



**HAL**  
open science

# Etude de la réalisation d'un isolateur optique intégré sur verre

Jean-Philippe Garayt

► **To cite this version:**

Jean-Philippe Garayt. Etude de la réalisation d'un isolateur optique intégré sur verre. Optique / photonique. Université de Lyon, 2017. Français. NNT : 2017LYSES044 . tel-02109852

**HAL Id: tel-02109852**

**<https://theses.hal.science/tel-02109852v1>**

Submitted on 25 Apr 2019

**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.



N° d'ordre NTT : 2017LYSES044

**THÈSE de DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ DE LYON**

opérée au sein du

**Laboratoire Hubert Curien**

**École doctorale N°488**

«Science, Ingénierie et Santé»

Spécialité de doctorat «Optique Photonique Hyperfréquence»

Soutenue publiquement le 31/10/2017 par

**Jean-Philippe GARAYT**

---

**Étude de la réalisation d'un isolateur optique  
intégré sur verre**

---

devant le jury composé de :

Mme. N. Courjal,	MC,HDR,	FEMTO-ST	Rapporteure
Mme. B. Dagens,	DR,	IEF	Rapporteure
M. J.-E. Broquin,	Pr.,	IMEP-LAHC	Président
M. F. Royer,	Pr.,	UJM,LaHC	Directeur de thèse
M. D. Jamon,	IGR,	UJM,LaHC	Co-directeur de thèse



## Table des matières

<b>Table des matières</b>	<b>1</b>
<b>Introduction</b>	<b>5</b>
<b>I L'état actuel des isolateurs intégrés</b>	<b>7</b>
I.1 Les isolateurs . . . . .	7
I.1.1 Le rôle des isolateurs . . . . .	7
I.1.2 La polarisation de la lumière . . . . .	12
I.1.3 Les isolateurs actuels, à effet Faraday . . . . .	18
I.2 L'intégration des isolateurs . . . . .	26
I.2.1 L'optique intégrée sur verre ou silicium . . . . .	26
I.2.2 Isolateur intégré basé sur la conversion de mode . . . . .	29
I.2.3 Isolateur intégré basé sur la biréfringence induite . . . . .	37
I.2.4 Isolateur intégré basé sur l'absorption non-réciproque . . . . .	42
I.2.5 L'état de l'art des isolateurs intégrés . . . . .	43
I.3 Le problème de l'intégration des matériaux magnétooptiques . . . . .	45
I.3.1 Facteur de mérite d'un matériau magnétooptique . . . . .	45
I.3.2 Les grenats de la famille YIG . . . . .	48
I.3.3 Autres solutions d'intégration magnétooptique . . . . .	51
I.3.4 L'intégration par sol-gel . . . . .	53
I.4 Les buts de cette thèse . . . . .	57
<b>II Propagation de la lumière dans un guide magnétooptique</b>	<b>59</b>
II.1 Équations de la conversion de modes dans un guide magnétooptique	59
II.1.1 Évolution des modes, sans pertes . . . . .	59
II.1.2 Visualisation sur la sphère de Poincaré . . . . .	61



II.1.3	Evolution des modes, avec absorption . . . . .	66
II.1.4	Evolution avec absorption et couplage quelconque . . . . .	69
II.1.5	Évaluation de l'importance des différents termes . . . . .	72
II.2	Étude expérimentale de la propagation dans des guides magnétooptiques . . . . .	77
II.2.1	Description du banc de mesures expérimentales . . . . .	77
II.2.2	Description du guide étudié . . . . .	79
II.2.3	Balayage horizontal et battements . . . . .	82
II.2.4	Aller-retours verticaux . . . . .	88
II.2.5	Conclusion . . . . .	94
II.3	Modélisation numérique d'un guide magnétooptique à enterrage sélectif . . . . .	95
II.3.1	Modélisation du comportement magnétique des nanoparticules bloquées dans le sol-gel . . . . .	95
II.3.2	Modélisation de l'aimant . . . . .	99
II.3.3	Modélisation du balayage horizontal . . . . .	101
II.3.4	Détermination des paramètres de la modélisation . . . . .	102
II.3.5	Résultats obtenus sur le guide de référence . . . . .	104
II.3.6	Résultats obtenus sur un guide peu biréfringent . . . . .	106
II.4	Conclusion . . . . .	109
<b>III</b>	<b>Étude comparée des différents guides et échantillons</b>	<b>111</b>
III.1	Rappels sur la fabrication des guides magnétooptiques . . . . .	111
III.1.1	Fabrication de guides optiques . . . . .	111
III.1.2	Dépôt de la couche magnétooptique . . . . .	114
III.2	Influence de la largeur des guides . . . . .	116
III.2.1	Évolution de la biréfringence et du dichroïsme . . . . .	116
III.2.2	Évolution du couplage magnétooptique longitudinal . . . . .	119
III.2.3	Évolution de l'absorption et du facteur de mérite . . . . .	120
III.2.4	Évolution de la biréfringence et de l'absorption non-réciproques	123
III.2.5	Conclusion . . . . .	124
III.3	Influence du matériau de la couche magnétooptique . . . . .	124
III.3.1	Description des échantillons étudiés . . . . .	125
III.3.2	Biréfringence . . . . .	126
III.3.3	Couplage magnétooptique . . . . .	127
III.3.4	Facteur de mérite . . . . .	130
III.3.5	Biréfringence et absorption non-réciproques . . . . .	131
III.3.6	Conclusion . . . . .	132
III.4	Conclusion . . . . .	133
<b>IV</b>	<b>Perspectives sur la réalisation d'un isolateur intégré sur verre</b>	<b>135</b>

IV.1	Isolateur à base de conversion de modes guidés . . . . