de constante de propagation entre le mode TE et le mode TM.

La rotation de Faraday peut s'extraire du rendement de conversion en utilisant la relation suivante :

$$\gamma(L_a) = \text{atan} \left( \sqrt{\frac{R(L_a)}{1-R(L_a)}} \right) \quad (\text{II. 32})$$

Pour les faibles valeurs de rendement, on a :

$$\gamma(L_a) = \sqrt{R(L_a)} \quad (\text{II. 33})$$

La **Figure II- 31** montre un exemple de conversion de mode dans le verre qui possède une rotation de Faraday en espace libre de l'ordre de  $\theta_F = 0.1^\circ/\text{mm}$ .

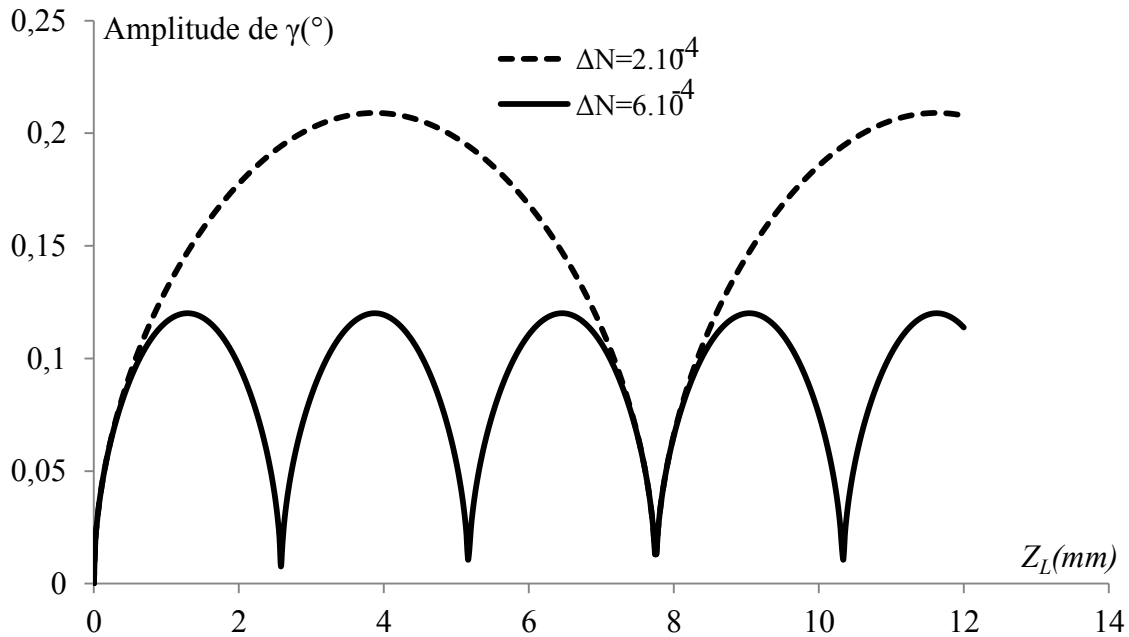


Figure II- 31 : Amplitude de conversion de mode dans le verre pour rotation Faraday spécifique de  $\theta_F=0.1^\circ/\text{mm}$  en fonction de la longueur de  $L_a$  et la biréfringence modale  $\Delta N$ .

La figure montre que l'amplitude de la conversion et donc de la perturbation créée, dépend fortement de la biréfringence de mode du matériau de guidage. Pour des mesures optimales, il faut donc adapter la longueur d'interaction magnéto-optique  $L_a$  (taille de l'aimant) à la biréfringence mesurée. Nous verrons dans le paragraphe **III.4** que l'amplitude de conversion est dans une structure hybride plusieurs dizaines fois supérieurs à celle d'un guide nu sans couche magnéto-optique, ce qui nous permet de nous appuyer sur cette technique de perturbation locale présentée dans cette section pour l'étude paramétrique que nous allons faire au troisième chapitre sur l'évolution du taux de conversion de mode dans la structure hybride, en fonction de ses paramètres opto-géométriques.

### II.3.2.3.3 Mise en œuvre de la mesure

La mesure s'effectue par l'utilisation du banc de mesure précédemment présenté dans la **Figure II- 27**. Grâce à une platine de translation, on déplace à vitesse constante un aimant au-dessus du guide (**Figure II- 32**). L'aimant est positionné quasiment au contact du guide. Dans ces conditions, le champ magnétique longitudinal a l'allure de la courbe ci-dessous

(Figure II- 33) représentée à l'aide de Vizimag, un logiciel de calcul magnétique en version d'évaluation.

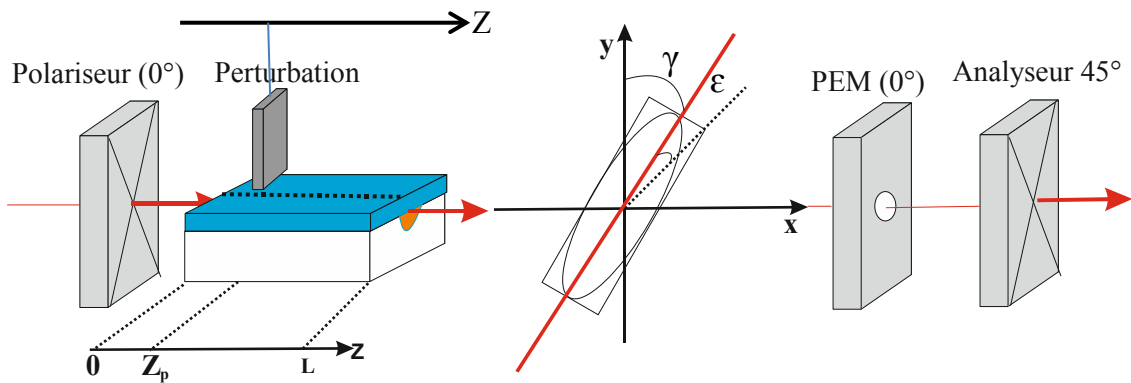


Figure II- 32: Principe de la méthode des perturbations locales pour déterminer la biréfringence modale.

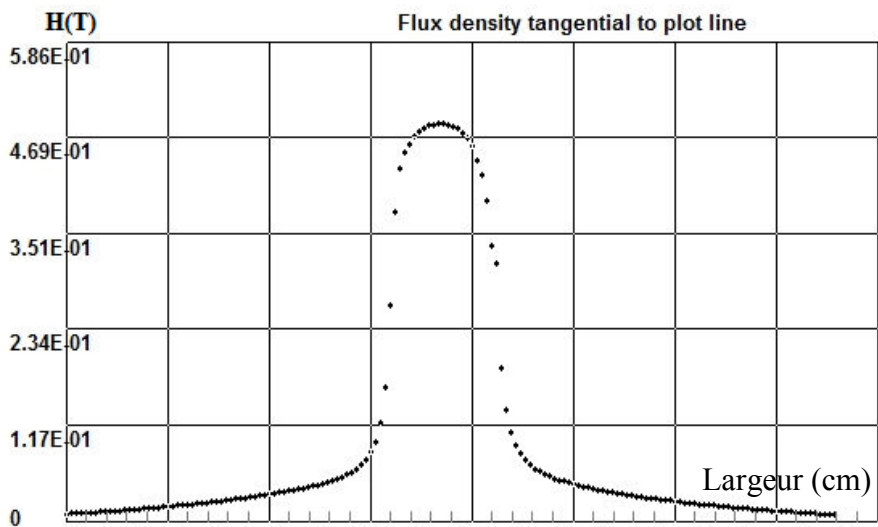


Figure II- 33 : Répartition du champ longitudinal pour un aimant d'1mm (largeur du courbe environ 1mm).

Pour l'acquisition des signaux  $I_{2F}$  et  $I_F$ , respectivement proportionnel à  $\gamma$  et  $\epsilon$ , nous utilisons une détection synchrone réglée à  $2F$ , ou  $F$ . Ainsi, en faisant varier la valeur de  $z_p$ , on obtient une représentation du battement entre les modes (Figure II- 34). Il suffit alors de mesurer la période de ce battement  $L_B$  pour déterminer  $\Delta N$ , en utilisant la relation II.21.

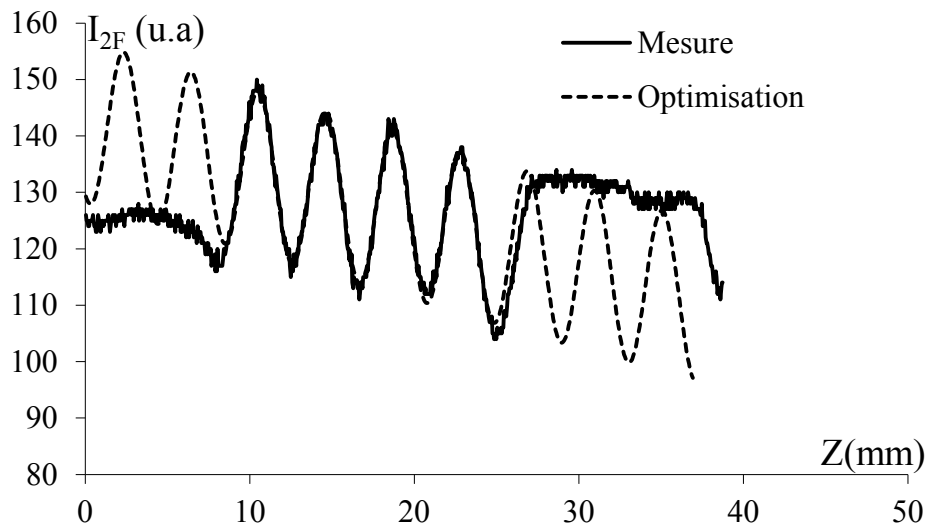


Figure II- 34: Exemple de relevé expérimental de  $I_{2F}$  sur un guide fait par échange d'ions avec une largeur  $w=2,5\mu\text{m}$ .

La courbe optimisation de la **Figure II- 34** est tracé grâce un programme d'optimisation, en ajustant la partie de la courbe de mesure où il y a des oscillations avec une fonction sinus composée de cinq paramètres suivants :

$$I_{2F} = \text{Offset} + \text{Amplitude} \cdot \sin\left(\text{phase} + \left(\frac{2\pi}{\text{Période}}\right) \cdot Z\right) + \text{derive} \cdot Z$$

- **Offset** : l'origine de cette offset est due à un défaut d'alignement des axes du guide avec les axes du polarimètre donnés par le modulateur photoélastique, cela signifie que  $I_{2F} \neq 0$  au début d'acquisition.
- **Amplitude** : Elle correspond au taux de conversion de mode TE-TM dans le guide.
- **Phase à l'origine**: elle représente la phase du signal au début de saisie. C'est un paramètre qui permet de superposer le signal mesuré avec le sinus d'optimisation.
- **Période ( $L_B$ )** : elle correspond à la distance entre deux minimum (ou maximum) successives. C'est le paramètre principal que nous cherchons dans ce type de mesures.
- **Derive** : c'est une dérive de  $I_{2F}$  observée dans le signal. Dans la pratique, ce changement peut être dû à un tangage provoqué par la platine lors de la translation Oz de l'aimant.



Les valeurs trouvées dans le cas de notre exemple sont reporté dans le **Tableau II-1**.

Offset (ua)	142.5317
Amplitude (ua)	14.3433
Période (mm)	4.0898
phase	-8.3253
Derive (ua/mm)	-0.8577

*Tableau II-1 : Résultat de l'optimisation ; on déduit ensuite  $\Delta N = \lambda / \text{période}$ .*

A partir de la mesure de la période  $L_B = 4,08$  mm, on déduit la biréfringence modale  $\Delta N = \lambda / L_B = 3,79 \cdot 10^{-4} \pm 10^{-5}$ .

## **II.4 Conclusion**

Dans ce chapitre, nous avons commencé par une présentation de la technologie d'échange ionique sur verre, une technique très intéressante pour la réalisation des circuits intégrés optique (CIOs). Après, nous avons cherché à comprendre et prévoir le comportement de la structure hybride, en fonction de plusieurs paramètres (indice de réfraction, épaisseur de la couche mince...etc). Cela, nous a permis de démontrer que pour réaliser des structures hybrides très efficaces, il faut bien maîtriser plusieurs paramètres de réalisations, principalement les paramètres opto-géométriques de la structure hybride qui influe directement sur le taux de confinement dans notre structure hybride, et donc sur le coefficient de coulage  $K$ . L'étude nous a montré aussi la nécessité de prendre en compte les pertes liées à la concentration de nos couches magnéto-optiques, et l'importance de réaliser des structures hybrides avec le minimum de biréfringence modale possible.

En deuxième partie nous avons présenté les différentes étapes de la réalisation des couches minces magnéto-optiques élaborées par la voie sol-gel organique-inorganique. Nous avons présenté les diverses réactions chimiques menant à la formation d'un sol hybride. Puis, nous avons présenté le principe de la méthode « dip-coating » utilisée pour le dépôt de nos couches minces et les différents traitements appliqués.

En troisième partie, nous avons présenté les techniques de caractérisation développées au laboratoire pour étudier les couches minces magnéto-optiques, les guides fabriqués par échange d'ions sur verre et les structures hybrides. Nous avons commencé par la présentation de la technique de la spectroscopie des lignes noires *M*-lines, utilisé pour déterminer l'indice, l'épaisseur et la biréfringence de mode des couches minces magnéto-optiques. Puis, nous avons présenté le banc de mesure magnéto-optique, utilisé pour l'étude de l'activité magnéto-optique dans nos dispositifs (la rotation Faraday et la conversion de modes TE-TM). Nous avons présenté aussi, la technique des perturbations locales utilisée pour déterminer la biréfringence modale dans les guides fabriqués par échange d'ions sur verre et celle des structures hybrides.

Ce chapitre nous a donc permis d'une part, de bien comprendre les paramètres influents sur le comportement de notre structure hybride et la nécessité de les maîtriser, et d'autre part, nous a donné les outils pour interpréter les résultats expérimentaux, au chapitre suivant, sur l'étude optique et magnéto-optique de la structure hybride.



---

---

## **Chapitre III :**

# **Etude optique et magnéto-optique de la structure hybride**

---

---



---

### III Etude optique et magnéto-optique de la structure hybride

---

Nous avons vu dans le chapitre précédent, la nécessité de bien comprendre le comportement de notre structure hybride, en identifiant les principaux paramètres qui influent sur les performances du dispositif tels que le taux de confinement, le taux de dopage des couches magnéto-optiques, les différentes dimensions de notre structure (largeur de ruban  $w$ , longueur du dispositif, l'épaisseur  $h$  de la couche déposée...etc.). Dans la deuxième partie, nous avons détaillé les différentes techniques de caractérisation nécessaires à l'étude des dispositifs magnéto-optiques.

Dans ce chapitre, nous présentons les principaux résultats obtenus, lors de l'étude de la faisabilité du convertisseur de mode TE - TM. Pour cela, nous commençons en premier lieu, par la présentation des résultats de l'étude approfondie de deux principaux constituants de notre dispositif : le guide par échange d'ions et la couche magnéto-optique. Ainsi, la première et la deuxième partie sont dédiées à l'étude pratique de ces deux constituants. Pour cela, nous étudions principalement leur biréfringence modale en fonction de plusieurs paramètres de fabrication.

La troisième partie du chapitre est consacrée à la mise en évidence du potentiel magnéto-optique de la structure hybride. Il s'agit de valider la faisabilité d'un convertisseur de mode en structure hybride. Pour cela nous nous intéressons tout d'abord à la propagation des modes hybrides dans le dispositif. Puis, nous présentons la capacité de la structure à réaliser une conversion de mode.

La quatrième partie est consacrée à une étude systématique de la conversion de mode dans la structure hybride. Il s'agit de déterminer les paramètres qui influent sur le taux de conversion et les éléments néfastes à ce taux où à sa mesure.

Dans la dernière partie du chapitre, nous finissons par un bilan des résultats obtenus suivi de propositions des perspectives pour faire suite à ce travail.

### III.1 Etude du comportement des guides faits par échange d'ions

La structure hybride est constituée d'une couche MO déposée par voie sol-gel sur un guide par échange d'ions sur verre **Figure III- 1**. La conversion de mode magnéto-optique dans une telle structure dépend du coefficient de couplage MO et de la biréfringence modale au travers de la relation  $R_M=K^2/(K^2+(\Delta N/2)^2)$ .

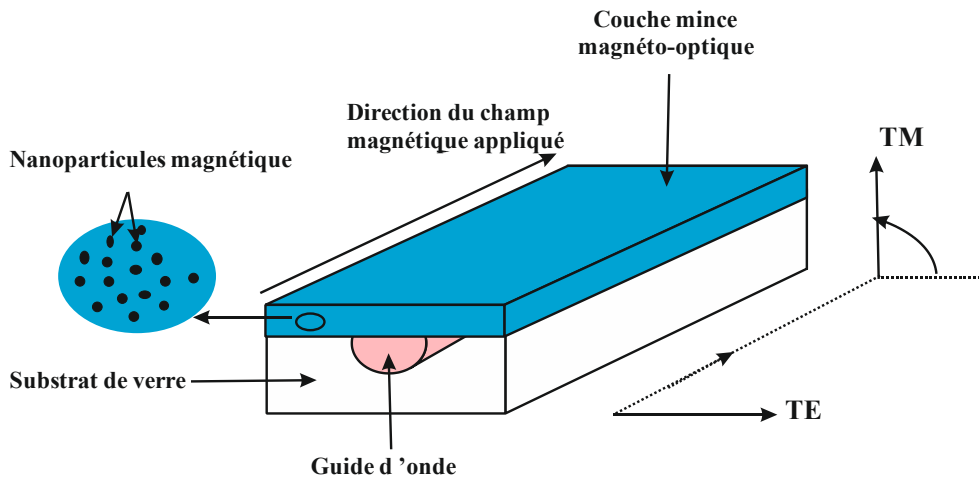


Figure III- 1 : La structure hybride à réaliser et étudier.

Les deux parties, guide par échange d'ions et couche *MO*, jouent un rôle sur ces différentes propriétés. Il paraît donc important de les étudier tout d'abord séparément. Ainsi, les trois paragraphes suivants sont consacrés à l'étude de la biréfringence modale dans les guides par échange d'ions en fonction du type d'enterrage des guides et de leur fenêtre de diffusion.

#### III.1.1 Origine de la biréfringence

La biréfringence modale dans les structures guidantes trouve son origine dans deux contributions essentielles [96], [97]:

$$\Delta N = \Delta N_{\text{géo}} + \Delta n_i$$

La première contribution est liée à la géométrie du guide ( $\Delta N_{\text{géo}}$ ). Cette géométrie du guide donne naissance à une biréfringence de mode qui dépend des dimensions du guide (la largeur de la diffusion  $w$ , la courbure du guide...etc.), et de la distribution d'indice associée. Cette biréfringence est liée à la répartition spatiale du mode dans la structure. Nous allons voir dans le paragraphe **III.1.3** que les guides possédant une répartition la plus elliptique sont souvent les guides les plus biréfringents.

La deuxième est l'anisotropie intrinsèque au matériau constituant le guide ( $\Delta n_i$ ). Comme nous l'avons vu dans le paragraphe **II.1.1.1**, l'échange d'ions sur verre se fait par l'utilisation de deux ions possédant des rayons (tailles) différents ( $\text{Ag}^+/\text{Na}^+$ ). Cela crée donc une contrainte résiduelle dans le verre. Cette contrainte est la cause d'une anisotropie intrinsèque.

En utilisant la technique des perturbations locales présentée au paragraphe **II.3.2.3** pour la mesure de la biréfringence modale  $\Delta N$ , nous avons étudié différents types de guide. Nous présentons les résultats obtenus dans les 2 paragraphes suivants.

### III.1.2 Guides de surface

Les guides surface utilisés dans cette étude sont des guides d'une largeur de 2 cm fabriqués par la méthode expliquée le paragraphe **II.1.1.2**, grâce à un masque qui possède des ouvertures variable ( $w$  variable et enterrage thermique 330°C/30s Sodium). La **Figure III- 2** montre la biréfringence modale de ces guides en fonction de la largeur de diffusion  $w$ .

Sur cette plaque, nous n'avons pas pu faire des mesures au-delà d'un guide d'une largeur de 3  $\mu\text{m}$ , à cause des difficultés de couplage-découplage de la lumière dans les guides larges qui diffusent trop la lumière.



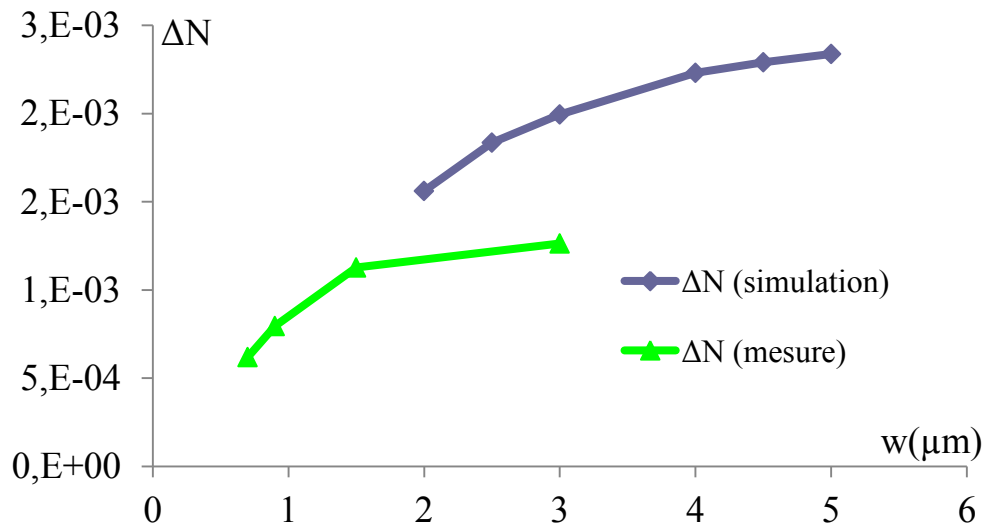


Figure III- 2: Résultats de mesures et simulation de la biréfringence modale des guides d'ondes surface en fonction de la largeur de diffusion  $w$ .

La figure montre que la biréfringence augmente avec l'augmentation de la largeur des guides. Cela est dû à la modification de la répartition spatiale des modes en fonction de la largeur  $w$ . Dans les guides larges cette répartition est plus large et plus elliptique (voir paragraphe III.1.3), ce qui augmente la biréfringence géométrique (la biréfringence de forme).

La figure montre aussi que les résultats de la simulation sont au-dessous des résultats de la mesure, cela est due à deux causes principales : la première concerne les calculs de la simulation qui ne prennent en compte que la biréfringence de forme. Alors que dans la réalité, la biréfringence totale est la somme de deux contributions : biréfringence de forme et biréfringence intrinsèque. Cette dernière peut compenser la première et ainsi fournir une biréfringence plus faible. La deuxième cause, est le fait que les guides que nous avons mesuré ont subi un enterrage thermique  $330^\circ\text{C}/30\text{s}$  sodium qui induit une rediffusion thermique (voir paragraphe II.1.1.4) et un adoucissement du profil de mode. Cela peut induire une diminution de la biréfringence modale.

Comme indiqué dans le chapitre précédent, nous avons également réalisé des guides à enterrage sélectif par la méthode expliquée dans la Figure II- 5. Cette méthode réalise un enterrage sélectif des guides en entrée et sortie de la structure, ce qui facilite le couplage-découplage de la lumière, grâce à l'amélioration du profil de mode.

Cette méthode permet aussi de bien contrôler la longueur de la zone d'interaction (la partie centrale non enterrée) avec la couche magnéto-optique dans le cas de la structure hybride.

### III.1.3 Les guides partiellement enterrés

Pour étudier la biréfringence des guides partiellement enterrés, nous avons réalisé sur un substrat de verre GO14, plusieurs guides par la méthode décrite dans le paragraphe II.1.1.2. Les guides partiellement enterrés sont groupés par série de 19 guides : des séries de 10 guides de largeur fixe  $w$  allant de  $0,5\mu\text{m}$  à  $10\mu\text{m}$ , et des séries de 10 guide de largeur variable entre  $0,5\mu\text{m}$  et  $10\mu\text{m}$ . Ces séries de guides sont séparées entre elles par une jonction 1 vers 2, une jonction 1 vers 4, et un guide séparateur  $20\mu\text{m}$ . Cela permet de se repérer dans le substrat pour chaque passage d'une série à une autre (*Figure III- 3*).

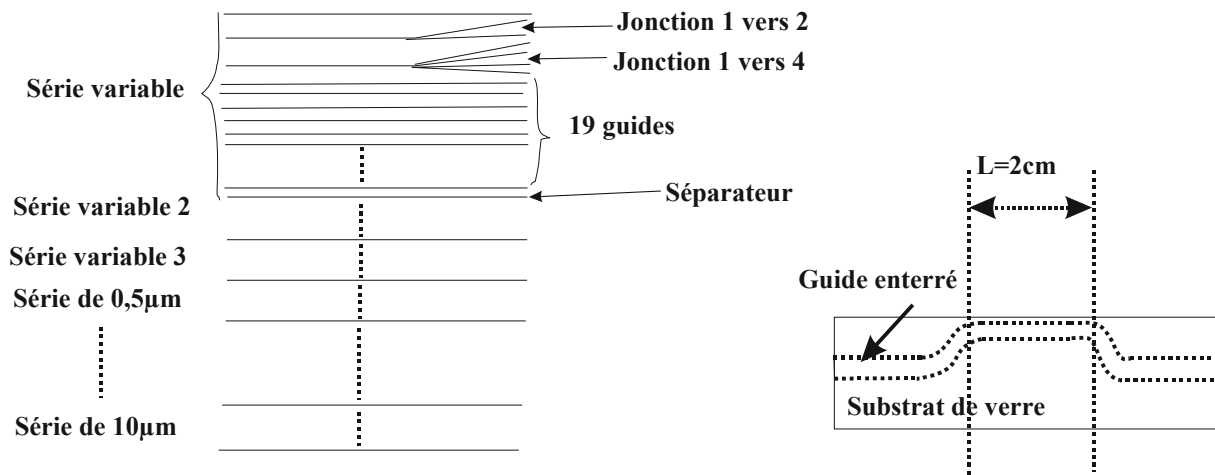


Figure III- 3: Schéma des séries de guides créés sur un substrat de verre (à gauche), et forme de guides créés par enterrage sélectif (à droite), avec une longueur d'interaction de 2cm.

Comme le montre la *Figure III- 3*, les guides partiellement enterrés possèdent une zone interaction de l'ordre de 2 cm. Dans cette partie de guide, le profil de mode est différent de celui des zones enterrées en entrée et sortie. Cela doit induire une différence de biréfringence modale. Pour comprendre comment varie la biréfringence modale tout au long de ces guides enterrés, nous l'avons mesurée par la technique de perturbations locales. Un premier exemple de mesure est donné dans le paragraphe suivant.

### III.1.3.1 Exemple de mesure de battements sur un guide partiellement enterré

Utilisant la méthode de perturbations locales présentées dans le paragraphe II.3.2.3., nous avons tracé  $\varepsilon(Z)$  et  $\gamma(Z)$ . La **Figure III- 4** donne ces deux mesures réalisées sur un guide partiellement enterré d'une largeur de  $0,8\mu\text{m}$ .

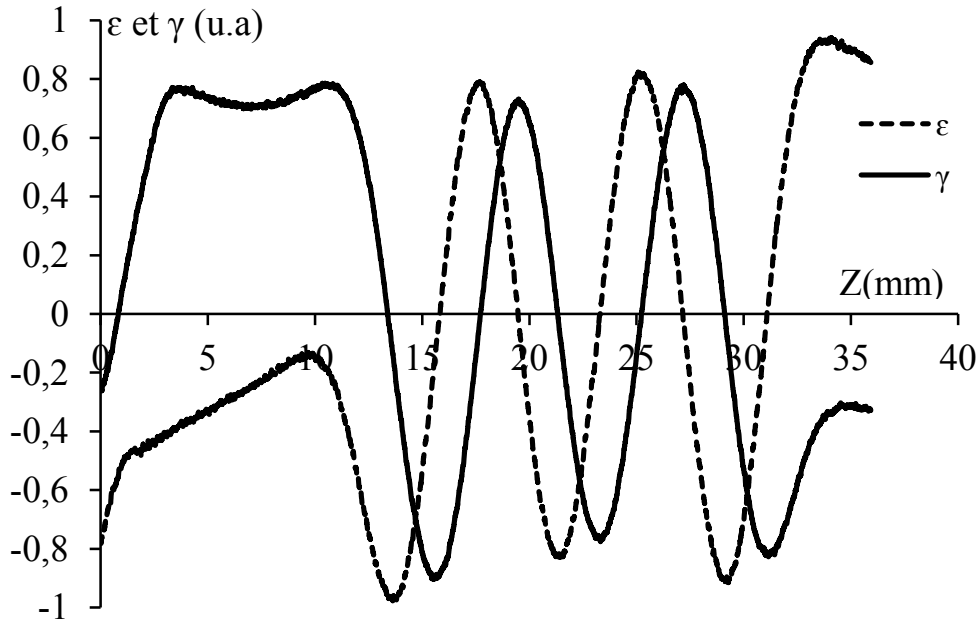


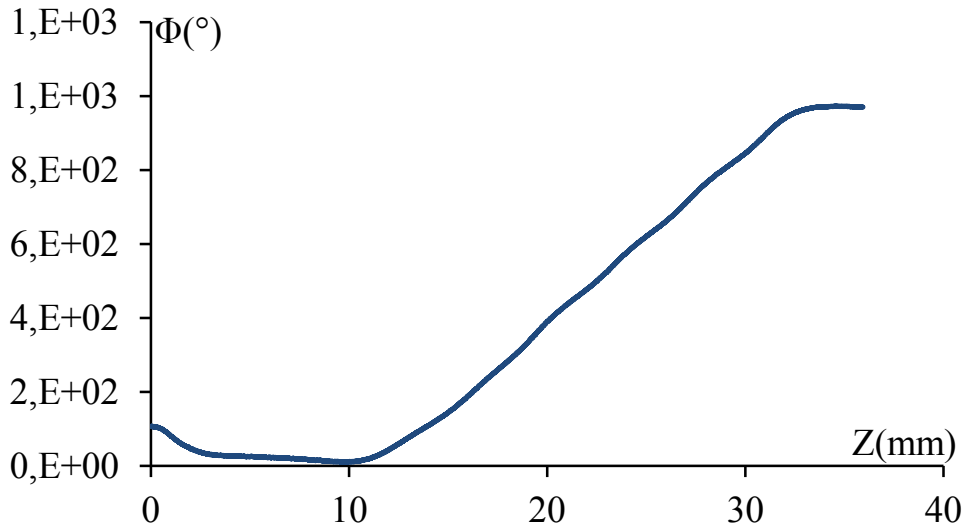
Figure III- 4: Relevé expérimental de  $\gamma$  et  $\varepsilon$  sur un guide fait par échange d'ions avec d'une largeur  $w=0,8\mu\text{m}$ .

Cette courbe montre que les battements sont plus visibles dans la partie centrale du guide entre  $z = 10\text{mm}$  et  $z = 30\text{ mm}$  (zone d'interaction de  $2\text{cm}$ ). Dans les deux parties enterrées, un début de battement est visible mais ils n'apparaissent pas complètement car  $L_B$  est très grande par rapport à la faible distance de propagation dans ces deux zones. Cela indique donc que la biréfringence est plus faible dans les zones enterrées.

En s'appuyant sur la mesure de  $\varepsilon(Z)$  et  $\gamma(Z)$ , nous pouvons calculer la biréfringence modale à n'importe quel endroit du guide. Cette méthode dite de « déballage de phase » consiste à tracer le déphasage  $\Phi$  accumulé entre le mode TE et le mode TM en fonction de  $z$ . En effet, en divisant la relation II.29 par la relation II.28,  $\Phi$  peut être écrit par la relation suivante :

$$\begin{aligned}\Phi(Z) &= ATAN\left(\frac{\varepsilon(Z)}{\gamma(Z)}\right) \\ &= ATAN\left(\frac{I_F(Z)}{I_{2F}(Z)}\right)\end{aligned}\tag{III- 1}$$

En se basant sur cette équation et les données de la **Figure III- 4**, nous pouvons tracer la variation de  $\Phi(z)$  en fonction de  $z$  du même guide. Cette variation est représentée sur la **Figure III- 5**.



*Figure III- 5 : Variation de la différence de phase accumulée entre les deux modes TE et TM dans un guide fabriqué par échange d'ions sur verre ( $w=0,8\mu m$ ) en fonction de la longueur de propagation  $Z$ .*

La **Figure III- 5** donnant l'évolution du déphasage  $\Phi$  en fonction de la distance de propagation, la biréfringence de mode est donnée en tout point par la pente de cette courbe. Donc, cette méthode peut nous permettre de vérifier l'homogénéité et la qualité de nos guides tout au long de la propagation.

Sur La **Figure III- 5**, on remarque une zone centrale de pente importante quasi constante qui correspond à la zone d'interaction. La biréfringence associée vaut  $\Delta N = 2.10^{-4}$ . Les parties extrêmes donnent une pente bien plus faible avec une biréfringence de l'ordre de  $1.10^{-5}$ . Cette courbe illustre donc que l'enterrage des guides diminue fortement leur biréfringence. Cela est dû à la modification du profil de mode qui devient à symétrie circulaire quand le guide est enterré.

Afin d'étudier comment varie la biréfringence modale dans la zone d'interaction des guides partiellement enterrés en fonction de la largeur de diffusion, nous avons fait les mesures sur toutes les séries de guides existant sur le substrat présenté dans la **Figure III- 3**. Les résultats obtenus sont présentés dans le paragraphe suivant.

### III.1.3.2 Biréfringence modale des guides en fonction de la largeur de diffusion

En utilisant la technique des perturbations locales, nous avons mesuré la biréfringence de plusieurs guides possédant des largeurs  $w$  allant de 0,7 à 8 $\mu\text{m}$ . Les résultats obtenus sont présentés sur la **Figure III- 6**.

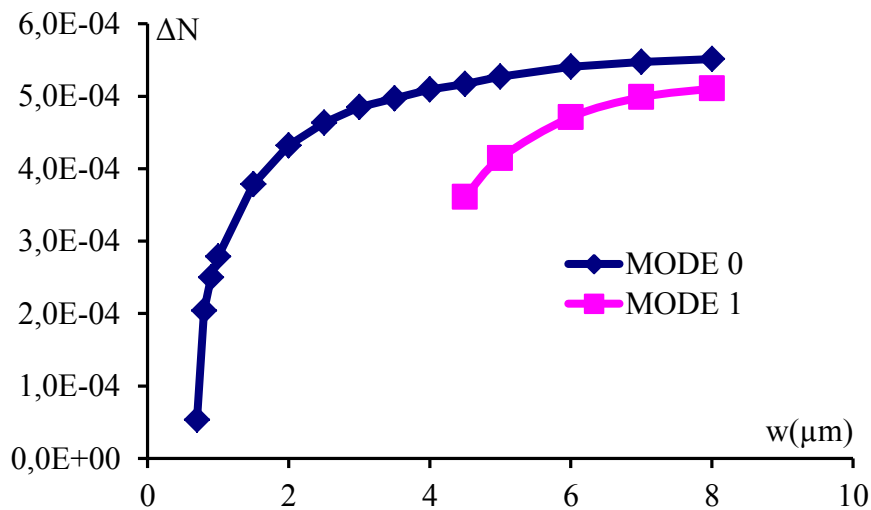


Figure III- 6 : Biréfringence modale mesurée sur des guides d'ondes nus (sans couche MO) partiellement enterrés en fonction de leur largeur de diffusion  $w$ .

Cette figure montre que la biréfringence des guides partiellement enterrés par la méthode d'enterrage sélectif suit la même tendance que les guides surface : elle augmente avec l'augmentation de la taille de guides ( $w$ ). Comme nous l'avons cité dans le paragraphe précédent, cela est dû à l'augmentation de la biréfringence de forme provoquée par l'augmentation de l'ellipticité du profil de mode dans les guides. La **Figure III- 7**, montre les profils de mode obtenus en simulation pour deux largeurs différentes. On constate que pour  $w=10\ \mu\text{m}$  le profil est plus elliptique que pour  $w=4\ \mu\text{m}$ .

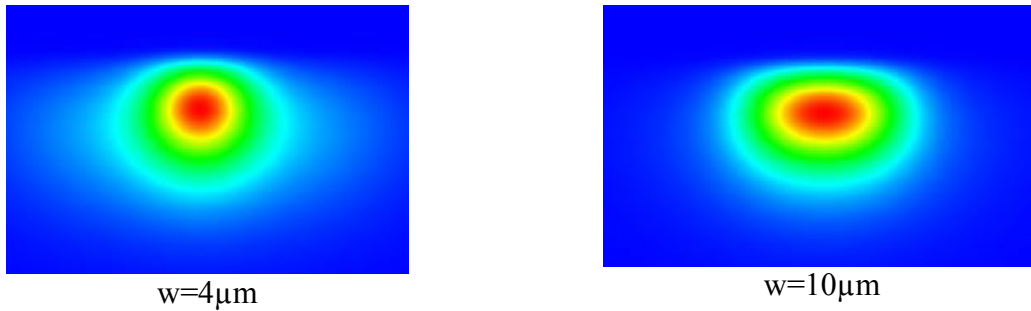


Figure III- 7: Profil de mode dans deux guides fabriqués par échange d'ions sur verre possédant des largeurs  $w$  différentes.

La **Figure III- 6** montre aussi que la biréfringence des guides partiellement enterrés est inférieure à celle des guides surfaces de la section précédente. Cela est expliqué par le fait que pendant l'enterrage, la partie centrale des guides qui se trouve sous le masque subit tout de même un petit champ d'enterrage. Cela réduit donc la biréfringence modale. Il faut noter que ce type d'enterrage permet aussi de diminuer les pertes de propagation dans les guides [68] et dans la structure hybride d'une manière générale.

Nous avons également tracé la biréfringence du mode d'ordre supérieur qui apparaît à partir d'un guide de fenêtre  $4,5\mu\text{m}$ . La méthode utilisée pour exciter les modes supérieurs dans un guide est expliquée dans le paragraphe suivant.

### III.1.3.3 Biréfringence modale de modes supérieurs dans un guide multimode

Les modes d'ordre supérieur dans un guide d'onde multimode, sont des modes qui transportent une énergie et se propagent avec une vitesse différente de celle du mode fondamental. L'excitation sélective de ces modes se fait par la modification du positionnement du guide à l'injection, ce qui modifie la répartition d'énergie injectée, et par conséquent le recouvrement spatial avec les profils des modes. On peut donc injecter de l'énergie quasiment exclusivement dans un mode, dans l'autre ou dans les deux. La mesure de biréfringence de mode dépend donc de l'injection. Un exemple d'une telle mesure est illustré dans la **Figure III- 8** pour un guide d'une largeur  $w=5\mu\text{m}$ . Lorsque l'on injecte dans un seul mode (fondamental ou supérieur d'ordre 1), le battement mesuré donne la biréfringence TE/TM du mode considéré : ici  $5.10^{-4}$  pour le fondamental et  $4,1.10^{-4}$  pour le supérieur.

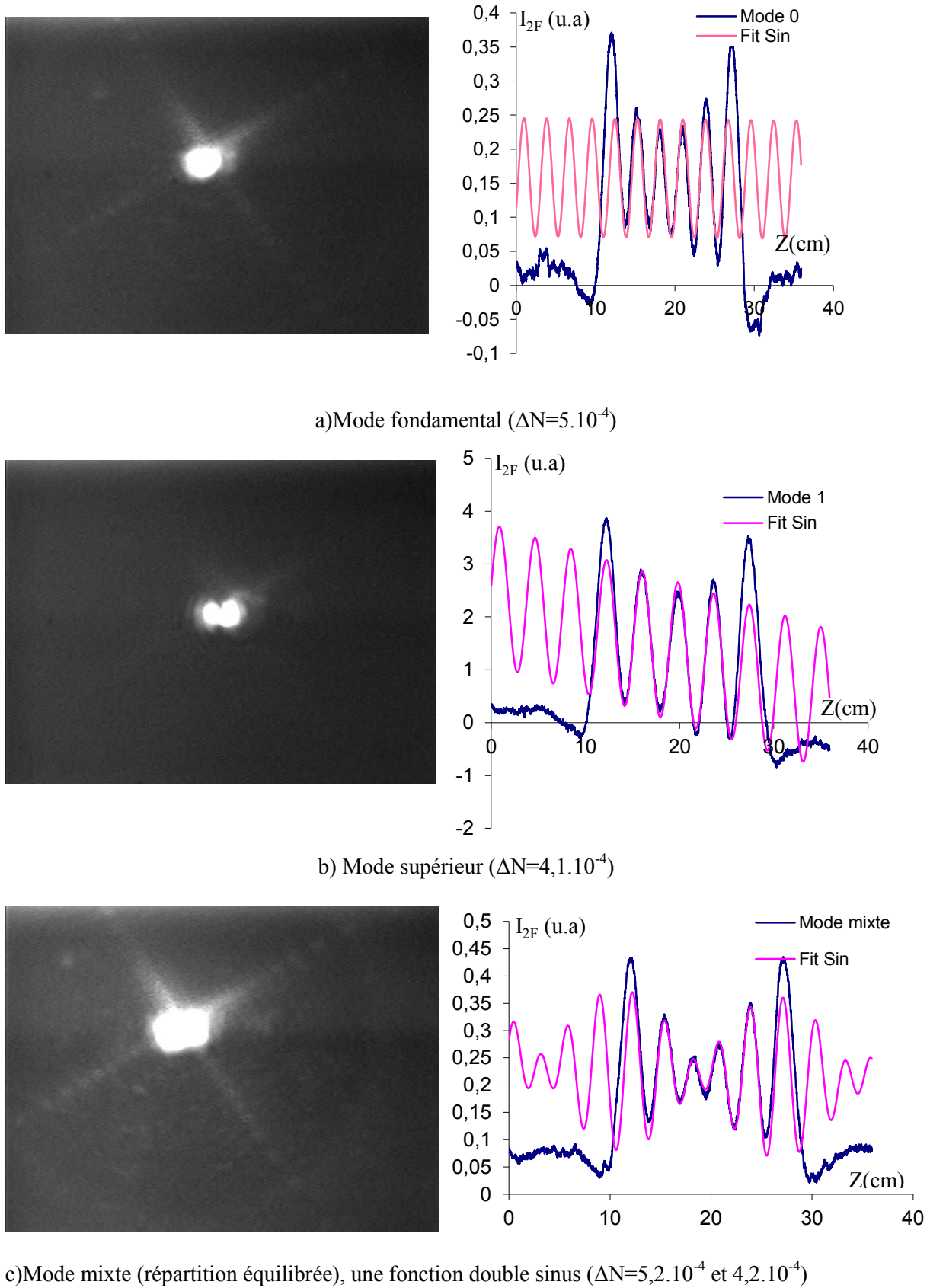


Figure III- 8 : Mesure de la biréfringence modale par la technique des perturbations locales d'un guide multimode en fonction de l'excitation des modes.

Dans le cas où l'on injecte de l'énergie sur les deux modes, le signal est constitué de la superposition des battements sinusoïdaux des 2 modes, ce qui produit un signal sinusoïdal modulé en amplitude dont la périodicité de l'enveloppe dépend de la demi-différence des périodes propres, et dont la porteuse dépend de la moyenne. L'ajustement du signal obtenu à une double fonction sinusoïdale fournit comme valeurs de biréfringence  $5,2 \cdot 10^{-4}$  et  $4,2 \cdot 10^{-4}$  pour les deux modes, ce qui est tout à fait cohérent avec les précédentes déterminations.

Cette étude nous permet d'avoir une connaissance de la biréfringence des guides servant de base à la réalisation des structures hybrides, ce qui facilitera l'analyse des valeurs de biréfringence obtenues pour ces structures.

## III.2 Etude de la couche magnéto-optique

De la même façon que les guides nus, il est important d'étudier les propriétés des couches MO seules. C'est l'objet de la partie suivante.

Comme indiqué paragraphe *II.1.2.3.1*, l'indice de réfraction de la couche déposée sur le guide fait par échange d'ions, joue un rôle important dans le contrôle du taux de confinement magnéto-optique  $\eta_{MO}$ . Donc, il est indispensable que l'indice de la couche MO soit facilement modulable entre 1.51 et 1.58 à la longueur d'onde 1550 nm. Nous avons également vu la nécessité d'avoir une biréfringence très faible pour obtenir un accord de phase entre le mode TE et le mode TM dans la structure hybride. Donc, il est très important que la biréfringence modale de la couche MO soit la plus faible possible pour réduire la biréfringence totale de la structure hybride, et ainsi maximiser le taux de conversion de mode.

Pour faire une étude approfondie des couches minces MO déposées par la méthode dip-coating sur des substrats de verre GO14, nous avons réalisé plusieurs séries d'échantillons, en faisant varier plusieurs paramètres du sol, et les durées et les types de traitements UV et thermique appliqués sur couches MO.

### III.2.1 Modulation de l'indice de réfraction

#### III.2.1.1 Le choix des précurseurs métalliques : type et concentration

Dans cette partie, nous commençons par une étude de la variation de l'indice de réfraction en fonction des précurseurs métalliques constituant notre matrice sol-gel. En



suivant les travaux antérieurs réalisés au laboratoire, nous avons étudié l'influence du taux de zirconium sur l'indice de réfraction des couches magnéto-optiques constituées d'une matrice sol-gel  $\text{SiO}_2/\text{ZrO}_2$ . Pour cela, nous avons élaboré trois sols avec des concentrations molaires de zirconium 3, 7 et 10 pour 10 moles de MAPTMS, selon la procédure d'élaboration décrite dans le paragraphe II.2. Les couches sont déposées par la méthode dip-coating, et traitées thermiquement dans un four sous une température de  $90^\circ\text{C}$  pendant 1 heure, suivi d'un traitement UV doux de 20 minutes pour chacune des deux longueurs d'ondes différentes (365nm et 254nm). Ces couches minces sont ensuite caractérisées par la technique *M-Lines* (voir paragraphe II.3.1). Un récapitulatif des résultats obtenus à la longueur d'onde (1550 nm) pour les différentes concentrations de zirconium est présenté dans le *Tableau III- 1*:

Type de sol (Taux $\text{SiO}_2/\text{ZrO}_2$ )	Indice à 1550 nm
Sol 10/3	$1.504 \pm 0.001$
Sol 10/7	$1.515 \pm 0.001$
Sol 10/10	$1.528 \pm 0.001$

*Tableau III- 1: Tableau récapitulatif de l'indice de réfraction des couches minces en fonction du taux de zirconium. Les valeurs sont mesurées par la technique M-lines à la longueur d'onde 1550nm.*

Cette étude montre que l'augmentation de l'indice de réfraction suit l'augmentation du taux de zirconium. Une étude antérieure faite sur le même type de sol [13] pour des taux zirconium (10/1, 10/2, et 10/3) confirme cette dépendance d'indice avec le taux de zirconium utilisé dans la préparation du composite. Néanmoins, nous n'avons pas réussi à faire des sols avec un taux de zirconium supérieur à 10 moles pour 10 moles de  $\text{SiO}_2$ , à cause de l'apparition de fortes précipitations, et donc nous n'avons pas pu augmenter l'indice de réfraction au-delà de 1.528 à la longueur d'onde  $\lambda = 1550\text{nm}$ , pour une matrice sol-gel  $\text{SiO}_2/\text{ZrO}_2$ .

Pour surmonter ce problème, la matrice  $\text{SiO}_2/\text{ZrO}_2$  a été remplacée par une matrice  $\text{SiO}_2/\text{TiO}_2$ . Pour cela, nous avons réalisé deux sols différents, en utilisant des concentrations molaires  $\text{SiO}_2:\text{TiO}_2:\text{MAEA}$  de 10 :10 :5 pour le premier sol et de 10 :12 :6 pour le deuxième sol. Nous avons réalisé 2 dépôts sur pyrex ( $n_{\text{sub}}=1.47 @633\text{nm}$ ), avec les mêmes traitements

que pour les précédents échantillons réalisés à partir de la  $\text{SiO}_2/\text{ZrO}_2$ . Les résultats obtenus sont présentés dans le tableau ci-dessous :

Type de sol (Taux $\text{SiO}_2/\text{TiO}_2$ )	Indice à 1550 nm
Sol 10/12	$1,580 \pm 0.001$
Sol 10/10	$1,575 \pm 0.001$

Tableau III.2: Tableau récapitulatif pour des indices de réfraction du matériau en fonction de taux de concentration du Titane dans le sol. Les valeurs d'indice sont mesurées par la technique M-lines à 1550nm.

Les résultats présentés dans ce tableau montrent une augmentation remarquable de l'indice de réfraction de nos couches, par rapport à celui des couches réalisées à partir d'une matrice  $\text{SiO}_2/\text{ZrO}_2$ . En effet, pour un rapport molaire dans la matrice  $\text{SiO}_2/\text{ZrO}_2$ , comparable à celui de la matrice  $\text{SiO}_2/\text{TiO}_2$ , nous obtenons un indice maximal de l'ordre 1,528 (@1550 nm) pour la matrice  $\text{SiO}_2/\text{ZrO}_2$ , et de 1.575(@1550 nm) pour la matrice  $\text{SiO}_2/\text{TiO}_2$ .

Ces résultats montrent une large influence de la composition du sol sur l'indice de réfraction des couches minces magnéto-optiques. Cela nous donne un moyen de modifier la valeur de l'indice de la couche MO jusqu'à la valeur du guide par échange d'ions en surface (1,58) et ainsi d'adapter le confinement à la valeur souhaitée. Au-delà de la composition chimique, les types et durées des traitements des couches influent sur la valeur de l'indice de réfraction.

### III.2.1.2 Influence du traitement thermique

Pour étudier la variation de l'indice de réfraction en fonction du traitement thermique, nous avons réalisé une série de couches minces à partir d'un sol 10 :10 :5 ( $\text{SiO}_2$  : $\text{TiO}_2$  : MAEA) dopé par des nanoparticules de ferrite de Cobalt ( $\Phi = 0.9\%$ ) et déposé sur des substrats de verre GO14. Les couches minces ont subi des traitements thermiques variant de 35 à 100°C pendant 60 minutes et un traitement UV identique de 35 minutes pour toutes les couches, pour chacune de deux longueur d'onde 365 nm et 254 nm. La **Figure III- 9** présente

la variation des indices de réfraction  $n$  des couches magnéto-optique en fonction de la température du traitement thermique appliqué.

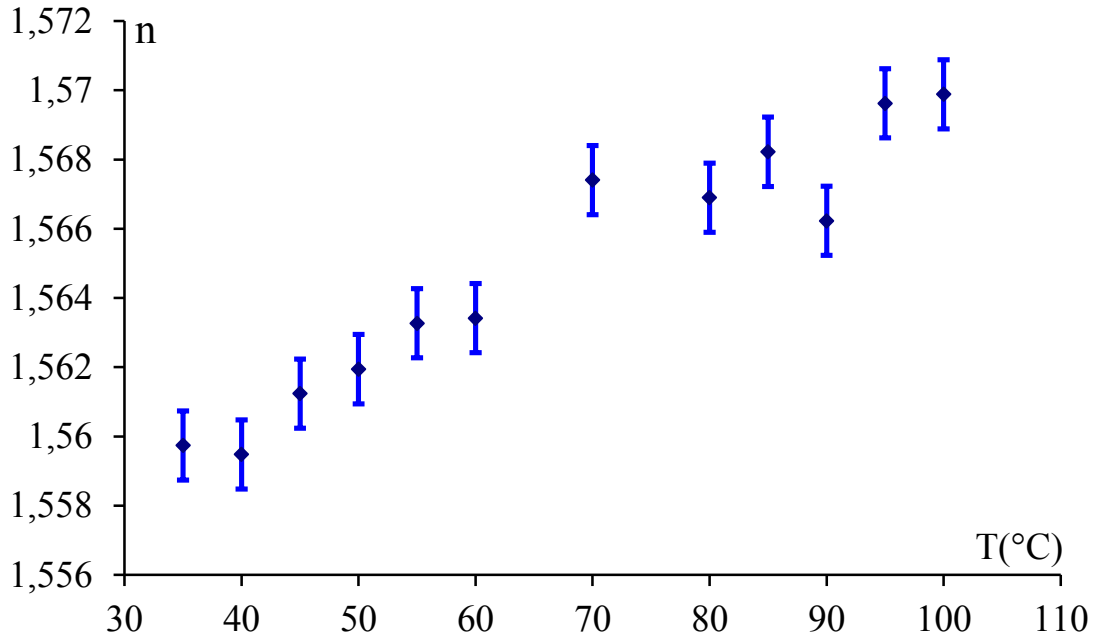


Figure III- 9: Variation de l'indice de réfraction  $n$  de la matrice  $\text{SiO}_2/\text{TiO}_2$  (ratio de 10/10) dopée, ayant subi un prétraitement thermique durant 60 minute, avec la température de recuit ( $\lambda = 820\text{nm}$ , précision de mesure :  $\pm 10^{-3}$ ).

La courbe montre une augmentation de l'indice de réfraction avec la température de traitement thermique. Elle passe de 1.55 pour un traitement de 30 °C à 1.57 à pour 100 °C. La cause de cette augmentation est due à l'évaporation des solvants dans les couches minces et à la densification de la matrice sol-gel qui sont plus importantes quand la température augmente.

### III.2.2 Etude de la biréfringence modale

Comme expliqué au paragraphe III.1.1, la biréfringence modale est la somme de deux contributions : la biréfringence géométrique et la biréfringence intrinsèque. Pour réduire la composante intrinsèque, il faut réduire les contraintes mécaniques résiduelles dans la matrice sol-gel [27], [98]. Pour cela, une étude de l'influence du traitement UV et le traitement thermique appliqués sur la couche magnéto-optique a été faite. Tous les couches minces

étudiées sont élaborées à partir d'un sol 10 :10 :5 ( $\text{SiO}_2/\text{TiO}_2$ ) dopé par des nanoparticules de ferrite de Cobalt ( $\Phi= 0.9\%$ ), déposé sur des substrats de verre GO14 de teem photonics.

### III.2.2.1 Influence de la durée de traitement UV

Cette étude est faite sur 6 échantillons dopés ( $\Phi= 0.9\%$ ). Les résultats obtenus sont reportés dans la **Figure III- 10**. Les échantillons sont traités par une lampe UV de  $1\text{mW}/\text{cm}^2$  de puissance « traitement doux » et de durée 15, 20, 25, 30, 35, 40 minutes pour chacune de deux longueurs d'ondes  $365\text{ nm}$  et  $254\text{ nm}$ , et un traitement thermique de  $40^\circ\text{C}$  pendant une heure pour chacun des échantillons. Les couches sont déposés dans la même journée (même viscosité du sol) avec une vitesse de tirage constante, donc les épaisseurs des couches sont presque les mêmes ( $2300 \pm 10\text{ nm}$ ). Cela signifie que la biréfringence géométrique reste constante pour tous les échantillons (de l'ordre de  $10^{-4} \pm 10^{-4}$ ) et la variation de la biréfringence modale est liée directement à la variation de la biréfringence intrinsèque des guides.

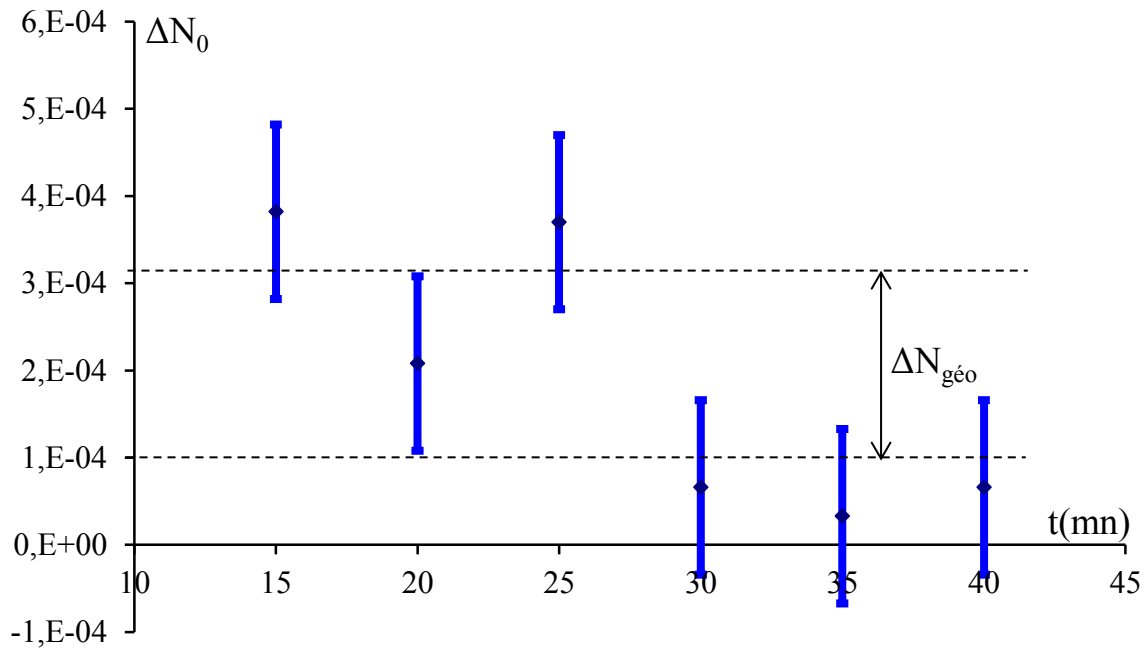


Figure III- 10: Variation de la biréfringence modale du mode fondamental avec la durée de traitement UV appliqué (précision de mesure  $\pm 10^{-4}$ ,  $\lambda = 633\text{ nm}$ ).

La courbe montre la possibilité de réduire la biréfringence par l'application d'un traitement UV doux, elle montre aussi que la biréfringence est minimale pour une durée de traitement supérieur à 30 minutes. Le rôle du traitement UV est très important pour finaliser les couches minces, il permet de déclencher les réactions de polymérisation permettant la conversion des liaisons covalentes doubles, entre atomes de carbone des groupements polymérisables, en liaisons simple (voir paragraphe II.2.3.2.2).

### III.2.2.2 Influence du traitement thermique

Cette étude est faite sur 12 échantillons dopés ( $\Phi = 0.9\%$ ). Les couches minces sont élaborées dans la même journée et avec la même vitesse de tirage et donc la même épaisseur ( $h = 2300 \pm 10$  nm). La biréfringence géométrique est ainsi constante à une valeur de l'ordre de  $3.10^{-4} \pm 10^{-4}$ , pour une longueur d'onde de 820nm, avec une augmentation de  $3.10^{-4}$  par rapport à longueur d'onde de 633 nm. Cela correspond bien à l'étude antérieure faite sur la variation de la biréfringence géométrique en fonction de la longueur d'onde [13]. Les échantillons ont subi un traitement thermique variant de 35 à 100°C et traitement UV fixe de 35 minutes pour toutes les couches, pour chacune de deux longueur d'onde 365 nm et 254 nm. Les résultats obtenus sont reportés dans la *Figure III- 11*.

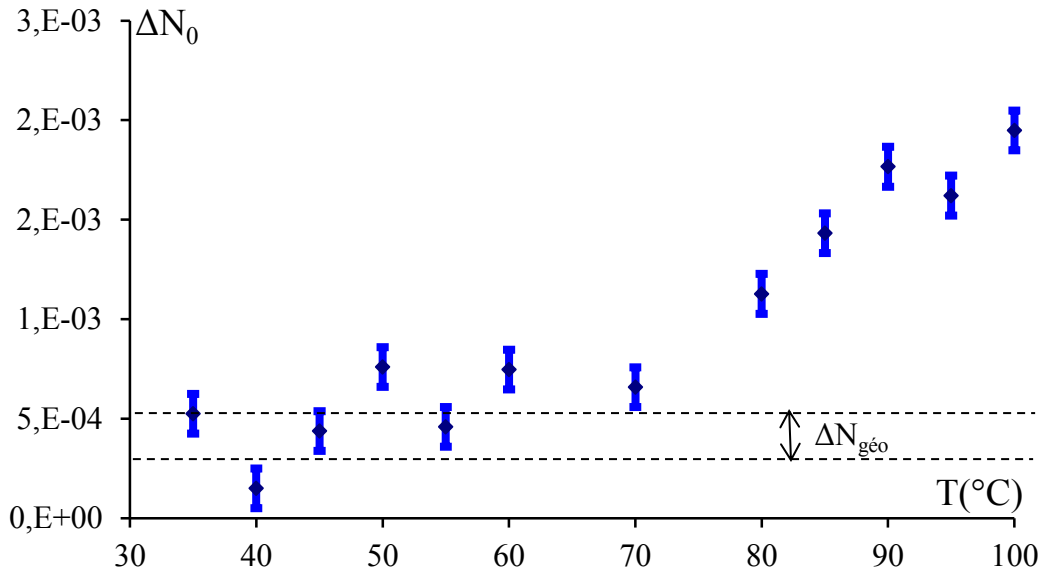


Figure III- 11: Variation de la biréfringence modale du mode fondamentale de la matrice SiO<sub>2</sub>/TiO<sub>2</sub> dopée, ayant subi un prétraitement thermique durant 60 minute, avec la température de recuit ( $\lambda = 820\text{nm}$ , précision de mesure  $= \pm 10^{-4}$ ).

Cette courbe montre globalement une augmentation de la biréfringence modale  $\Delta N$  en fonction de la température du traitement thermique surtout au-delà de 70°C. Cependant, pour la température 40°, nous pouvons remarquer que la biréfringence est minimale comparé aux autres valeurs. Cette situation est intéressante pour minimiser la biréfringence. Par contre, comme le traitement thermique est très important pour finaliser les couches en favorisant l'évaporation des solvants, nous pouvons choisir un traitement inférieur à 90°C afin d'assurer une bonne finalisation des couches et éviter de trop faire augmenter la biréfringence.

### III.2.3 Epaisseur

Nous avons vu dans le paragraphe **II.1.2.3.3**, que le choix de l'épaisseur de la couche magnéto-optique à déposer sur le ruban de confinement n'est pas le paramètre le plus important pour régler le confinement magnéto-optique. Néanmoins, il est nécessaire de dépasser une valeur seuil de l'ordre de 2  $\mu\text{m}$  afin de le maximiser. Comme indiqué dans le chapitre précédent, l'épaisseur des couches minces magnéto-optique sol-gel déposées par dip-coating, dépend directement de la vitesse de tirage et la viscosité de la solution.

Une étude approfondie de l'épaisseur des couches magnéto-optiques sol-gel, en fonction de la vitesse de tirage a été faite antérieurement [13]. Elle a montré que l'épaisseur des couches minces réalisées dans notre laboratoire, varie en fonction de la vitesse de tirage à la puissance 1/2. Durant ce travail de thèse, nous avons vérifié cette dépendance de l'épaisseur des couches minces avec la vitesse et la viscosité du sol. Par exemple, lors de l'étude de la biréfringence modale en fonction du traitement UV, les couches déposées par la même vitesse et dans la même journée (même viscosité), possèdent toujours la même épaisseur. Cette épaisseur mesurée par la technique *M*-lines est de l'ordre de 2,2  $\mu\text{m}$ .

### III.2.4 Transmittance

Pour étudier la transmittance des couches minces à la longueur d'onde de travail 1550 nm, nous avons réalisé 2 échantillons. Le premier échantillon est réalisé à partir d'un sol 10:3:3 (Si : Zr : MAA) non dopé. Après la réalisation du premier échantillon, le sol a été dopé par des nanoparticules de ferrite de Cobalt, puis le deuxième échantillon a été tiré. Le taux de dopage dans la couche est de 0,9%. Les deux dépôts sont faits sur des substrats de pyrex ayant un indice de réfraction  $n=1.472$  ( $\lambda=633$  nm).

Nous avons réalisé des mesures de transmittance avec un spectrophotomètre Perkin Elmer de l'Université Jean Monnet. Le principe de ce spectrophotomètre est de transmettre un signal lumineux à travers un substrat de pyrex. La lumière subit des pertes de puissance qui sont dues à des différents phénomènes : réflexion sur les faces de l'échantillon, absorption et diffusion par la couche mince. Pour ne tenir compte que de l'influence de nos couches minces, les courbes de transmittance sont toutes référencées à un substrat de pyrex. On obtient les courbes suivantes :

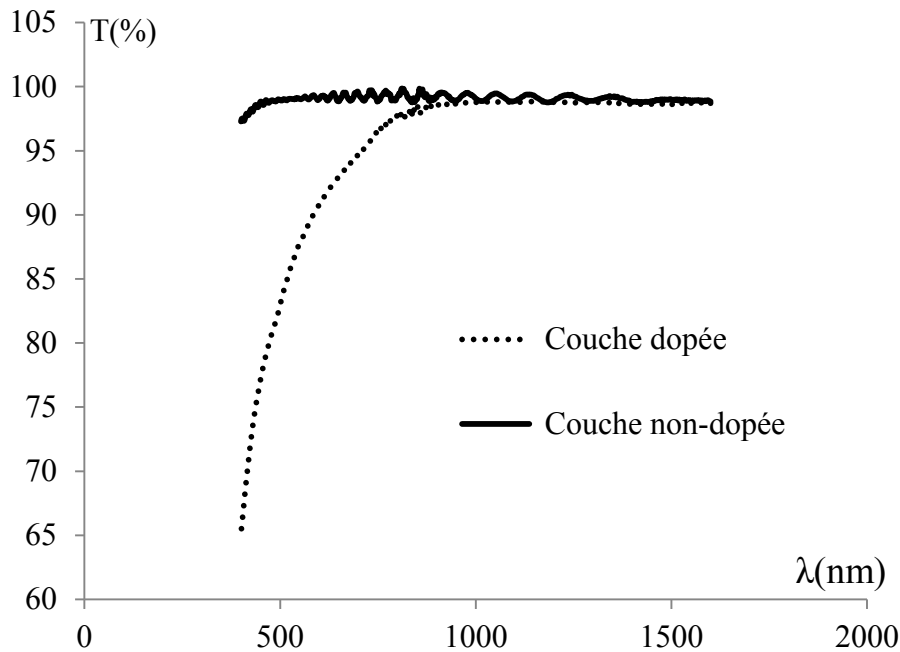


Figure III- 12 : Transmittance des couches minces dopées et non dopées.

Comparativement aux couches non-dopées, les courbes montrent que la zone de transparence des couches dopées se situe principalement au-delà de la longueur d'onde 850 nm. Cela est conforme à l'absorption des nanoparticules magnétiques qui est majoritaire au-delà de cette longueur d'onde.

Cette étude approfondie des couches magnéto-optiques, montre la facilité de modulation de l'indice de réfraction de la matrice sol-gel, par ajustement des taux molaires des précurseurs métalliques. L'étude a montré également que l'ajustement de la durée du

traitement UV et de la température de recuit peut réduire la biréfringence modale dans la couche magnéto-optique.

Globalement, cette étude montre la facilité d'ajuster les paramètres nécessaires pour la réalisation d'une structure hybride efficace.

Après avoir étudié les paramètres à prendre en compte lors de la réalisation des deux éléments essentiels rentrant dans la composition de notre dispositif magnéto-optique, la section suivante sera entièrement consacrée à l'étude de la faisabilité de notre dispositif magnéto-optique, notamment la possibilité de réaliser une conversion de mode TE-TM.

### III.3 Conversion de mode dans la structure hybride

#### III.3.1 Introduction

La mise au point d'une structure hybride à caractère magnéto-optique passe par deux étapes essentielles :

- La première étape sert à montrer la compatibilité optique entre les guides faits par échanges d'ions et la couche minces magnéto-optique. En effet, nous devons être capable de faire propager des modes hybrides, avec un maximum d'interaction avec la couche mince magnéto-optique, tout en gardant les modes confinés dans le guide fait par échange d'ions pour avoir un profil de mode compatible avec ceux des fibres optiques.
- La deuxième étape est la plus importante, et constitue l'objectif principal de ma thèse. Elle consiste à démontrer la possibilité de réaliser une conversion de mode TE-TM dans la structure hybride.

Pour atteindre ces objectifs, nous avons réalisé une première structure hybride, à partir d'une couche magnéto-optique par la méthode expliquée dans le paragraphe **II.2.3**. Cette couche magnéto-optique est réalisée à partir d'une matrice sol-gel  $\text{SiO}_2/\text{ZrO}_2$  dopée par des nanoparticules de ferrite de cobalt ( $\text{CoFe}_2\text{O}_4$ ) possédant un diamètre de 9 nm. Cette couche a été déposée par la technique dip-coating sur un substrat de verre GO14 qui contient plusieurs guides droits, fabriqué par échange d'ions (**Figure II- 2**). Les ions utilisés pour l'échange qui a durée 4 minutes à la température 330°C sont  $\text{Ag}^+$  et  $\text{Na}^+$ . Le masque utilisé durant



l'échange contient des ouvertures qui varient entre 0,4 $\mu\text{m}$  à 10 $\mu\text{m}$ . Pour finaliser le dispositif, un traitement thermique de 90°C pendant 60 minutes, et un traitement UV doux (Puissance=1 mW/cm<sup>2</sup>) de 25 minute pour chacune de longueurs d'ondes 365nm et 254nm sont appliqués.

Pour déterminer les propriétés opto-géométriques de la couche mince magnéto-optique déposée sur le substrat de verre contenant les guides fabriqués par échange d'ions, nous avons utilisé la technique *M-Lines* présentée dans le paragraphe **II.3.1**. Nous avons effectué la mesure dans des endroits de l'échantillon qui ne contient aucun guide : nous avons mesuré l'indice de réfraction  $n$  et l'épaisseur de la couche mince  $h$  :  $n=1,518$  ( $\lambda=1550\text{nm}$ ) et  $h=2,6$   $\mu\text{m}$ .

Nous présentons dans les paragraphes précédents les principaux résultats obtenus sur l'échantillon présenté.

### III.3.2 Propagation des modes hybrides

Comme indiqué précédemment, dans la mesure où nous proposons un nouveau dispositif magnéto-optique pour être utilisé en optique intégré sur verre, l'étude de la compatibilité de nos couches magnéto-optique avec la technologie d'échange ionique sur verre est indispensable, avant de passer à une étude magnéto-optique.

Pour montrer cette compatibilité, le banc présenté dans la **Figure II- 27** a été utilisé sans la partie modulation. Nous avons injecté de la lumière à l'aide d'un objectif de microscope dans notre structure hybride. La lumière se propage dans la structure hybride sur quelques millimètres. A la sortie de la structure hybride, la lumière est collectée à l'aide d'un autre objectif de microscope. Pour photographier la lumière pendant la propagation est à la sortie de la structure, nous avons utilisée deux caméras infrarouges. La **Figure III- 13** montre le trait de guidage dans la structure hybride et la forme de la lumière à la sortie de la structure hybride.

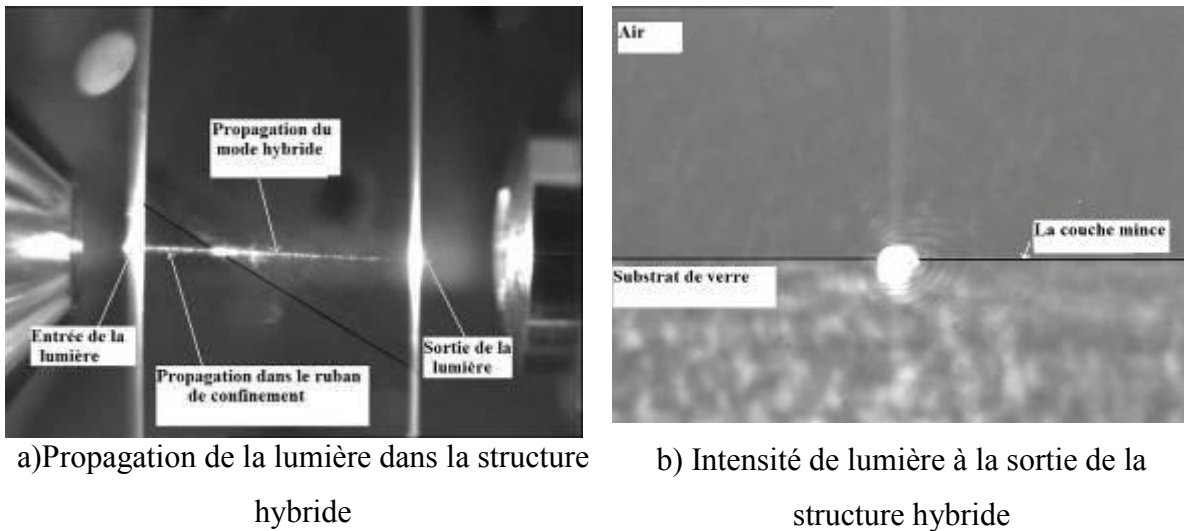


Figure III- 13 : Propagation de la lumière dans la structure hybride  
 ( $\lambda = 820\text{nm}$ ,  $w=4\mu\text{m}$  et  $h=2,6\mu\text{m}$ ).

Ces deux figures montrent que la lumière peut propager facilement dans la structure hybride sans subir aucun dommage qui peut interrompre sa propagation. Les **Figure III- 13- b** et la **Figure III- 14**, relatives à deux longueurs d'onde différentes 820 et 1550 nm montrent une faible diffusion de la lumière dans la couche magnéto-optique, ce qui nous donne un profil de mode qui présente une répartition d'intensité très symétrique. La forme ronde de l'intensité de sortie devrait permettre un bon couplage de ce dispositif avec les fibres optiques.



Figure III- 14: Intensité de la lumière à la sortie de la structure hybride, pour un guide de largeur de diffusion de  $4\mu\text{m}$ , et une couche magnéto-optique d'épaisseur  $2.6\mu\text{m}$  ( $\lambda = 1550\text{nm}$ ).

Cette étude optique montre que les couches magnéto-optique sont complètement compatibles avec la technologie d'échange ionique sur verre, parce que nous avons obtenu une bonne distribution latérale du mode hybride entre la couche magnéto-optique et le guide

fait par échange d'ions. Ce résultat montre la faisabilité de notre composant magnéto-optique, complètement compatible avec la technologie d'optique intégré sur verre.

Après la validation de la première partie (la faisabilité optique), la partie suivante sera consacrée à l'étude magnéto-optique et la possibilité de réaliser une conversion de mode TE-TM dans notre structure hybride (la faisabilité magnéto-optique).

### III.3.3 Conversion de mode dans la structure hybride

Avant d'étudier la conversion de mode dans la structure, nous avons commencé par la mesure de la rotation Faraday en espace libre de la couche déposée en utilisant le banc ellipsométrique présenté au paragraphe II.3.2. L'allure de la rotation Faraday spécifique obtenu est présentée dans la *Figure III- 15*. La mesure est faite transversalement au plan de la couche d'épaisseur 2,6  $\mu\text{m}$  en configuration espace libre, et la concentration volumique en nanoparticules ( $\sim 9\text{nm}$ ) dans la couche est de 0.7%.

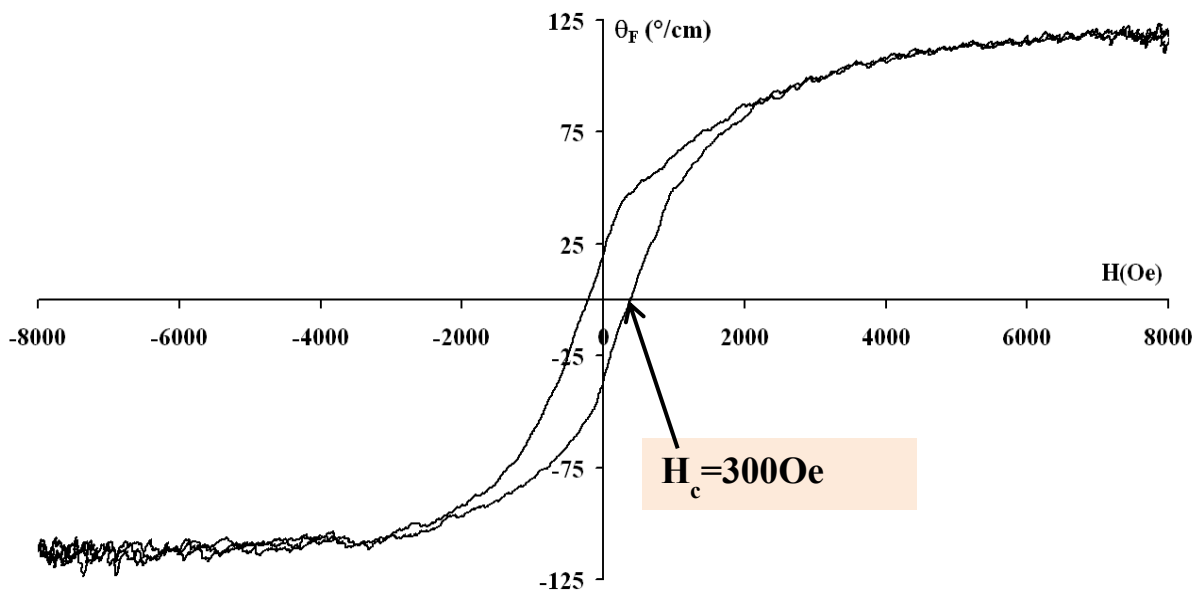


Figure III- 15: Rotation Faraday spécifique de la couche magnéto-optique déposée sur le substrat de verre contenant les guides faits par échange d'ions.

Cette courbe montre que l'amplitude de rotation Faraday est de l'ordre de 125°/cm à la longueur d'onde 820 nm (155°/cm à  $\lambda = 1550\text{nm}$  [12]). L'allure de la rotation Faraday en fonction du champ appliqué montre aussi un comportement linéaire à faible champ et une saturation à fort champ. L'allure illustre également le caractère non-réciproque de cette

rotation Faraday puisqu'un changement de sens du champ provoque un changement de signe de la rotation. En d'autres termes, un aller-retour de l'onde optique à travers la couche provoquera le doublement des effets circulaires (voir paragraphe I.1.2).

Le but de ce travail étant de réaliser un effet non-réciproque en configuration guidée, nous avons choisi la conversion de mode TE-TM pour atteindre notre objectif. Donc, nous devons nous placer dans la configuration présentée dans la **Figure I-9**: faire propager un mode hybride dans notre dispositif et appliquer un champ magnétique longitudinal à l'aide d'un aimant permanent. À l'aide du banc ellipsométrique présenté au paragraphe II.3.2.1, la conversion de mode a été mesurée dans notre structure hybride (**Figure III- 16**). Cette conversion est montrée en terme de rotation Faraday en fonction du champ magnétique appliqué. La variation du champ magnétique est obtenue en faisant varier la distance de l'aimant. Ce champ magnétique est mesuré par l'utilisation d'un capteur à effet Hall.

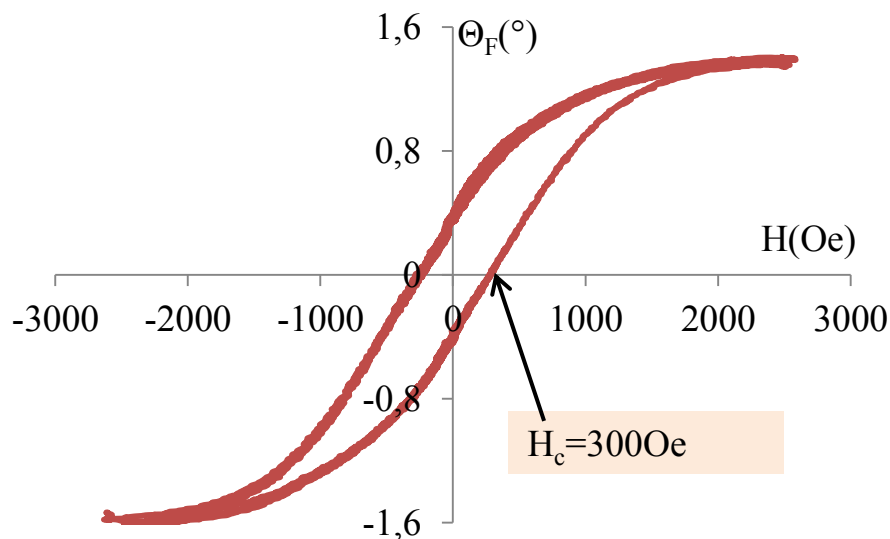


Figure III- 16: La conversion de mode magnéto-optique dans la structure hybride ( $\lambda = 1550$  nm).

La courbe obtenue montre une variation non-réciproque en fonction du champ magnétique, qui ressemble au comportement de la rotation Faraday obtenu en espace libre (**Figure III- 15**). Elle montre aussi le phénomène d'hystérésis provoqué par le comportement magnétique des nanoparticules de ferrite de Cobalt [99]. On peut remarquer aussi que la valeur du champ coercitif du phénomène d'hystérésis est de l'ordre de 300 Oe, complètement identique à celle obtenu dans la couche magnéto-optique en espace libre (**Figure III- 15**).

Donc, tous ces arguments montrent que le résultat reporté dans la **Figure III- 16** prouve la possibilité d’atteindre une conversion de mode TE-TM non-réciproque dans notre structure hybride. Ainsi, nous pouvons dire que le convertisseur de mode TE-TM réalisé à partir d’une couche magnéto-optique déposé sur un guide fait par échange d’ions est faisable. Pour généraliser, on peut dire que notre nouvelle approche basée sur des composites magnéto-optiques sol-gel est une voie prometteuse pour la réalisation des dispositifs magnéto-optiques compatible avec la technologie de l’optique intégrée sur verre.

Néanmoins, la valeur de saturation de rotation Faraday, obtenue pour un champ supérieur 200 Oe est limitée. Cette valeur vaut  $1,5^\circ$  pour une longueur de propagation de 1 mm dans la structure hybride. Cette valeur est très faible comparée à la rotation Faraday spécifique de la couche magnéto-optique :  $155^\circ/\text{cm}$ .

Comme nous avons vu dans les paragraphes **I.2.1.3.1** et **II.1.2**, dans le cas d’une configuration guidée, le taux de conversion de mode est lié à la biréfringence modale de la structure hybride  $\Delta N_0$  et au coefficient de couplage  $K$ . Pour déterminer la biréfringence modale de notre structure, nous avons utilisé la méthode des perturbations locales : l’enregistrement des battements est présenté dans la **Figure III- 17**. La figure montre que la période de battements est égale 2 mm. Donc, on utilisant la relation **II.22**, nous avons trouvé une biréfringence  $\Delta N_0=7,7.10^{-4}$ .

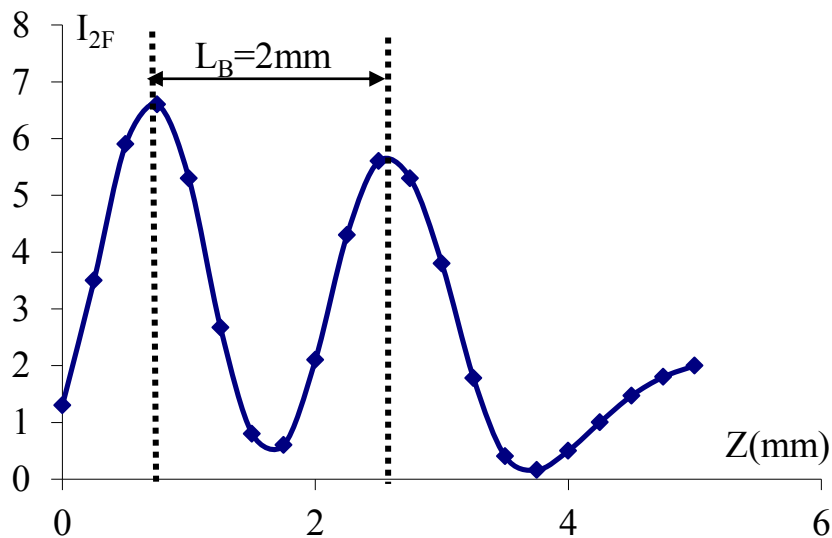


Figure III- 17: Enregistrement de  $I_{2F}$  sur la structure hybride ( $\lambda = 1550\text{nm}$ ).

Pour qui concerne le coefficient de couplage et comme nous avons démontré dans le paragraphe II.X, sa valeur est directement liée à la rotation Faraday spécifique de la couche magnéto-optique et au taux de confinement dans la couche mince. Ce dernier dépend de l'indice, l'épaisseur de la couche magnéto-optique et largeur de diffusion du guide fait par échange d'ions. En utilisant la simulation OptiBPM, la valeur du taux de confinement a été déterminée à une valeur égale à 17%. A partir d'une rotation spécifique de la couche de 155°/cm, cette valeur du taux de confinement donne un coefficient de couplage  $K$  de 26°/cm.

En utilisant la valeur de la biréfringence modale et la valeur du coefficient de couplage, nous pouvons calculer théoriquement la valeur de la conversion retrouvée pour une longueur de propagation  $L_c=1 \text{ mm}$ . Le rendement de conversion  $R(L_c)$  est égal au rapport de l'intensité du mode TM créé à la longueur de propagation  $L_c$  sur l'intensité du mode incident TE. On peut alors écrire l'expression de la rotation Faraday  $\Theta_F$  (°) à la sortie de la structure hybride par la relation suivante:

$$\begin{cases} \tan \Theta_F = \frac{E_{TM}}{E_{TE}} = \frac{\sqrt{R_M}}{\sqrt{1-R_M}} \cong \sqrt{R_M} \\ \Theta_F = a \tan(\sqrt{R_M}) \end{cases} \quad (\text{III- 2})$$

Ce calcul donne une valeur de rotation égale à 1,66°, ce qui est tout à fait comparable à la valeur mesurée, présentée dans la **Figure III- 16**, et démontre la cohérence de la mesure.

L'amplitude de rotation obtenue de l'ordre de 1,5° reste néanmoins relativement faible par rapport à la valeur de 45° nécessaire pour la réalisation d'un isolateur optique. Pour augmenter la valeur de conversion de mode nous devons minimiser la biréfringence modale à la plus faible valeur possible et augmenter la valeur du champ électromagnétique confiné dans la couche magnéto-optique. En plus de ces deux améliorations, plusieurs autres paramètres peuvent influencer sur l'efficacité de la structure, tels que la longueur de la structure et les pertes de propagation, Il faut donc les prendre en compte pour toute démarche d'amélioration.

La partie suivante sera, ainsi, consacrée à l'étude paramétrique de la structure hybride, afin de fixer le taux d'influence de ces différents paramètres.

### III.4 Etude paramétrique de la structure hybride

Pour faire une étude paramétrique, nous avons tout d'abord réalisé un nouvel échantillon par la même méthode que précédemment. La couche magnéto-optique est réalisée à partir d'une matrice sol-gel  $\text{SiO}_2/\text{ZrO}_2$  dopée par les nanoparticules de ferrite de cobalt ( $\text{CoFe}_2\text{O}_4$ ), le diamètre de ces nanoparticules est de 9 nm. La couche est déposée par la technique dip-coating sur un substrat de verre GO14 contenant plusieurs guides. La différence fondamentale par rapport à la section précédente réside dans le fait que les guides sont, cette fois, partiellement enterrés pour donner une longueur d'interaction de 2cm. Par rapport à la structure à guide de surface pur, l'enterrage des extrémités des guides permet de grandement faciliter le couplage-découplage de la lumière dans la structure.

Pour caractériser la couche magnéto-optique, nous avons utilisé la technique *M-lines* présenté dans le paragraphe II.3.1. Cette technique nous a permis de mesurer un indice de réfraction de 1,518 à la longueur d'onde 1550 nm et une épaisseur de 4  $\mu\text{m}$ . En utilisant aussi le banc ellipsométrique présenté au paragraphe II.3.2.1, nous avons mesuré la rotation Faraday spécifique de la couche magnéto-optique (*Figure III- 18*).

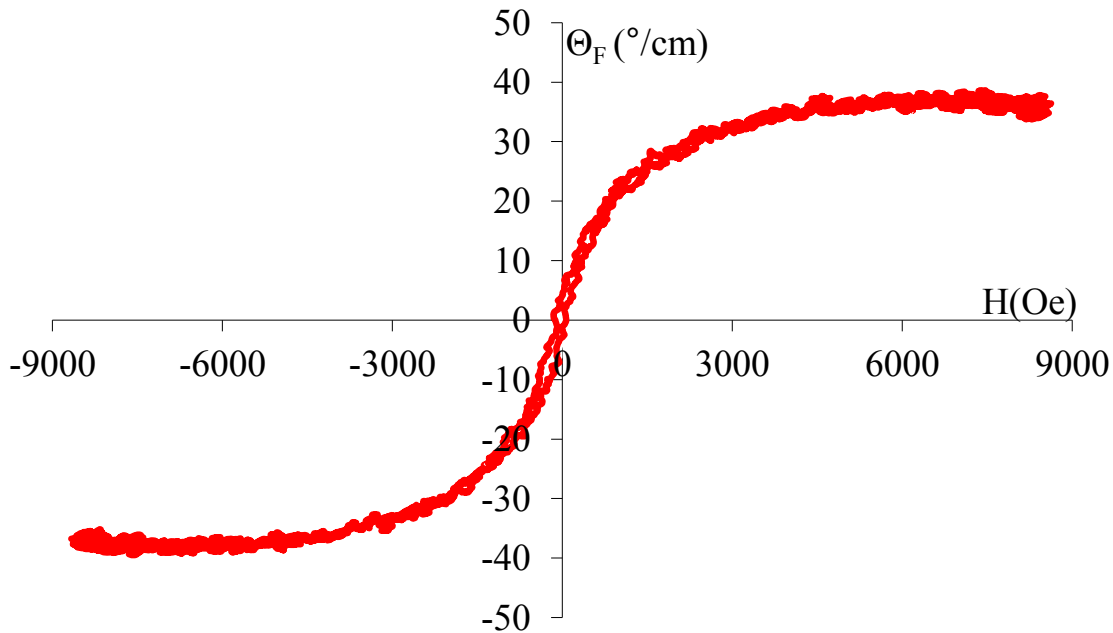


Figure III- 18: Rotation Faraday spécifique de la couche magnéto-optique déposée sur le substrat de verre contenant les séries de guides partiellement enterrés.

Pour l'étude paramétrique de ces structures hybrides, nous avons utilisé le banc de la technique des battements présenté dans le paragraphe II.3.2.3. Comme indiqué dans ce paragraphe, la conversion de mode est proportionnelle à l'amplitude du signal  $I_{2F}$ . Pour justifier l'utilisation de la technique de perturbations locales à l'étude de la variation du taux de conversion en fonctions des paramètres opto-géométrique de la structure hybride, nous avons effectué deux enregistrements de  $I_{2F}$ : le premier est fait sur un guide nu sans couche magnéto-optique et le deuxième est effectué sur le même guide après le dépôt de la couche mince magnéto-optique décrite dans le début de ce paragraphe. Les résultats obtenus sont présentés dans la **Figure III- 19**.

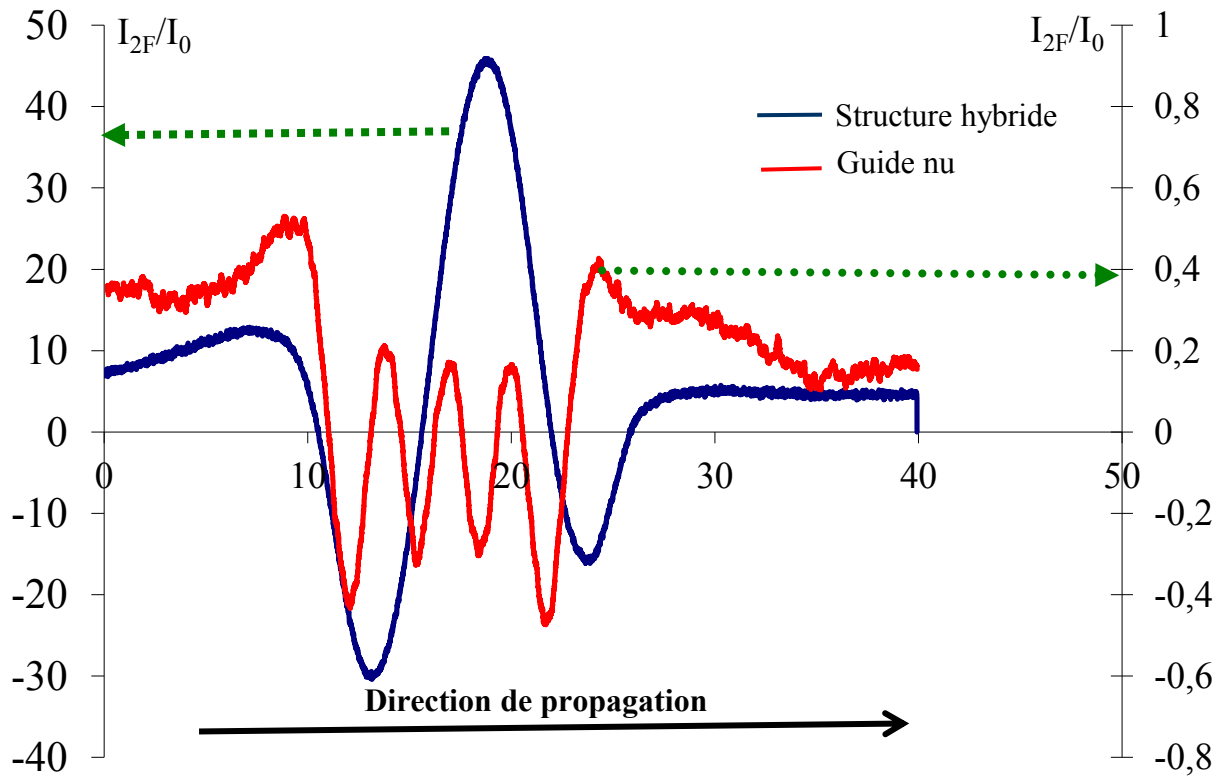


Figure III- 19: Représentation du battement pour un guide nu (sans couche magnéto-optique) et un guide avec une couche magnéto-optique (structure hybride).

La figure montre une grande différence entre l'amplitude de battement du guide sans la couche magnéto-optique et le guide avec la couche magnéto-optique. En effet, l'amplitude de battement  $I_{2F}$  de la structure hybride est environ 50 fois plus importante devant celle du guide seul. Puisque la perturbation est réalisée par un aimant, cette différence est, bien



évidemment, due à la grande différence d'activité magnéto-optique (coefficient de couplage  $K$ ) entre un guide nu en verre et une structure hybride avec une couche magnéto-optique.

Ainsi cette technique de mesure peut être utilisée sur les structures hybrides pour étudier la conversion de mode obtenue grâce à l'interaction de la lumière guidée avec la couche magnéto-optique sous l'influence d'un champ magnétique longitudinal. On peut schématiser les phénomènes mis en jeu dans la **Figure III- 20**.

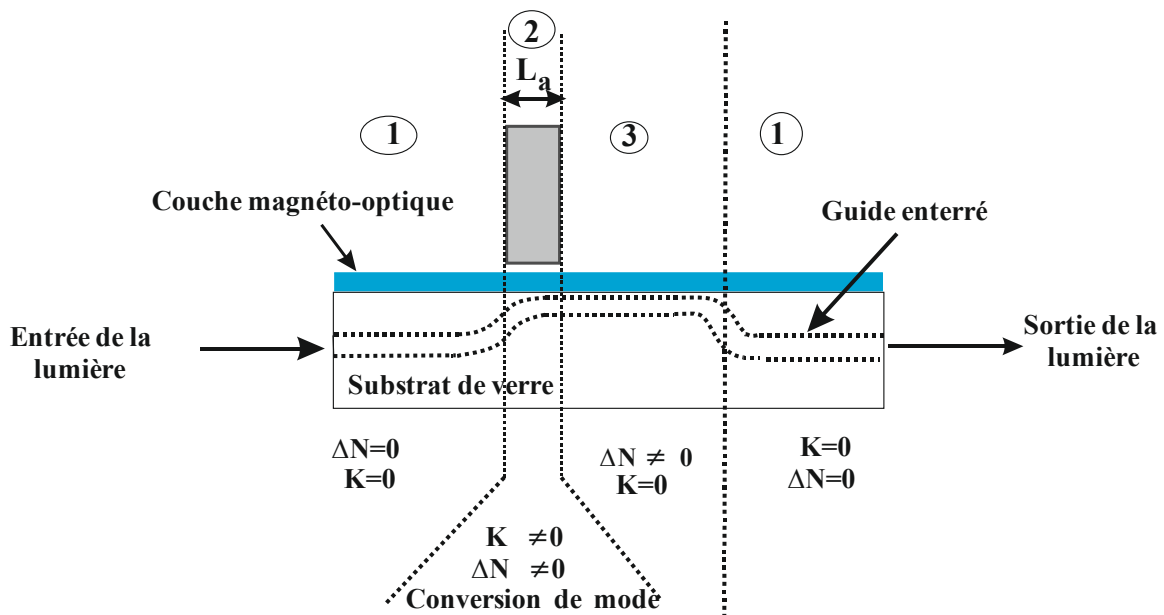


Figure III- 20: Représentation des caractéristiques des différentes zones dans la structure hybride à guide partiellement enterré.  $L_a$  représente la longueur de l'aimant perturbateur.

Cette figure montre comment on obtient la conversion de mode et les battements dans une structure hybride. On peut diviser l'évolution d'une polarisation couplée (par exemple TE) dans la structure hybride en trois zones :

**La première zone :** Dans cette zone aucun couplage n'existe entre les modes TE et mode TM ( $K=0$ ), puisque le guide n'interagit pas avec la couche magnéto-optique. De plus la biréfringence  $\Delta N$  des guides enterrés étant très faible, nous considérons que la biréfringence modale est presque nulle (de l'ordre de  $10^{-6}$ ).

**La deuxième zone :** Dans cette zone, l'application d'un champ magnétique longitudinal à la direction de propagation des modes hybrides crée un couplage entre les composantes du champ électromagnétique  $E_{TE}$  et  $E_{TM}$  (conversion de mode). La constante de couplage  $K$  est

donc non nulle puisque le guide interagit avec la couche magnéto-optique. La biréfringence est de l'ordre de  $10^{-4}$ . La conversion de mode se traduit par la présence d'un signal  $I_{2F}$  non nul, puisque  $I_{2F}$  est proportionnel à l'amplitude du champ  $E_{TM}$  créé dans la structure hybride. Comme nous avons vu dans le paragraphe **I.2.1.3.1**, le rendement de conversion  $R$  est égal au rapport de l'intensité du mode TM créé par l'intensité du mode TE injecté:  $R = \frac{I_{TM}}{I_{TE}(0)}$ . Dans cette zone et contrairement à la zone 1 et la zone 3, ce rapport est supérieur à 0. Il s'écrit par la relation suivante :

$$R = \frac{K^2}{K^2 + \left(\frac{\Delta\beta}{2}\right)^2} \sin^2 \left[ L_a \sqrt{K^2 + \left(\frac{\Delta\beta}{2}\right)^2} \right] > 0 \quad (\text{III-3})$$

3)

Donc l'intensité du mode TM couplé augmente avec l'augmentation du rendement de conversion. L'expression montre également que le rendement de conversion dépend de la longueur d'interaction (taille de l'aimant utilisé). Une étude de l'influence de la longueur d'interaction sur la conversion de mode est d'ailleurs faite (paragraphe **III.4.3**).

**La troisième zone :** Les deux modes créés dans la deuxième zone ne se couplent plus puisque  $K$  est nul. Ils se propagent avec des constantes de propagation différentes et donc se déphasent entre eux. En faisant varier la position de l'aimant permanent, on obtient une représentation du battement entre les deux modes (**Figure III- 21**).

Donc pour étudier comment varie la valeur de la conversion de mode en fonction des paramètres de la structure hybride, notamment de la largeur de diffusion  $w$ , nous enregistrons plusieurs courbes de  $I_{2F}$  lors du déplacement de l'aimant au-dessus du guide, cela en faisant varier la longueur d'interaction  $L_C$  qui correspond à la taille de l'aimant (**Figure III- 21**). Le battement permet d'avoir une mesure de la biréfringence de la structure hybride et l'amplitude du signal  $I_{2F}$  donne l'amplitude de conversion de mode.

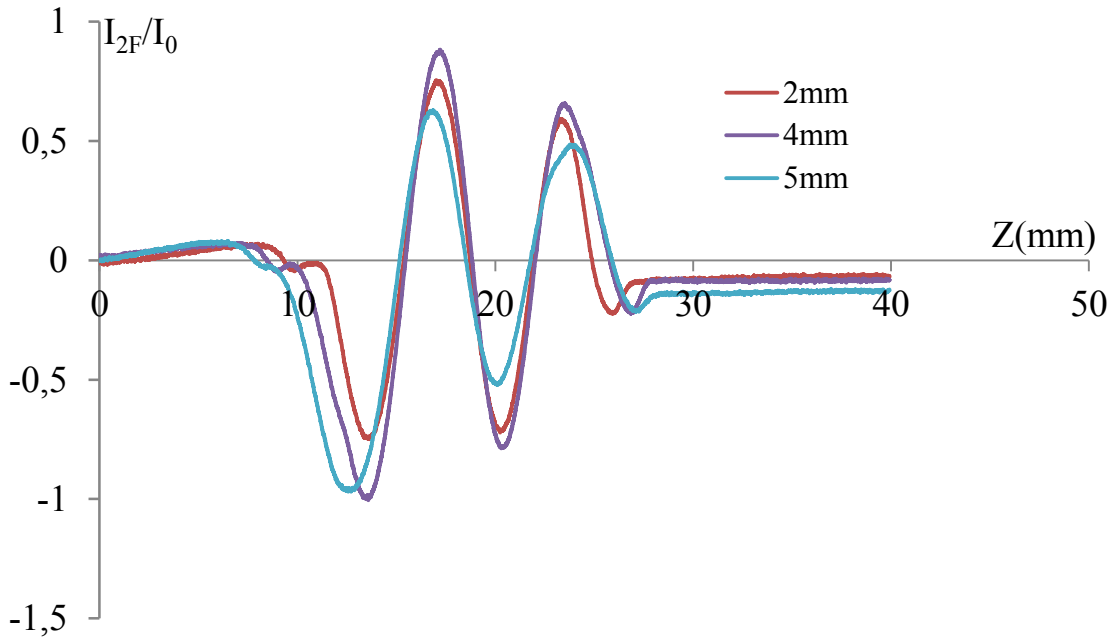


Figure III- 21:  $I_{2F}$  normalisé en fonction de la position de l'aimant pour différentes tailles d'aimant : dans ce cas les battements entre les modes pour un guide de  $10\mu\text{m}$  en fonction de la taille d'aimant (longueur d'interaction).

Nous commençons par l'étude de l'influence des tailles des guides faits par échange d'ions sur la biréfringence modale dans la structure hybride, car ce paramètre est très important dans l'étude de la conversion de mode.

#### III.4.1 Etude de la biréfringence modale en fonction des largeurs des guides

Cette étude est faite sur 4 structures hybrides avec des largeurs de guide  $w$  différentes. Nous utilisons un aimant de 4 mm ( $La=4\text{mm}$ ) pour créer les perturbations. Nous avons mesuré la biréfringence de différentes structures hybrides et les résultats obtenus sont présentés dans la **Figure III- 22**. Nous avons mis sur la même courbe la variation de la biréfringence modale des guides nus (sans la couche magnéto-optique).

Pour les structures hybrides, nous n'avons pas pu faire des mesures sur les structures possédant une largeur de ruban de confinement inférieur à  $7\mu\text{m}$ . Cela est due à l'augmentation du taux de confinement magnéto-optique (voir paragraphe **II.1.2.3**) et donc à l'augmentation des pertes due à la présence des nanoparticules dans la couche qui réduisent trop fortement le signal en sortie.

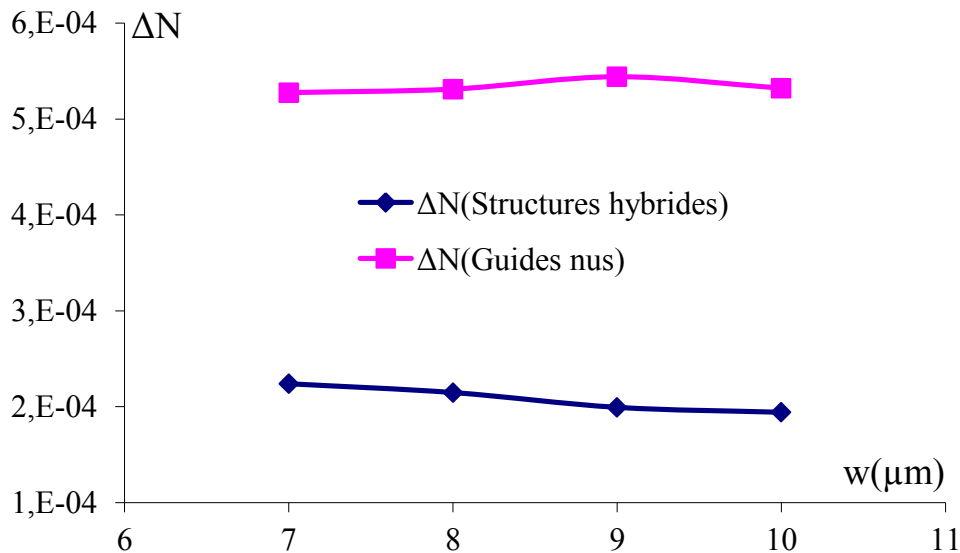


Figure III- 22: Biréfringence modale des structures hybrides et des guides nus en fonction de la largeur des guides ( $w$ ).

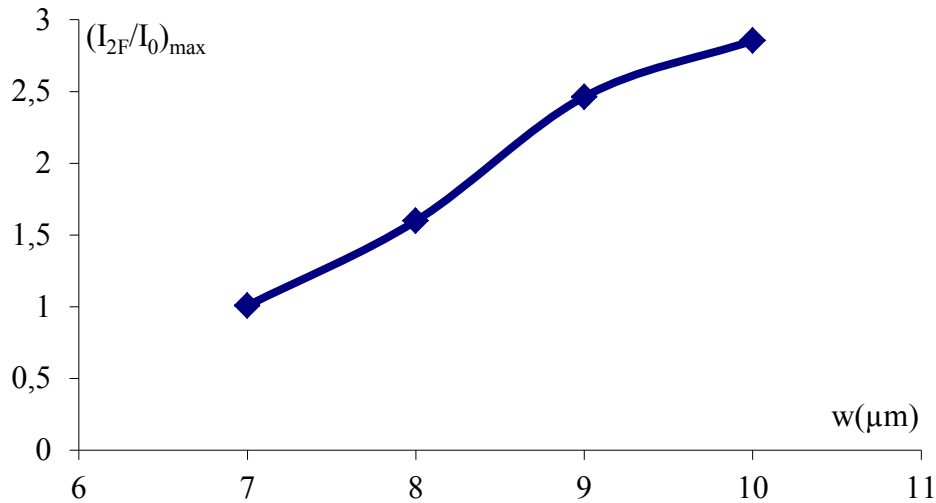
Cette figure montre que la biréfringence modale des structures hybrides diminue avec l'augmentation de la largeur des guides ( $w$ ). Cela est dû à compensation entre les différentes sources de biréfringence (biréfringence des couches, de forme de guide...etc). C'est-à-dire plus  $w$  est grand, plus le mode se propage dans le guide (voir paragraphe **II.1.2.3.2**) qui est moins biréfringent que la couche magnéto-optique.

La figure montre aussi que la biréfringence des guides avec couche magnéto-optique est inférieure à celle des guides nus. Cela s'explique par la création d'une structure symétrique par le dépôt d'une couche mince avec un indice de réfraction proche de celui du substrat et donc un profil de mode plus rond et donc une biréfringence géométrique  $\Delta N_{\text{géo}}$  plus faible. Ce phénomène est tout à fait favorable pour la réalisation de convertisseurs efficaces.

#### III.4.2 Influence de la largeur des guides sur la conversion de mode

Pour étudier l'influence de la largeur des guides sur la conversion de mode, nous avons utilisé un aimant de 5 mm ( $L_a=5\text{mm}$ ) pour créer le champ magnétique longitudinal nécessaire pour faire la conversion de mode. Puis nous avons fait des enregistrements de  $I_{2F}$  pour 4 structures hybrides possédant des largeurs de guides ( $w$ ) différentes, et nous avons mesuré le maximum de l'amplitude crête à crête des différents signaux  $I_{2F}/I_0$  obtenus. La

**Figure III- 23** montre les résultats obtenus dans cette étude. La valeur de ces amplitudes comme nous avons démontré précédemment dépend directement du taux de conversion de mode dans la structure hybride.



*Figure III- 23: Influence de la largeur du guide fait pas échange d'ions sur la conversion de mode dans la structure hybride (taille de l'aimant de 5mm).*

Cette courbe montre l'augmentation du taux de conversion de mode avec l'augmentation de la largeur du guide fait par échange d'ions. Cette augmentation est due à la diminution de la biréfringence modale dans la structure hybride avec l'augmentation de la taille du guide fait par échange d'ions (voir paragraphe précédent). Cette étude montre l'importance de minimiser la biréfringence modale pour augmenter le taux de conversion de mode. Si on compare cette courbe avec la **Figure II- 12** qui montre une diminution du taux de confinement (diminution de  $K$ ) et donc diminution du rendement de conversion avec l'augmentation de taille de largeur de ruban de confinement  $w$ , on peut conclure que la biréfringence modale joue un rôle plus important que celui du taux de confinement dans la maximisation du rendement de conversion. Cela est confirmé sur la **Figure III- 24** où l'on a tracé l'expression théorique du rendement de conversion en fonction de la biréfringence modale pour deux valeurs de confinement magnéto-optique.

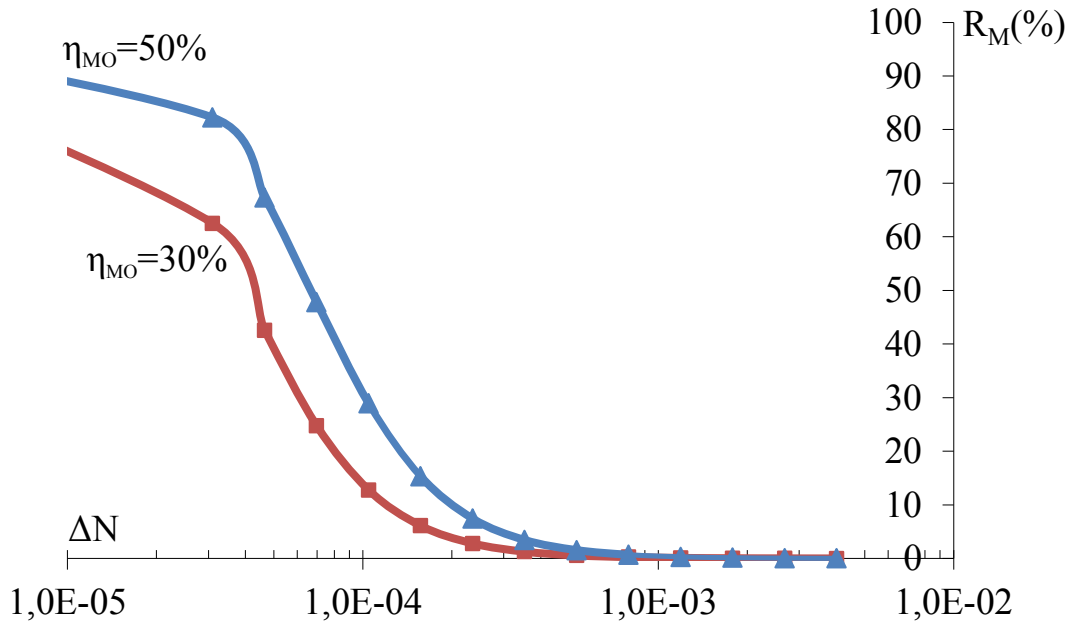


Figure III- 24: Variation du taux de conversion maximale en fonction du taux de confinement dans la structure hybride et la biréfringence modale (échelle logarithmique)  $h=4\mu m$ ,  $n=1,518$  et  $\theta_F=150^\circ/cm$ .

Cette figure montre que l'effet de diminution de la biréfringence modale est plus important que l'augmentation du confinement magnéto-optique. L'importance de diminuer la biréfringence modale permet d'augmenter drastiquement le taux de conversion, car contrairement à l'augmentation du taux de confinement magnéto-optique, la biréfringence modale est un paramètre qui n'engendre aucunes pertes optiques supplémentaires, qui peuvent limiter beaucoup le taux de conversion maximale de mode.

### III.4.3 Influence de la taille d'aimant (longueur d'interaction) sur le taux de conversion de mode

Dans cette étude nous avons utilisé les mêmes structures étudiées mais en faisant les mesures de l'amplitude de conversion ( $I_{2F}/I_0$ ) avec différents aimants ayant une longueur d'interaction allant de 1 mm jusqu'au 6 mm. Les résultats obtenus sont présentés dans la *Figure III- 25*.

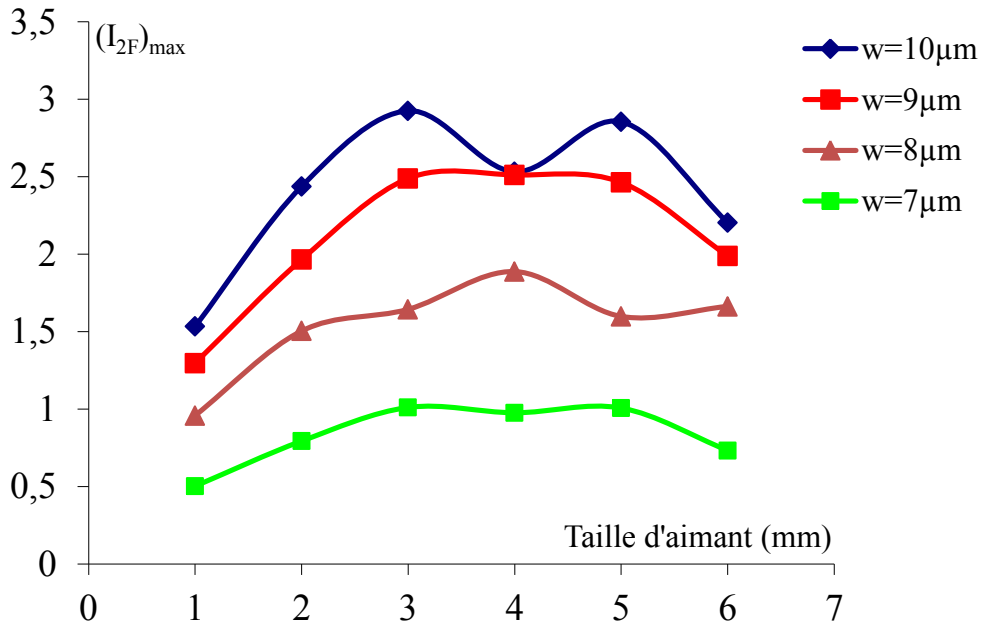


Figure III- 25: Variation de l'amplitude de  $(I_{2F})_{max}$  normalisé (amplitude de conversion) en fonction de la longueur d'interaction.

Les allures de la conversion de modes de ces 4 structures hybrides représentées cette figure correspondent aux résultats attendus car comme nous avons vu, notamment dans la relation III-2, la conversion de mode TE-TM passe par un maximum pour une longueur de propagation  $L_C$ . Ce maximum, comme nous avons vu dans le chapitre I (voir paragraphe I.2.1.3.1), se répète périodiquement. Donc, en fonction de la taille de l'aimant (longueur d'interaction) on peut atteindre le maximum de conversion ou tombé sur les valeurs intermédiaires du rendement de conversion. La longueur d'interaction comme montre la figure varie d'une structure hybride à l'autre en fonction de ces caractéristiques (dans cette étude c'est  $w$  qui varie).

Cette étude montre qu'il n'est pas indispensable de réaliser des structures très longues pour réaliser des structures hybrides efficace et atteindre un maximum de conversion de mode. Il est préférable de réaliser des structures hybrides qui possèdent une longueur égale à  $L_C$  et ainsi minimiser les pertes de propagation. Cela permet d'augmenter le taux de dopage de nos couches magnéto-optiques (augmenter  $K$ ) et maximiser le rendement de conversion (voir le paragraphe II.1.2).

### III.4.4 L'absorption différentielle dans la structure hybride

Un convertisseur de mode idéal est indépendant de la polarisation. C'est-à-dire qu'il peut faire une conversion TE/TM, comme une conversion TM/TE avec le même rendement de conversion de mode. Durant l'étude paramétrique de la structure hybride nous avons observé une différence du rendement de conversion en fonction de type de mode TE ou TM couplé dans notre structure, ainsi que l'illustre la *Figure III- 26*.

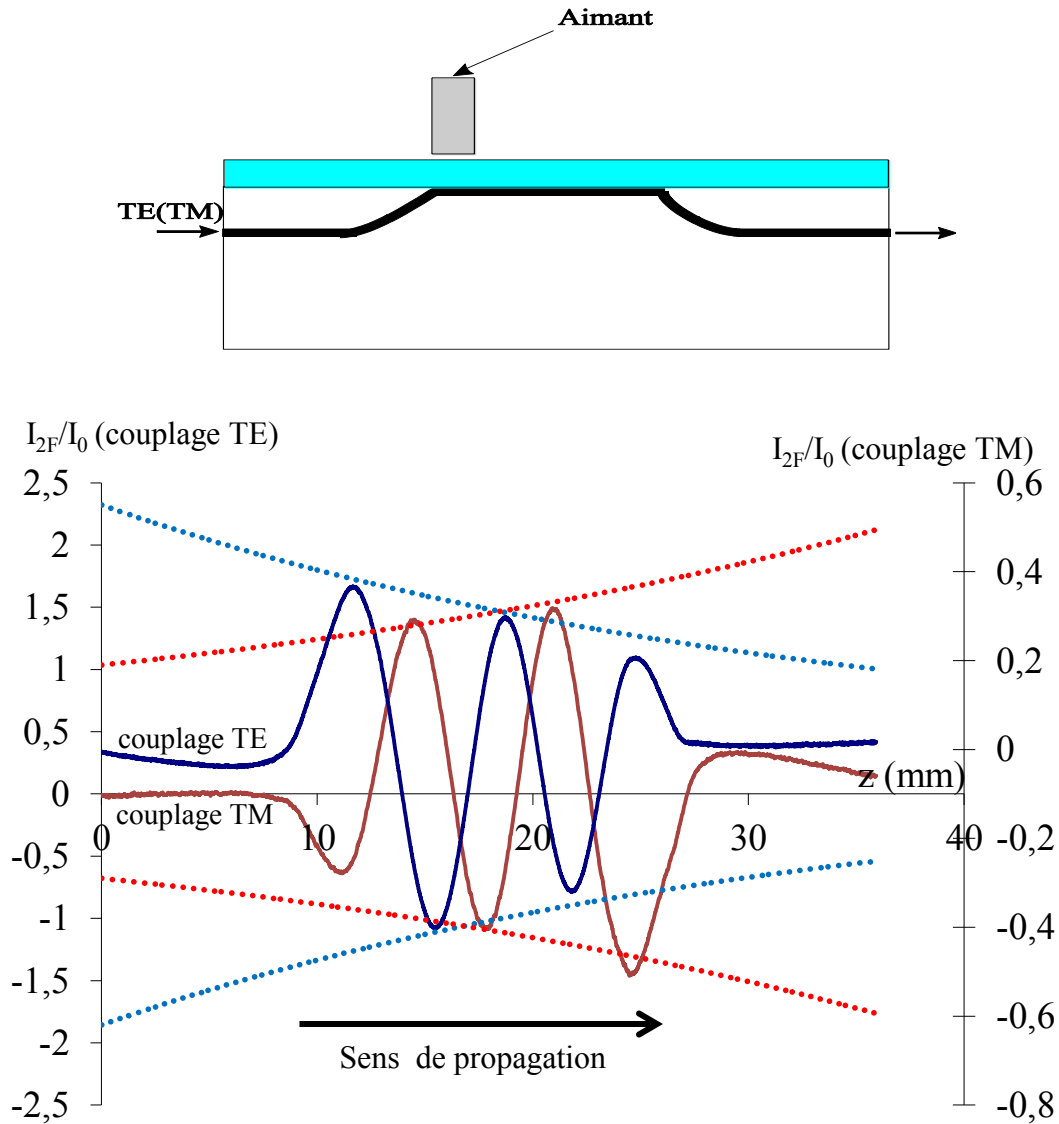


Figure III- 26 : Absorption différentielle dans une structure hybride ( $w=9\mu m$ ) pour un couplage TE ou TM.



Cette figure montre l'enregistrement du signal  $I_{2F}$  normalisé ( $I_{2F}/I_0$ ) pour un couplage TE et un couplage TM effectué par la méthode des perturbations locales expliquée dans le paragraphe **II.3.2.3**. Les amplitudes de ces deux enregistrements sont proportionnels à sa rotation apparente mesurée en sortie de guide en fonction de la position de couplage, pour un mode TM couplé (« signal de couleur marron »), et pour un mode TE couplé (« signal de couleur bleu »).

La figure montre, tout d'abord, que l'amplitude de conversion obtenue dans le cas d'un couplage TE est trois fois supérieure à celle obtenue pour un couplage TM. Nous pouvons aussi observer que l'amplitude de l'enveloppe de  $I_{2F}$  n'est pas constante avec la distance de propagation  $Z(cm)$  : elle augmente ou diminue exponentiellement en fonction du mode couplé dans la structure. En effet, comme montre la **Figure III- 26**, plus particulièrement l'enveloppe tracée en pointillé rouge, l'amplitude augmente exponentiellement dans le cas d'un couplage TM et décroît exponentiellement, dans le cas d'un couplage TE (enveloppe tracée en pointillé bleu).

Ce phénomène peut s'expliquer par une absorption différentielle dans la structure hybride due à la présence d'un dichroïsme linéaire du mode TE dans la structure hybride magnéto-optique (**Figure III- 27**).

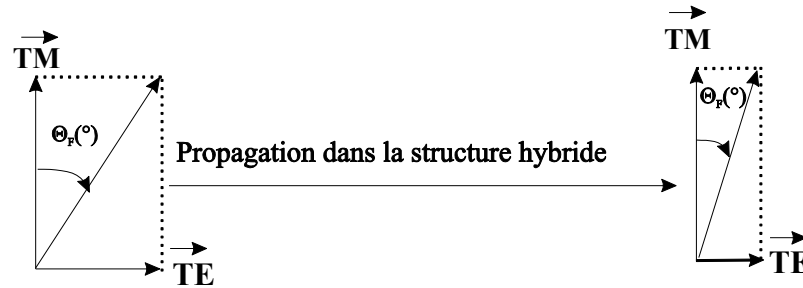


Figure III- 27 : Dichroïsme linéaire dans la structure hybride

Comme nous avons vu dans le paragraphe **III.4** la conversion de mode s'effectue dans la zone 2 (**Figure III- 20**). Dans le cas d'un couplage TM, le mode créé est le mode TE comme montre la **Figure III- 27** et la valeur de conversion est égale  $\Theta_F$  proportionnelle à  $I_{2F}$ . Ces deux modes couplés se propagent dans la structure hybride qui présente un dichroïsme linéaire du mode TE et donc la valeur de l'amplitude du correspond au mode TE ( $I_{TE}$ ) à la sortie de la structure sera inférieure à celle créée au moment du couplage. La valeur du

rendement de conversion  $R_M=I_{TE}/I_{TM}(0)$  sera inférieure, et donc la valeur de conversion  $\Theta_F$  est plus petite comme montre la *Figure III- 27*.

L'augmentation et la diminution exponentiellement de  $I_{2F}$  en fonction de la distance de propagation  $Z(cm)$  suivant le type de mode couplé dans la structure, confirme ce qu'on a expliqué dans le paragraphe précédent : la *Figure III- 26* montre que l'amplitude de conversion augmente avec  $Z(cm)$  pour un couplage TM et l'inverse pour un couplage TE. Pour un couplage TM, cela est expliqué sur le fait que l'absorption du mode TE diminue lorsque la distance de propagation entre le moment de la conversion du mode TM en mode TE et la sortie de la structure hybride diminue, pour cela l'amplitude de  $I_{2F}$  a tendance à augmenter avec  $Z(cm)$ . Pour un couplage TE c'est l'inverse, l'amplitude de conversion diminue avec  $Z(cm)$ . Cette diminution est expliquée par le fait que l'amplitude du mode TE couplée à la structure sera plus absorbée avant sa conversion en mode TM et donc plus l'amplitude de TE est petite plus le taux de conversion de mode TE-TM est petit.

Une analyse d'intensité pure, c'est-à-dire sans perturbation et sans modulation photo-élastique, a confirmé l'existence du dichroïsme linéaire dans notre structure hybride. En effet, nous avons mesuré l'intensité à la sortie d'une structure hybride : pour un couplage TE celle-ci est cinq fois inférieure à celle mesurée pour un couplage TE (voir tableau *III-3*).

#### III.4.5 Conversion de mode dans une structure hybride optimisée

En s'appuyant sur l'étude paramétrique faite dans cette section et dans le but d'améliorer la valeur de conversion de mode de notre structure hybride  $\Theta_F=1,6^\circ$  démontrée dans le paragraphe *III.3.2*, nous avons réalisé une nouvelle structure à partir d'une couche magnéto-optique de  $4\mu m$  d'épaisseur réalisée à partir d'une matrice sol-gel  $SiO_2/ZrO_2$  (rapport molaire de 10/7) dopé par les nanoparticules magnétique de ferrite de cobalt. La concentration des nanoparticules dans la couche magnéto-optique est de 2,04 %. L'utilisation du banc expérimental de la caractérisation magnéto-optique présenté dans la *Figure II- 27* a permis de mesurer une rotation Faraday spécifique de la couche  $\theta_F=420^\circ/cm$ . La couche est déposée sur un substrat de verre (GO14) contenant des séries de 14 guides partiellement enterrés d'une largeur  $w$  allant de  $0,5\mu m$  à  $5\mu m$ . Cette couche comme montre la *Figure III- 28* est déposée de manière à créer une zone d'interaction entre la couche MO et les guides égale à 2 mm, ce qui correspond à la longueur de couplage  $L_c$  estimée théoriquement.

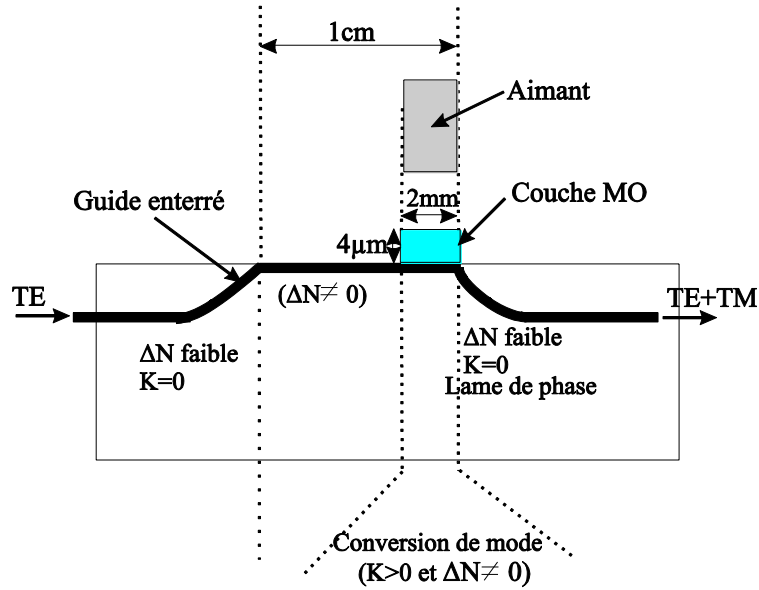


Figure III- 28 : Structure hybride avec une zone d'interaction de 2mm et une lame de phase d'une longueur de 8mm.

Avec cette structure, nous avons pu étudier 3 structures hybrides qui ont des largeurs de guide différentes ( $w=5, 4,5$  et  $4\mu\text{m}$ ). Utilisant le banc expérimental présenté dans le paragraphe II.3.2.1, un maximum de conversion est mesuré pour la structure hybride possédant un  $w$  égal à  $5\mu\text{m}$ . La variation de conversion en fonction du champ magnétique est représentée dans la Figure III- 29 en terme de rotation de polarisation.

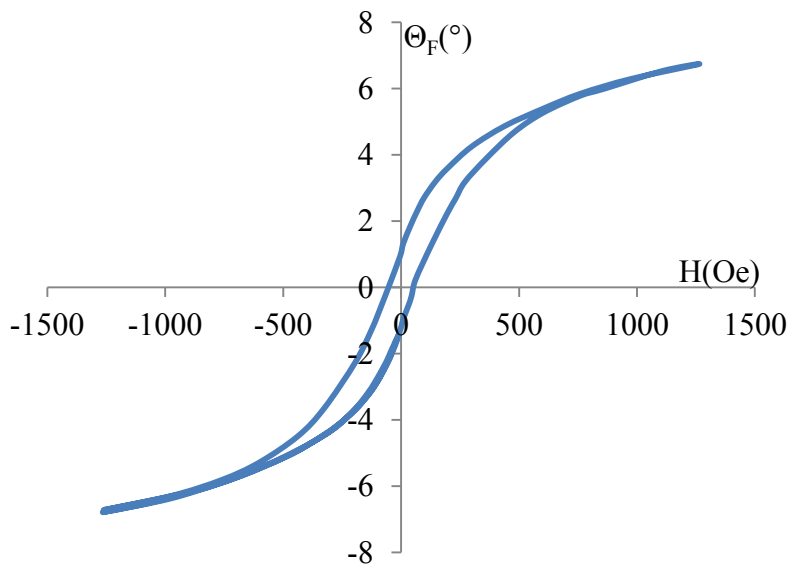


Figure III- 29 : Conversion de mode dans une structure hybride possédant  $w=5\mu\text{m}$  ; mesure relevée à la longueur d'onde 1550nm.

Cette figure montre que la valeur de conversion de mode est considérablement augmentée par rapport à la valeur de  $1,6^\circ$  démontrée précédemment dans le paragraphe **III.3.2**. Pour les deux autres structures possédant un  $w=4,5\mu\text{m}$  et un  $w=4\mu\text{m}$  la conversion de mode est démontrée, mais les amplitudes de conversion mesurées sont inférieures à celles possédant un  $w=5\mu\text{m}$ . Une récapitulation des résultats obtenus sur ces trois structures est présentée dans le tableau **III-2**.

$w(\mu\text{m})$	$\Delta N(\text{structures hybrides})$	Conversion de mode ( $\Theta_F$ )
4	$1,86.10^{-4}$	$3^\circ$
4.5	$1,96.10^{-4}$	$2,5^\circ$
5	$2,18.10^{-4}$	$6^\circ$

Tableau III- 2 : Biréfringences modales et conversions de mode pour trois structures hybrides mesurées ( $\lambda=1550\text{nm}$ ).

Le **tableau III-2** montre aussi que la mesure de la conversion de mode ne correspond pas aux valeurs attendues, car nous attendons que la conversion soit plus importante pour les structure hybrides possédants un  $w$  et  $\Delta N$  plus petit (voir paragraphe **II.1.2**). Cela est certainement dû à la présence d'une lame de phase à la sortie de notre convertisseur de mode. Nous allons détailler ce phénomène qui peut avoir son importance pour la juxtaposition de fonctions.

#### III.4.5.1 La lame de phase

La présence d'une lame de phase d'une longueur  $L$  entre la sortie de notre convertisseur de mode et la sortie de notre dispositif (voir **Figure III- 28**), introduit un déphasage de  $\Phi=2\pi/\lambda.\Delta N.L$  entre les modes TE et TM. Donc, l'état de polarisation à la sortie de notre structure hybride est modifié et devient elliptique. La valeur de rotation mesurée sera  $\gamma$  différente de  $\Theta_F$ . La **Figure III- 30** montre la différence de mesure qui peut être introduit par une lame de phase d'une biréfringence de  $2.10^{-5}$  et une longueur de 15mm existant entre la sortie du convertisseur de mode et la sortie de notre de dispositif.

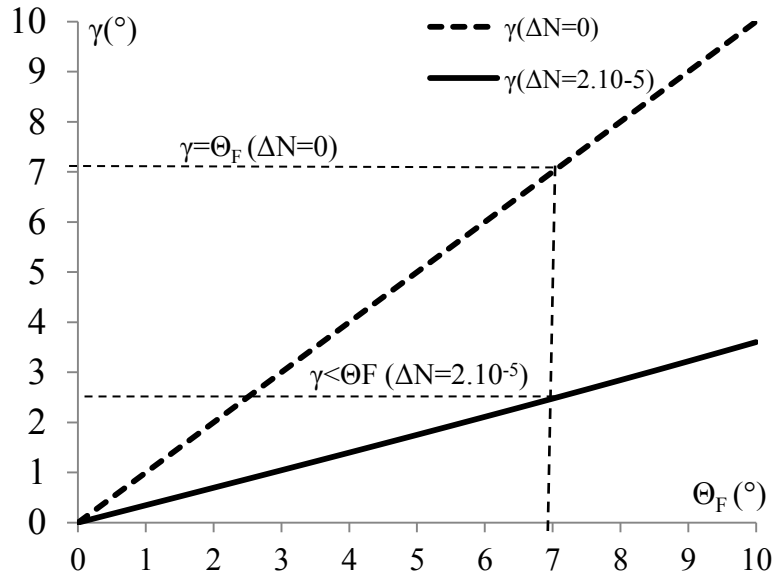


Figure III- 30 : Influence d'une lame de phase d'une biréfringence  $\Delta N=2.10^{-5}$  et longueur  $L=15\text{mm}$  sur la valeur de conversion de mode  $\Theta_F$ (°).

La figure qui représente un exemple proche de notre configuration pratique montre qu'on peut avoir une erreur de plusieurs degrés sur la mesure de la conversion de mode, avec une valeur mesurée en sortie toujours inférieure à celle issu du convertisseur. Il devient ainsi délicat d'avoir une valeur exacte de la conversion de mode.

### III.4.5.2 Les pertes optiques

Comme nous avons vu dans l'étude théorique, la diminution de la largeur du ruban de confinement  $w$  conduit à une augmentation du taux de confinement magnéto-optique et donc une augmentation des pertes d'absorptions dans la structure. Pour un taux de dopage de 2,04%, les pertes dans la couche magnéto-optiques sont de l'ordre de 225 dB/cm. Ainsi, selon la valeur du taux de confinement magnéto-optiques les pertes peuvent devenir très importantes, ce qui rend difficile les mesures magnéto-optiques sur ces structures hybrides car le signal à collecter à la sortie de la structure hybride devient très faible, comme montre la *Figure III- 31*.

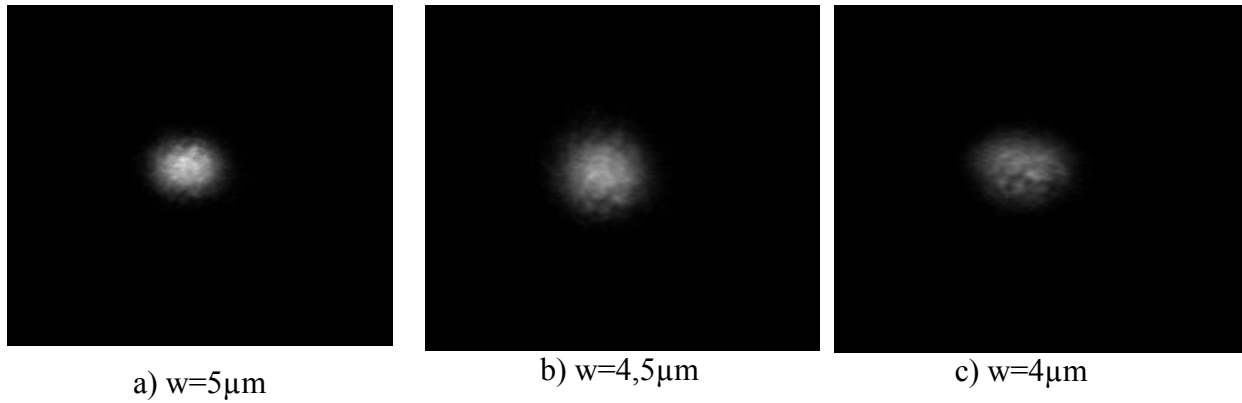


Figure III- 31 : Intensité de lumière à la sortie des trois structures hybrides ( $\lambda=1550\text{nm}$ )

Comme montre cette figure, l'intensité de lumière récupérée à la sortie de la structure hybride s'affaiblie avec la diminution de  $w$ . Pour cette raison, nous n'avons pas pu étudier les structures possédant un  $w$  plus petit que  $4\mu\text{m}$ . Le tableau ci-dessous montre les valeurs des tensions  $V_0$  correspond au à l'intensité  $I_0$  récupérée par le détecteur pour un couplage TE et un couplage TM dans la structure hybride.

$w$ ( $\mu\text{m}$ )	$V_0$ (couplage TM)	$V_0$ (couplage TE)
5	8,15	1,6
4.5	6,3	1,20
4	5,3	0,45
3,5	0,45	0

Tableau III- 3 : Valeurs des tensions  $V_0$  correspondant à l'intensité  $I_0$  récupérée par le détecteur aux sorties des structures hybrides possédant des  $w$  différents en fonction du type de couplage (TE ou TM).

Comme montre ce tableau, les pertes liées à l'absorption de la couche magnéto-optique augmentent beaucoup avec la diminution de  $w$  et donc le signal récupérer à la sortie de structure diminuent énormément. A cause du dichroïsme linéaire du mode TE, ces pertes sont 5 fois plus grandes pour un couplage TE par rapport un couplage TM.

Pour résumé on peut dire que les pertes représentent une limitation majeure qui ne permet pas de coupler-découpler la lumière dans ces structures possédant un  $w$  très petit et ainsi déterminer leurs performances magnéto-optiques.

## III.5 Bilan et perspectives

### III.5.1 Bilan du travail

Les travaux effectués au cours de cette thèse ont permis d'ouvrir une nouvelle voie vers la réalisation de dispositifs magnéto-optiques complètement compatibles avec la technologie de l'optique intégrée sur verre, en utilisant une matrice sol-gel hybride ( $\text{SiO}_2/\text{ZrO}_2$  ou  $\text{SiO}_2/\text{TiO}_2$ ) dopée par des nanoparticules de ferrite de Cobalt et déposée sur des guides faits par échange d'ions sur verre.

Dans ce mémoire, nous avons présenté la méthode d'élaboration des couches magnéto-optique, ainsi que la méthode de fabrication de la structure hybride. Les différentes techniques de caractérisation sont également abordées. Plus particulièrement nous avons concentré notre étude sur l'influence de la biréfringence modale et des paramètres opto-géométriques sur la valeur de l'amplitude de conversion de mode TE-TM.

Nous avons commencé dans l'étude pratique par la caractérisation des couches minces magnéto-optiques et les guides fabriqués par échange d'ions sur verre. Premièrement, nous avons vu comment la biréfringence modale varie dans les guides fabriqués par échange d'ions sur verre en fonction de leurs géométries. En effet, nous avons vu que la valeur mesurée de la biréfringence modale des guides « surface » augmente de  $6,2 \cdot 10^{-4}$  à  $1,2 \cdot 10^{-3}$  lorsque la largeur de diffusion  $w$  passe de  $0,7 \mu\text{m}$  à  $3 \mu\text{m}$ . Cette augmentation est justifiée par l'augmentation de la biréfringence géométrique des guides larges. Nous avons vu aussi, cette biréfringence diminue avec un léger enterrage.

Après l'étude des guides fabriqués par échange d'ions sur verre, nous avons étudié la couche magnéto-optique, et comment faire varier son indice de réfraction de couches minces de 1,51 à 1,58, en faisant varier la composition et la concentration des précurseurs métalliques constituant la matrice sol-gel. En effet, la matrice  $\text{SiO}_2/\text{ZrO}_2$  nous a permis d'atteindre une valeur d'indice maximale de 1,528 pour un sol possédant un taux maximal  $\text{SiO}_2/\text{ZrO}_2$  de 10/10 permettant d'obtenir un sol stable et sans agrégation. Tandis que le changement de précurseur de  $\text{ZrO}_2$  dans la matrice  $\text{SiO}_2/\text{ZrO}_2$  par le  $\text{TiO}_2$ , nous a permis de monter la valeur d'indice à une valeur de 1,58 pour un ratio  $\text{SiO}_2/\text{TiO}_2$  de 10/12. Nous avons vu aussi, que l'augmentation de la température du prétraitement thermique joue un rôle non négligeable sur l'augmentation de la valeur de l'indice de réfraction des couches MO (voir *Figure III- 9*).

Nous avons également montré comment minimiser la biréfringence modale des couches magnéto-optiques sol-gel en minimisant la biréfringence intrinsèque des couches *MO*. Cette minimisation s'effectue par un bon choix de la durée de traitement UV, ainsi que la durée et le degré de température du prétraitement thermique. Pour une matrice hybride sol-gel  $\text{SiO}_2/\text{TiO}_2$  la plus faible valeur de biréfringence modale de  $1,5 \cdot 10^{-4}$  est obtenu pour un traitement UV de 35 minutes et un prétraitement thermique de  $40^\circ\text{C}$  pendant 1 heure. Pour la matrice  $\text{SiO}_2/\text{ZrO}_2$  la plus faible valeur de biréfringence modale de l'ordre de  $10^{-4}$  est obtenue pour un traitement UV doux de 20 minutes et un prétraitement thermique de  $90^\circ\text{C}$  pendant 1 heure [13].

Après l'analyse séparée des guides et la couche *MO*, nous nous sommes intéressés à la structure hybride. Cette étude a montré :

- Une compatibilité complète entre les couches magnéto-optiques sol-gel et la technologie d'échange d'ions sur verre. La faible température de traitement utilisée ( $90^\circ\text{C}$ ) ne perturbe pas le guide, ce qui permet de guider de la lumière dans la structure.
- Une intensité lumineuse en sortie de la structure hybride qui se répartit d'une manière symétrique et possède une forme circulaire permettant un bon couplage avec les autres dispositifs optiques, notamment les fibres optiques.
- L'existence d'une conversion de mode dans la structure hybride. Cette conversion de mode est de l'ordre de quelques degrés (entre  $1,5$  à  $6^\circ$ ). L'existence de cette conversion valide totalement la faisabilité de notre structure hybride magnéto-optique.

Une étude de la variation du taux de conversion de mode en fonction des paramètres de la structure hybride a montré :

- La nécessité de réduire la biréfringence modale de notre structure hybride. Si l'on veut augmenter le taux de conversion de mode, sans trop augmenter la concentration des nanoparticules dans la couche magnéto-optique pour ne pas augmenter des pertes d'absorption, il est nécessaire de maintenir la biréfringence à une valeur inférieure à  $10^{-4}$ .
- La nécessité d'avoir un accès très proche à la sortie du convertisseur de mode ou d'enterrer suffisamment les extrémités, pour éviter la création d'une lame de phase et



la modification de l'état de polarisation qui induit une diminution de la conversion de mode créée dans le convertisseur de mode hybride.

Malgré ces résultats obtenus, qui montre clairement la possibilité de réaliser des convertisseurs de mode TE-TM compatible avec la technologie d'optique intégré sur verre, les performances du dispositif restent très limitées pour être utilisé en pratique. Cette limitation vient principalement des pertes d'absorption dans la couche magnéto-optique.

Donc, la mesure de la valeur des pertes exactes dans la structure hybride et leurs variation en fonction des paramètres opto-géométrique reste l'un des points sur lequel notre équipe travaille actuellement pour tenter de comprendre d'avantage le fonctionnement de la structure hybride.

D'autre part, l'équipe envisage plusieurs perspectives pour faire suite à ce travail. Ces perspectives sont détaillées dans le paragraphe suivant.

### **III.5.2 Perspectives de travail**

Les perspectives de ce travail sont de plusieurs ordres :

- A court terme, il est intéressant de chercher à augmenter la valeur de la conversion de mode en faisant un dépôt de la couche magnéto-optique sous champs magnétique pour réduire la biréfringence de couche et ainsi tenter de réduire la biréfringence modale de la structure hybride. Des études antérieurs sur les couches minces MO qui ont une fraction volumique en nanoparticules  $\Phi=0,27\%$  [13] ont montré que le tirage et le traitement UV sous un champ magnétique appliqué perpendiculairement au plan de la couche diminue de  $8.10^{-4}$  la biréfringence modale des couches MO et peut permettre d'obtenir ainsi un accord phase ( $\Delta N=0$ ).
- Ensuite, comme nous avons cité dans ce mémoire, la finalité de notre travail est de réaliser un convertisseur de mode non réciproque qui sera intégré avec deux polariseurs à l'entrée et à la sortie et un rotateur réciproque. L'intégration de ces éléments de polarisation reste une étape très cruciale dans la fabrication des isolateurs optiques [100]. Ils font l'objet d'une thèse que le doctorant François Parsy prépare à IMEP-LAHC dans le cadre d'un projet Cluster de la région Rhône Alpes. Ce doctorant a réussi notamment à fabriquer un séparateur de polarisation sur la

technologie d'échange d'ions sur verre. Donc, il très important d'essayer de faire une intégration de ces deux éléments sur le même substrat pour étudier leur compatibilité.

- Notre équipe envisage aussi de faire un dépôt d'une couche mince magnéto-optique sur les deux bras d'un interféromètre Mach-Zhender fabriqué sur un substrat de verre GO14 par la technique d'échange d'ions sur verre pour tester la possibilité de réaliser une propagation non réciproque. Le Mach-Zhender présent sur les masques a un espacement entre ses branches de 5 mm qui permet d'utiliser deux aimants identiques et appliquer deux champs magnétiques transversaux par rapport à la direction de propagation. Un tel dispositif est schématisé sur la **Figure III- 32**. Le dispositif à réaliser aura pour but de démontrer la possibilité d'obtenir une propagation non réciproque dans une telle structure, en étudiant l'intensité de sortie en fonction de la présence ou non des aimants.

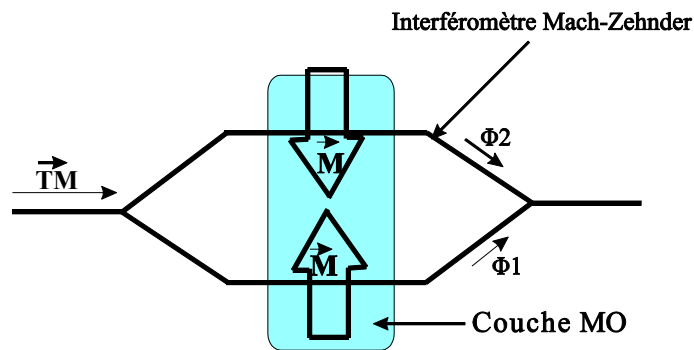


Figure III- 32 : Illustration du dispositif à réaliser.

D'une manière plus fondamentale, les résultats de ce travail ont montré qu'au-delà de la compatibilité, les performances des dispositifs sont limitées par le facteur de mérite du dopant qui reste faible.

Dans le cadre de l'amélioration du facteur de mérite, il est envisagé d'utiliser des nanoparticules de nanoparticules de Ce-YIG. Ces nanoparticules font l'objet de plusieurs recherches, dans le but d'améliorer leur stabilité dans un liquide porteur et de bien contrôler leurs tailles [101].

Enfin, une autre piste peut être envisagée. Il s'agit de l'utilisation de cristaux magnéto-photonique (CMP) pour amplifier les effets magnéto-optique (augmenter la rotation Faraday et améliorer le facteur de mérite) par la réalisation d'une structuration périodique 1D ou 3D d'un matériau magnéto-optique [102]. Ces CMP sont essentiellement obtenus par

structuration du grenat d'Yttrium et de Fer au moyen de la photolithogravure. En se basant sur les travaux de Nishijima *et al* [103], notre laboratoire a lancé une piste de recherche sur l'étude et la réalisation de cristaux magnéto-photoniques 1D et 3D basés sur une structure auto-assemblée d'opales. Cette structure agit comme un moule pour la solution sol-gel dopée avec des nanoparticules magnétiques [104]. Des effets résonnants ont été mis en évidence dans ces structures. Si l'amélioration du facteur de mérite est démontrée il pourrait être pertinent de chercher à coupler ces structures avec les guides sur verre. D'autre part, Levy *et al.* ont simulé et réalisé des structurations périodiques (1D CMP) de guides magnétiques. La **Figure III- 33** montre une image AFM d'un exemple de structures 1D d'une couche magnétique de BiLuIG déposée sur un substrat GGG avec une cavité résonante visible dans l'image. Avec différents arrangements, ils ont obtenu une rotation Faraday de 45 °[105].

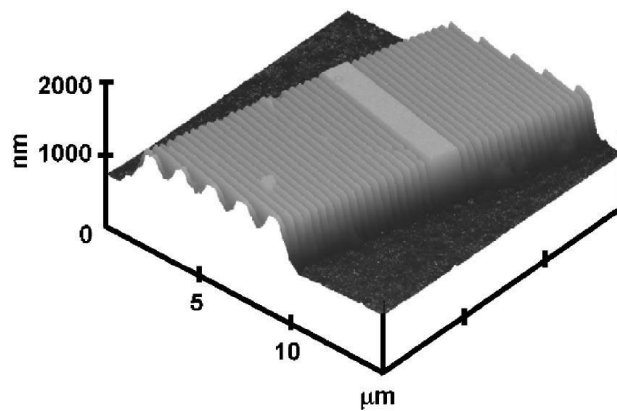


Figure III- 33 : Image AFM d'un cristal magnéto-photonique 1D[47].

La couche magnéto-optique déposée sur le guide fait par échange d'ions de verre dans le cas de la structure hybride *MO*, étant une couche photopolymérisable, il est très intéressant d'essayer de faire une structuration 1D par insolation et créer ainsi une structure périodique couche *MO*/air.

### III.6 Conclusion

Dans ce chapitre nous avons présenté l'étude optique et magnéto-optique de la structure hybride magnéto-optique. Nous avons commencé par l'étude des guides faits par échange d'ions sur verre, notamment leurs biréfringences modales et ces différentes origines.

Après nous avons présenté les différents résultats obtenus sur l'étude et la caractérisation de la couche mince magnéto-optique. Nous avons vu dans cette partie comment nous pouvons moduler l'indice de réfraction de 1,51 à 1,58 (à la longueur d'onde 1550nm) de notre couche magnéto-optique. Cela, par le changement de précurseur de  $ZrO_2$ , avec lequel on a obtenu un indice de réfraction maximal de 1,528 pour un taux  $SiO_2/ZrO_2$  de 10/10 par le précurseur  $TiO_2$ , avec lequel nous avons réussi à augmenter la valeur d'indice à une valeur proche de 1,58. Nous avons aussi montré qu'un traitement thermique de 100°C pendant 1h donne la valeur d'indice de réfraction la plus élevée possible pour la matrice hybride sol-gel  $SiO_2/TiO_2$ . Nous avons présenté aussi comment on peut baisser la biréfringence modale des couches magnéto-optique par l'usage de la bonne durée du traitement UV doux, le degré et la durée de la température du prétraitement thermique.

Après, nous avons commencé l'étude de la conversion de mode dans notre structure hybride. En premier étape, nous avons commencé par la démonstration de la faisabilité de notre structure hybride. En effet, nous avons pu injecter la lumière à l'entrée de la structure hybride, la faire propager sur quelques millimètres et la collecter à la sortie de la structure hybride. Une bonne distribution de cette lumière entre la couche magnéto-optique et le guide fait par échange d'ions a été démontrée. Dans la deuxième et la principale étape de cette étude et de notre travail d'une façon générale, nous avons démontré la possibilité d'avoir une conversion de mode dans notre dispositif magnéto-optique. En effet, nous avons pu obtenir une conversion de mode de quelques degrés. La faible valeur obtenue est justifié par faiblesse du taux de confinement dans la couche magnéto-optique d'une part et la valeur de la biréfringence relativement forte de la structure hybride.

Une étude paramétrique de la structure hybride a démontré la possibilité d'améliorer le rendement de conversion en choisissant les bonnes dimensions de la structure hybride, tout en respectant certains critères (respecter le caractère monomode de la structure, éviter la création des lames de phase indésirable...etc.). Nous pouvons retenir de cette partie l'importance de réaliser une structure hybride magnéto-optique la moins biréfringente possible pour maximiser le rendement de conversion, au lieu d'augmenter le dopage de la couche mince magnéto-optique qui augmente proportionnellement les pertes, ce qui complique beaucoup les mesures magnéto-optique et est néfaste pour l'utilisation de ce composant.

A la fin de ce dernier chapitre, nous avons terminé par une présentation d'un bilan globale de nos travaux durant cette thèse et proposé les perspectives futures pour améliorer l'efficacité de notre structure hybride et atteindre un maximum de conversion de mode.



---

## Conclusion générale

---

Ce mémoire est consacré à l'étude de la faisabilité d'un isolateur optique intégré sur verre. Ce travail a été effectué dans le cadre d'une thèse de doctorat de l'Université Jean Monnet de Saint Etienne, au sein du laboratoire Telecom Claude Chappe (LT2C). Il s'appuie sur une collaboration avec l'IMEP-LAHC de Grenoble et PECSA de Jussieu.

L'objectif global de ce travail était d'étudier la possibilité de réaliser un convertisseur de mode TE-TM compatible avec la technologie d'optique intégrée sur verre. Ce convertisseur est obtenu en déposant une couche mince dopée à l'aide de nanoparticules magnétiques déjà cristallisées et élaborée par voie sol-gel hybride organique-inorganique sur un guide fait par échange d'ions sur verre. L'absence de recuit thermique à haute température permet d'éviter les difficultés actuelles d'intégration des composants magnéto-optiques à base de grenat ferrimagnétique (YIG) avec ces technologies. Parmi les avantages de cette approche, on retrouve également sa facilité de mise en œuvre et la possibilité d'un couplage avec minimum de pertes avec les fibres optiques.

Dans le premier chapitre, nous avons présenté le cadre de travail et situé ses principaux objectifs. Le second a été consacré, dans une première partie à l'étude du comportement de la structure hybride. Il s'agissait notamment d'étudier la répartition du champ électromagnétique dans la structure hybride en fonction de l'indice et de l'épaisseur de la couche magnéto-optique, et de la largeur du guide fait par échange d'ions. Pour faire cette étude, nous avons utilisé, en partie, un solveur semi-vectoriel OptiBPM dont dispose le laboratoire IMEP-LAHC. Les résultats obtenus, dans cette partie, montrent la nécessité de bien choisir les différents paramètres opto-géométriques pour pouvoir réaliser des structure hybride efficaces qui assurent une répartition adéquate du mode entre la couche magnéto-optique et le guide fait par échange d'ions, un bon coefficient de couplage  $K$ . Dans la deuxième partie du chapitre, nous avons présenté les différentes étapes de l'élaboration des couches magnéto-optiques. Il s'agit de différentes réactions

chimiques aboutissant à la construction des ponts oxo  $-\text{Si}-\text{O}-\text{Si}-$  ou  $-\text{Zr}-\text{O}-\text{Zr}-$  (ou  $-\text{Ti}-\text{O}-\text{Ti}-$ ) et donc à la formation de la matrice mixte  $\text{SiO}_2/\text{ZrO}_2$  (ou  $\text{SiO}_2/\text{ZrO}_2$ ). Les nanoparticules de ferrite de Cobalt sont introduites dans la préparation sous forme de ferrofluide. Pour le dépôt des couches magnéto-optiques sur les différents substrats utilisés dans notre travail, nous avons utilisé un dispositif de dépôt « dip-coating ». Enfin, les couches déposées sont traitées thermiquement à une température basse allant de 20 à 120°C dans une étuve dans le but d'enlever les solvants piégés dans les couches. Ce traitement thermique est suivi par un autre traitement UV « doux » utilisant une lampe faible puissance ( $1 \text{ mW/cm}^{-1}$ ). Dans la dernière partie de chapitre, nous avons présenté les différentes techniques utilisées pour la caractérisation des différents échantillons. Par l'utilisation de la spectroscopie *M*-lines, nous pouvons déterminer les indices, épaisseurs, et biréfringences des couches déposées sur les différents substrats utilisés, y compris la couche formant la structure hybride. Nous avons utilisé également un dispositif d'ellipsométrie en espace libre pour mesurer l'ellipticité et la rotation Faraday spécifique des couches magnéto-optiques. Dans le cadre de cette thèse, nous avons adapté ce dernier dispositif pour l'utiliser en configuration guidée et étudier la conversion dans la structure hybride. Il est également très utile pour la mesure de la biréfringence modale dans les guides fait par échange d'ions et les structures hybrides par l'usage des battements de mode créés par perturbations. Cela donne accès au déballage de la phase TE/TM tout au long des guides et donc à la biréfringence modale. Cela peut aussi permettre de vérifier l'homogénéité des guides faits par échange d'ions et les structures hybrides.

Dans le troisième et dernier chapitre, nous avons présenté les résultats les plus importants de notre travail. Dans la première partie du chapitre, nous avons présenté les résultats obtenus sur l'étude de la biréfringence modale des guides faits par échange d'ions sur verre. Cette étude montre, notamment, que la biréfringence modale de ce type de guide augmente avec l'augmentation de la largeur du guide. Nous avons vu aussi dans cette partie comment l'enterrage peut diminuer la biréfringence modale. Dans la deuxième partie du chapitre, nous avons présenté les résultats obtenus sur l'étude des paramètres optogéométrique de la couche magnéto-optique. Dans cette partie et en utilisant la technique *M*-lines nous avons pu démontrer que l'indice de réfraction de nos couches minces peut être modulable entre 1,51 à 1,58 (à la longueur d'onde 1550nm). Nous avons démontré également que la biréfringence modale de la couche magnéto-optique peut être minimisée à une valeur

de l'ordre  $10^{-4}$  en agissant sur les types et les durées des traitements thermique et UV appliquées.

Les résultats expérimentaux les plus marquants présentés dans ce chapitre sont ceux relatifs à l'étude de la conversion de mode dans notre dispositif magnéto-optique. Tout d'abord, la possibilité d'injecter la lumière dans la structure hybride, la faire propager sur quelques millimètres, puis la collecter à la sortie du dispositif, nous a permis de démontrer la complète compatibilité de nos couches magnéto-optiques avec la technique d'échange d'ions sur verre. La forme ronde de l'intensité à la sortie du composant nous permet de prévoir son bon couplage avec d'autres dispositifs optiques tel que les fibres optiques. De plus, les mesures magnéto-optique ont mis en évidence l'existence de la conversion de mode dans la structure hybride. Ensuite, une étude paramétrique a montré la possibilité d'augmenter cette valeur de conversion de mode dans notre structure, en jouant sur plusieurs paramètres optogéométriques de la structure hybride pour aboutir à une démonstration de rotation de l'ordre de  $6^\circ$ . Néanmoins, les pertes importantes de la structure limitent les mesures sur les dispositifs qui pourraient être plus performants en terme de rotation.

Les points développés dans tout ce qui précède montrent que la réalisation d'un convertisseur de mode TE-TM et d'une façon plus large, un isolateur optique compatible avec la technologie de l'optique intégré sur verre est envisageable par l'utilisation d'un matériau composite. Les objectifs fixés dans le cadre de ce travail sont donc atteints.

Cependant, les performances atteintes par notre dispositif sont encore trop limitées pour être mise en application. Pour cela, plusieurs voies d'améliorations de la structure hybrides sont proposées. Il s'agit par exemple d'opter pour d'autres nanoparticules dopantes à plus fort facteur de mérite intrinsèque, ou par la mise en œuvre d'une structuration périodique sous forme de cristaux magnéto-photoniques.





---

## REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

---

- [1] F. P. Kapron, « Radiation losses in glass optical waveguides », *Appl. Phys. Lett.*, vol. 17, n° 10, p. 423-426, 1970.
- [2] C. A. Burrus, « Small area high current density GaAs electroluminescent diodes and a method of operation for improved degradation characteristics », *Appl. Phys. Lett.*, vol. 17, n° 3, p. 97, 1970.
- [3] S.E. Miller, « Integrated optics: an introduction », *Bell Systems Technology Journal*, vol. 48, n° 7, p. 2059-2069, 1969.
- [4] J. Fujita, R. Gerhardt, et L. Eldada, « Hybrid-integrated optical isolators and circulators », *Proceeding SPIE*, San Jose, CA, USA, p. 77-85, 2002.
- [5] V. Zayets et K. Ando, « Isolation effect in ferromagnetic-metal/semiconductor hybrid optical waveguide », *Appl. Phys. Lett.*, vol. 86, p. 261105, 2005.
- [6] T. Amemiya, H. Shimizu, P. N. Hai, M. Tanaka, et Y. Nakano, « Nonreciprocal propagation of light without external magnetic fields in a semiconductor waveguide isolator with a MnAs layer », *J. Magn. Magn. Mater.*, vol. 310, n° 2, Part 3, p. 2161-2163, 2007.
- [7] Mathias Vanwolleghem, Wouter Van Parys, D. Van Thourhout, R. Baets, F. Lelarge, O. Gauthier-Lafaye, B. Thedrez, R. Wirix-Speetjens, et L. Lagae, « Experimental demonstration of nonreciprocal amplified spontaneous emission in a CoFe clad semiconductor optical amplifier for use as an integrated optical isolator », *Appl. Phys. Lett.*, vol. 85, n° 18, p. 3980, 2004.
- [8] F. Gardillou, L. Bastard, et J.-E. Broquin, « 4.25 dB gain in a hybrid silicate/phosphate glasses optical amplifier made by wafer bonding and ion-exchange techniques », *Appl. Phys. Lett.*, vol. 85, n° 22, p. 5176, 2004.
- [9] J.-E. Broquin, « Glass integrated optics: state of the art and position toward other technologies », *Proceeding SPIE*, San Jose, CA, USA, p. 5, 2007.
- [10] F. Gardillou, L. Bastard, et J.-E. Broquin, « Integrated optics Bragg filters made by ion exchange and wafer bonding », *Appl. Phys. Lett.*, vol. 89, n° 89, p. 101123, 2006.

- [11] F. Royer, D. Jamon, J. J. Rousseau, H. Roux, D. Zins, et V. Cabuil, « Magneto-optical nanoparticle-doped silica-titania planar waveguides », *Appl. Phys. Lett*, vol. 86, n° 1, p. 011107, 2005.
- [12] 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 », *Appl. Phys. Lett*, vol. 94, n° 5, p. 051113, 2009.
- [13] F. Choueikani, « Étude des potentialités de couches minces sol-gel dopées par des nanoparticules magnétiques pour la réalisation de composants magnéto-optiques intégrés », Thèse de doctorat, Université Jean Monnet, St Etienne, 2008.
- [14] J. P. Castéra, « Applications de la magnéto-optique », *Techniques de l'Ingénieur*, vol. E1 962.
- [15] S. V. Kartalopoulos, « Introduction to DWDM technology », *I.E.E.E. Press*, 2000.
- [16] A. K. Zvezdin et V. A. Kotov, *Modern Magneto-optics and Magneto-optical Materials*. Institute of Physics Publishing, 1997.
- [17] G. Grynberg, A. Aspect, et C. Fabre, « Introduction aux lasers et à l'optique quantique », *Ellipses*, Paris, 1997.
- [18] « www.thorlabs.com ». .
- [19] A. Carengo, *systèmes optiques*, Collection SFO., vol. 3. 1992.
- [20] J. Z. Huang, R. Scarmozzino, G. Nagy, M. J. Steel, et R. M. Osgood, « Realization of a compact and single-mode optical passive polarization converter », *IEEE Photon. Techno. Lett*, vol. 12, n° 3, p. 317 - 319, 2000.
- [21] V. Zayets, M.C., Debnath, et K., Ando, « Complete magneto-optical waveguide mode conversion in  $Cd_{1-x}Mn_xTe$  waveguide on GaAs substrate », *Appl. Phys. Lett*, vol. 84, n° 4, p. 565, 2004.
- [22] H. Yokoi, Y. Shoji, E. Shin, et T. Mizumoto, « Interferometric optical isolator employing a nonreciprocal phase shift operated in a unidirectional magnetic Field », *Appl. Opt*, vol. 43, n° 24, p. 4745, 2004.
- [23] Kai Chang, *Handbook of microwave and optical components - Fiber and Electro-Optical Components*. John Wiley and Sons: , 1991.
- [24] R. M. Knox et P. P. Toullos, « Integrated circuits for the millimeter through optical frequency range », *Submillimeter Waves*, p. 497–516, 1970.
- [25] F. Gardillou, « Etude et réalisation de structures hybrides actives/passives en optique intégrée sur verre », Thèse de doctorat, INPG, Grenoble, Grenoble, 2005.

- [26] M. Lohmeyer, N. Bahlmann, O. Zhuromskyy, H. Dötsch, et P. Hertel, « Phase-matched rectangular magneto-optic waveguides for applications in integrated optics isolators: numerical assessment », *Optics Communications*, vol. 158, n° 1-6, p. 189–200, 1998.
- [27] S. Huard, « Polarisation de la lumière », *Masson*, Paris, 1993.
- [28] A. F. Popkov, M. Fehndrich, M. Lohmeyer, et H. D tsc h, « Nonreciprocal TE-mode phase shift by domain walls in magneto-optic rib waveguides », *Appl. Phys. Lett.*, vol. 72, n° 20, p. 2508, 1998.
- [29] J. Fujita, M. Levy, R.M. Osgood, L. Wilkens, et H. Dötsch, « Waveguide optical isolator based on Mach–Zehnder interferometer », *Appl. Phys. Lett.*, vol. 76, n° 16, p. 2158, 2000.
- [30] N. Bahlmann, M. Lohmeyer, H. D tsc h, et P. Hertel, « Integrated magneto-optic Mach-Zehnder interferometer isolator for TE modes », *Elec. Lett.*, vol. 34, n° 22, p. 2122-2123, 1998.
- [31] J. Fujita, M. Levy, et R. U. Ahmad, « Observation of optical isolation based on nonreciprocal phase shift in a Mach–Zehnder interferometer », *Appl. Phys. Lett.*, vol. 75, n° 7, p. 998-1000, 1999.
- [32] W. Zaets et K. Ando, « Optical waveguide isolator based on nonreciprocal loss/gain of amplifier covered by ferromagnetic layer », *IEEE Photon. Technol. Letts*, vol. 11, n° 8, p. 1012 - 1014, 1999.
- [33] S. Yamamoto et T. Makimoto, « Circuit theory for a class of anisotropic and gyrotropic thin-film optical waveguides and design of nonreciprocal devices for integrated optics », *J. Appl. Phys.*, vol. 45, n° 2, p. 882, 1974.
- [34] J. Castera et G. Hepner, « Isolator in integrated optics using the Faraday and Cotton-mouton effects », *IEEE Transactions on Magnetics*, vol. 13, n° 5, p. 1583- 1585, sept. 1977.
- [35] N. Sugimoto, H. Terui, A. Tate, Y. Katoh, Y. Yamada, A. Sugita, A. Shibukawa, et Y. Inoue, « A hybrid integrated waveguide isolator on a silica-based planar lightwave circuit », *IEEE J. Light. Techn*, vol. 14, n° 11, p. 2537 - 2546, 1996.
- [36] F. Auracher et H. H. Witte, « A new design for an integrated optical isolator », *Optics Communications*, vol. 13, n° 4, p. 435-438, 1975.
- [37] Yasuyuki Okamura, Takayuki Negami, et S. Yamamoto, « Integrated optical isolator and circulator using nonreciprocal phase shifters: a proposal », *Appl. Opt.*, vol. 23, n° 11, p. 1886-1889, juin 1984.

- [38] T. Shintaku, A. Tate, et S. Mino, « Ce-substituted yttrium iron garnet films prepared on  $Gd_3Sc_2Ga_3O_{12}$  garnet substrates by sputter epitaxy », *Appl. Phys. Lett.*, vol. 71, n°. 12, p. 1640, 1997.
- [39] L. Wilkens, D. Trager, A. F. Popkov, A. Alexeev, et H. Dotsch, « Compensation walls in gallium and aluminum substituted gadolinium–bismuth–iron garnet films created by laser annealing: Measurements and simulations », *Appl. Phys. Lett.*, vol. 79, n°. 5, p. 4292–4294, 2011.
- [40] M. Fehndrich, A. Josef, L. Wilkens, J. Kleine–B r ger, N. Bahlmann, M. Lohmeyer, P. Hertel, et H. D tsc h, « Experimental investigation of the nonreciprocal phase shift of a transverse electric mode in a magneto-optic rib waveguide », *Appl. Phys. Lett.*, vol. 74, n°. 20, p. 2918, 1999.
- [41] O. Zhuromskyy, H. tsch, M. Lohmeyer, L. Wilkens, et P. Hertel, « Magneto-optical Waveguides with Polarization-Independent Nonreciprocal PhaseShift », *J. Lightwave Technol.*, vol. 19, n°. 2, p. 214, févr. 2001.
- [42] Y. Shoji, T. Mizumoto, H. Yokoi, I.-W. Hsieh, et R. M. Osgood, « Magneto-optical isolator with silicon waveguides fabricated by direct bonding », *Appl. Phys. Lett.*, vol. 92, p. 071117, 2008.
- [43] W. Van Parys, B. Moeyersoon, D. Van Thourhout, R. Baets, M. Vanwolleghem, B. Dagens, J. Decobert, O. Le Gouezigou, D. Make, R. Vanheertum, et L. Lagae, « Transverse magnetic mode nonreciprocal propagation in an amplifying AlGaInAs/InP optical waveguide isolator », *Appl. Phys. Lett.*, vol. 88, p. 071115, 2006.
- [44] Hiromasa Shimizu et Yoshiaki Nakano, « Fabrication and characterization of an InGaAsp/InP active waveguide optical isolator with 14.7 dB/mm TE mode nonreciprocal attenuation », *J. of Lightwave technol.*, vol. 24, n°. 1, p. 38, 2006.
- [45] L. Bi, J. Hu, P. Jiang, D. H. Kim, G. F. Dionne, L. C. Kimerling, et C. A. Ross, « On-chip optical isolation in monolithically integrated non-reciprocal optical resonators », *Nature Photonics*, vol. 5, n°. 12, p. 758-762, nov. 2011.
- [46] M.-C. Tien, T. Mizumoto, P. Pintus, H. Kromer, et J. E. Bowers, « Silicon ring isolators with bonded nonreciprocal magneto-optic garnets », *Opt. Express*, vol. 19, n°. 12, p. 11740-11745, juin 2011.
- [47] R. Li et M. Levy, « Bragg grating magnetic photonic crystal waveguides », *Applied Physics Letters*, vol. 86, n°. 25, p. 251102-251102-3, juin 2005.
- [48] L. Magdenko, E. Popova, M. Vanwolleghem, C. Pang, F. Fortuna, T. Maroutian, P. Beauvillain, N. Keller, et B. Dagens, « Wafer-scale fabrication of magneto-photonic

structures in Bismuth Iron Garnet thin film », *Microelectronic Engineering*, vol. 87, n°. 11, p. 2437-2442, nov. 2010.

[49] Z. Yu et S. Fan, « Optical isolation based on nonreciprocal phase shift induced by interband photonic transitions », *Applied Physics Letters*, vol. 94, n°. 17, p. 171116-171116-3, mai 2009.

[50] K. Ando, T. Okoshi, et N. Koshizuka, « Waveguide magneto-optic isolator fabricated by laser annealing », *Appl. Phys. Lett.*, vol. 53, p. 4, 1988.

[51] M. Levy, M. H. Hu, R. Scarmozzino, R. M. Osgood, H. Hegde, F. J. Cadieu, et V. J. Fratello, « Sputtered-magnet Mach-Zehnder waveguide isolator », in , *IEEE Lasers and Electro-Optics Society Annual Meeting, 1996. LEOS 96*, vol. 2, p. 232-233 vol.2, 1996.

[52] T. Shintaku, « Integrated optical isolator based on efficient nonreciprocal radiation mode conversion », *Appl. Phys. Lett.*, vol. 73, n°. 14, p. 1946-1948, 1998.

[53] H. Yokoi, T. Mizumoto, N. Shinjo, N. Futakuchi, et Y. Nakano, « Demonstration of an optical isolator with a semiconductor guiding layer that was obtained by use of a nonreciprocal phase shift », *Appl. Opt.*, vol. 39, n°. 33, p. 6158-6164, nov. 2000.

[54] A.-L. Joudrier, « Hybridation fonctionnelle par transfert de films magnétooptiques sur guide », Thèse de doctorat INPG, Grenoble, 2007.

[55] T. R. Zaman, X. Guo, et R. J. Ram, « Faraday rotation in an InP waveguide », *Appl. Phys. Lett.*, vol. 90, n°. 2, p. 023514-023514-3, 2007.

[56] A. Lesuffleur, M. Vanwollegem, P. Gogol, B. Bartenlian, P. Beauvillain, J. Harmle, L. Lagae, J. Pistora, K. Postava, S. Visnovsky, et R. Wirix-Speetjens, « Magneto-optical parameters of  $\text{Co}_{90}\text{Fe}_{10}$  and  $\text{Co}_{50}\text{Fe}_{50}$  ferromagnetic thin films for 1.3  $\mu\text{m}$  integrated isolator », *J. Magn. Magn. Mater.*, vol. 305, n°. 2, p. 284-290, 2006.

[57] A. Lopez-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 », *Appl. Phys. Lett.*, vol. 95, n°. 14, p. 143302, 2009.

[58] H. P. Fu, R. Y. Hong, Y. J. Wu, G. Q. Di, B. Xu, Y. Zheng, et D. G. Wei, « Preparation and Faraday rotation of Bi-YIG/PMMA nanocomposite », *J. Magn. Magn. Mater.*, vol. 320, n°. 21, p. 2584-2590, 2008.

[59] X. W. Zhang, S. Y. Zhang, et G. R. Han, « Growth and characterization of magneto-optical single-crystal  $\text{ReYbBiIG}$  with temperature-stabilized Faraday rotation », *J. Magn. Magn. Mater.*, vol. 246, n°. 1-2, p. 67-72, avr. 2002.

[60] 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-Fe<sub>2</sub>O<sub>3</sub>: A New Optically Transparent Magnetic Material », *Science*, vol. 257, n°. 5067, p. 219-223, juill. 1992.

[61] 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°. 1-2, p. 177-179, 1993.

[62] D. Jamon, « Etude et application des anisotropies optiques de gels de silice dopés par des nanoparticules magnétiques », Thèse de doctorat, Université Jean Monnet, St Etienne, 2000.

[63] F. Royer, « Etude et application des effets magnéto-optiques dans les couches minces sol-gel à l'aide de nanoparticules magnétiques », Thèse de doctorat, INPG, Grenoble, 2004.

[64] H. Amata, F. Royer, F. Choueikani, D. Jamon, F. Parsy, J.-E. Broquin, S. Neveu, et J. Jacques Rousseau, « Hybrid magneto-optical mode converter made with a magnetic nanoparticles-doped SiO<sub>2</sub>/ZrO<sub>2</sub> layer coated on an ion-exchanged glass waveguide », *Applied Physics Letters*, vol. 99, n°. 25, p. 251108, déc. 2011.

[65] S. Fukaya, Kyoichi Adachi, Minoru Obara, et H. Kumagai, « The growth of Cr<sup>4+</sup>:YAG and Cr<sup>4+</sup>:GGG thin films by pulsed laser deposition », *Optics Communications*, vol. 187, n°. 4-6, p. 373-377, janv. 2001.

[66] R. G. Eguchi, E. A. Maunders, et I. K. Naik, « Fabrication of low-loss waveguides in BK-7 by ion exchange », presented at the Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, Bellingham, WA, 1983, vol. 408, p. 21-26.

[67] J.-E. Broquin, « Etude de guides d'onde dopés terres rares en optique intégrée sur verre en vue de la réalisation d'un amplificateur optique », Thèse de doctorat, INPG, Grenoble, 1997.

[68] Broquin, J. E, « Ion-exchanged integrated devices », presented at the International Society for Optical Engineering (SPIE) Conference Series, San Jose, CA, USA, 2001, vol. 4277, p. 105.

[69] T. Izawa, « Optical waveguide formed by electrically induced migration of ions in glass plates », *Appl. Phys. Lett.*, vol. 21, n°. 12, p. 584, 1972.

[70] J. Viljanen et M. Leppihalme, « Planar optical coupling elements for multimode fibers with two-step ion migration process », *Appl Phys.*, vol. 24, n°. 1, p. 61-63, janv. 1981.

[71] C. Jayakrishnan, A. Verma, S. Debbarma, U. N. Hivarkar, R. Makkar, A. Bhatnagar, et K. Chalapathi, « Fabrication and packaging of 1X8 power splitter/combiner in BK-7 glass at 1.31/1.55- $\mu$ m wavelength », presented at the Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, 2001, vol. 4417, p. 271-273.

- [72] Bianca Buchold Christoph Glingener Voges, « Polarization Insensitive Ion-Exchanged Arrayed-Waveguide Grating Multiplexers in Glass », *Fiber and Integrated Opt.*, vol. 17, n° 4, p. 279-298, 1998.
- [73] G. Jose, G. Sorbello, S. Taccheo, E. Cianci, V. Foglietti, et P. Laporta, « Active waveguide devices by Ag-Na ion exchange on erbium-ytterbium doped phosphate glasses », *J. Non-Cryst Solids.*, vol. 322, n° 1-3, p. 256-261, 2003.
- [74] L. Poffo, « Interaction acousto-optique en optique intégré sur verre et applications », Thèse de doctorat, UJF, Grenoble, 2007.
- [75] A. N. Miliou, R. Srivastava, et R. V. Ramaswamy, « Modeling of the index change in K<sup>+</sup>/Na<sup>+</sup> ion-exchanged glass », *Appl. Opt.*, vol. 30, n° 6, p. 674-681, févr. 1991.
- [76] S. D. Fantone, « Refractive index and spectral models for gradient-index materials », *Appl. Opt.*, vol. 22, n° 3, p. 432-440, 1983.
- [77] B. E. A. Saleh et M. C. Teich, *Fundamentals of Photonics*, 1st éd. John Wiley & Sons, 1991.
- [78] S. Pelissier, D. Blanc, M. P. Andrews, S. I. Najafi, A. V. Tishchenko, et O. Parriaux, « Single-step UV recording of sinusoidal surface gratings in hybrid solgel glasses », *Appl. Opt.*, vol. 38, n° 32, p. 6744-6748, 1999.
- [79] H. Krug et H. Schmidt, « Organic-inorganic nanocomposites for micro optical applications », *New J. Chem.*, vol. 18, n° 10, 1994.
- [80] E.P. Wohlfarth, *Handbook of Magnetic Materials*, vol. 2. 1986.
- [81] S. Neveu, « Size-Selective Chemical Synthesis of Tartrate Stabilized Cobalt Ferrite Ionic Magnetic Fluid », *J. Coll. Int. Sc.*, vol. 255, n° 2, p. 293-298, 2002.
- [82] 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 Solids.*, vol. 147-148, p. 424-436, 1992.
- [83] D. L. Kurdikar et N. A. Peppas, « Method of determination of initiator efficiency: application to UV polymerizations using 2,2-dimethoxy-2-phenylacetophenone », *Macromolecules*, vol. 27, n° 3, p. 733-738, janv. 1994.
- [84] J. M. White et P. F. Heidrich, « Optical waveguide refractive index profiles determined from measurement of mode indices: a simple analysis », *Appl. Opt.*, vol. 15, n° 1, p. 151-155, 1976.
- [85] P. K. Tien, R. Ulrich, et R. J. Martin, « Mode of propagation light waves in thin deposited semiconductor films », *Applied Physics Letters*, vol. 14, n° 9, p. 291-294, 1969.
- [86] R. Ulrich et R. Torge, « Measurement of Thin Film Parameters with a Prism Coupler », *Appl. Opt.*, vol. 12, n° 12, p. 2901-2908, 1973.



- [87] E. Pelletier, F. Flory, et Y. Hu, « Optical characterization of thin films by guided waves », *Appl. Opt.*, vol. 28, n<sup>o</sup>. 14, p. 2918-2924, 1989.
- [88] D. W. Marquardt, « Levenberg-Marquart Methods and Nonlinear Estimation », *SIAM J. Appl. Math.*, vol. 11, n<sup>o</sup>. 6, p. 431-441, 1963.
- [89] C. Urlacher, « Corrélations entre microstructure et propriétés de guidage optique de couches minces élaborées par le procédé sol-gel : application au ZrO<sub>2</sub> et au titanate de plomb », Thèse de doctorat, Université Lyon 1, Villeurbanne, 1996.
- [90] A. Trouillet, « Réalisation de guides optiques plans en polymères non linéaires. Application à la modulation électrooptique de plasmons de surface à faibles pertes », Thèse de doctorat, Université Jean Monnet, St Etienne, 1994.
- [91] R. M. A. Azzam, N. M. Bashara, et D. Thorburn Burns, « Ellipsometry and polarized light », *Analytica Chimica Acta*, vol. 199, n<sup>o</sup>. 0, p. 283-284, 1987.
- [92] R. C. Jones, « A New Calculus for the Treatment of Optical Systems », *J. Opt. Soc. Am.*, vol. 31, n<sup>o</sup>. 7, p. 488-493, 1941.
- [93] H. P. Weber, F. A. Dunn, et W. N. Leibolt, « Loss Measurements in Thin-Film Optical Waveguides », *Appl. Opt.*, vol. 12, n<sup>o</sup>. 4, p. 755-757, 1973.
- [94] R. Eckhardt et R. Ulrich, « Mode-beating spectroscopy in a few-mode optical guide », *Appl. Phys. Lett.*, vol. 63, n<sup>o</sup>. 3, p. 284, 1993.
- [95] D. Johlen, G. Stolze, H. Renner, et E. Brinkmeyer, « Measurement of the birefringence of UV-written channel silica waveguides by magneto-optic polarization-mode coupling », *J. Lightwave Technol.*, vol. 18, n<sup>o</sup>. 2, p. 185, 2000.
- [96] S. Yliniemi, B. R. West, et S. Honkanen, « Ion-exchanged glass waveguides with low birefringence for a broad range of waveguide widths », *Appl. Opt.*, vol. 44, n<sup>o</sup>. 16, p. 3358-3363, juin 2005.
- [97] V. Minier, D. Persegol, J.L. Lovato, et A. Kévorkian, « Integrated Optical Current Sensor with low-birefringence optical waveguides », presented at the Optical Fiber Sensors,, Washington, 1997, vol. 16, p. OWA.
- [98] O. Perrot, L. Guinvarc'h, D. Benhaddou, P. C. Montgomery, R. Rimet, B. Boulard, et C. Jacoboni, « Optical investigation of fluoride glass planar waveguides made by vapour phase deposition », *J. Non-Cryst Solids.*, vol. 184, p. 257-262, 1995.
- [99] D. Jamon, F. Donatini, A. Siblini, F. Royer, R. Perzynski, V. Cabuil, et S. Neveu, « Experimental investigation on the magneto-optic effects of ferrofluids via dynamic measurements », *J. Magn. Magn. Mater.*, vol. 321, n<sup>o</sup>. 9, p. 1148-1154, 2009.

- [100] J. Johann Bregenzler, « Integrated polarisation rotators », University of Glasgow, Glasgow, 2009.
- [101] H. Xu, H. Yang, W. Xu, et S. Feng, « Magnetic properties of Ce,Gd-substituted yttrium iron garnet ferrite powders fabricated using a sol-gel method », *Journal of Materials Processing Technology*, vol. 197, n<sup>o</sup>. 1-3, p. 296-300, févr. 2008.
- [102] M. Inoue, R. Fujikawa, A. Beryshev, A. Khanikaev, P. B. Lim, H. Uchida, O. Aktsipetrov, A. Fedyanin, T. Murzina, et A. Granovsky, « Magnetophotonic crystals », *J. Phys. D. Appl. Phys*, vol. 39, n<sup>o</sup>. 8, p. R151, 2006.
- [103] Y. Nishijima, K. Ueno, S. Juodkazis, V. Mizeikis, H. Misawa, T. Tanimura, et K. Maeda, « Inverse silica opal photonic crystals for optical sensing applications », *Opt. Express*, vol. 15, n<sup>o</sup>. 20, p. 12979-12988, oct. 2007.
- [104] R. Kékesi, « Experimental Study of 3D Magneto-Photonic Crystals Made of Silica Inverse Opals Doped by Magnetic Nanoparticles », Thèse de doctorat, Université Jean Monnet, Saint-Etienne, 2011.
- [105] 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, n<sup>o</sup>. 12, p. 1964, déc. 2001.



# Faisabilité d'un isolateur optique intégré sur verre

## RESUME

Les isolateurs optiques sont des composants non-réciproques très important dans les systèmes de télécommunication optique. Actuellement les composants commercialisés sont tous discrets, à cause de la difficulté d'intégration des matériaux magnéto-optiques avec les technologies de l'optique intégrée. L'objectif de ma thèse était d'ouvrir une nouvelle voie technologique pour aboutir à une telle intégration. Pour cela nous avons développé une approche basée sur l'utilisation d'un matériau magnéto-optique composite complètement compatible avec la technologie d'échange d'ions sur verre. Ce matériau est élaboré par la voie sol-gel organique-inorganique et dopé par des nanoparticules magnétiques de ferrite de Cobalt ( $\text{CoFe}_2\text{O}_4$ ). Il a montré des potentialités très prometteuses, illustré par une rotation Faraday spécifique de  $420^\circ/\text{cm}$  (@1550nm). Ce composite est déposé par la méthode dip-coating sur un guide fait par échange ionique d' $\text{Ar}^+/\text{Na}^+$ , avec des extrémités enterrées par la méthode d'enterrage sélective pour faciliter le couplage-découplage de la lumière dans la structure hybride. Enfin, un traitement thermique ( $<100^\circ\text{C}$ ) et un traitement UV compatibles avec le procédé d'échange d'ions sur verre sont appliqués sur le dispositif pour finaliser la couche magnéto-optique.

La caractérisation optique de notre dispositif a montré une bonne distribution de la lumière entre la couche magnéto-optique et le guide fait par échange d'ions (un bon confinement latéral). De plus, l'application d'un champ magnétique longitudinal au composant a permis de démontrer une valeur de conversion de mode TE-TM qui correspond bien à la quantité de la lumière confinée dans la couche magnéto-optique et la biréfringence modale de la structure.

Donc, le but principal de la thèse est atteint, et ces résultats montrent la faisabilité d'un convertisseur de mode TE-TM compatible avec la technologie d'optique intégrée sur verre.

**Mots clés :** Isolateurs optiques, Optique intégré, Sol-gel, Nanoparticules magnétiques, Effet non réciproque, Guides faits par échange d'ions sur verre, Biréfringence, Conversion de mode TE-TM.

## Feasibility of an integrated optical isolator on glass

### ABSTRACT

Optical isolators are essential nonreciprocal devices used in optical communication systems. Currently, these components are commercially available but only in bulk form, due to the difficulties to embed magneto-optical materials with integrated classical technologies. To overcome this problem, our group has developed a new approach based on composite magneto-optical matrix that is fully compatible with ion-exchanged glass waveguide technology. This material is developed by organic inorganic sol-gel process and doped by magnetic nanoparticles ( $\text{CoFe}_2\text{O}_4$ ). Such a magneto-optical composite matrix has shown promising potentialities illustrated by a specific Faraday rotation of  $420^\circ/\text{cm}$  (@1550nm). Using dip-coating technique, a composite layer was coated on a glass substrate containing straight channel waveguide made by a silver/sodium ion exchange. The extremities of the guides were previously buried using selective buried method in order to facilitate coupling-decoupling of light in hybrid structure. Last, a soft annealing ( $<100^\circ\text{C}$ ) and UV treatment, both compatible with the ion-exchanged process, have been implemented to finalize the magneto-optical film.

Optical characterization demonstrated a good distribution of light between the magneto-optical thin film and the ion-exchanged waveguide (good lateral confinement). Furthermore TE to TM mode conversion has been observed when a longitudinal magnetic field is applied to the device. The amount of this conversion is in good agreement with the distribution of light between the layer and the guide obtained by numerical calculations, and the modal birefringence of the structure.

So, the aim of my thesis is achieved and the results demonstrate the feasibility of TE to TM mode converter fully compatible with glass integrated optics.

**Keyword:** Optical isolators, Integrated optics, Sol-gel, Magnetic nanoparticles, Non-reciprocal effect, Ion-exchanged waveguide, Birefringence, TE to TM mode conversion.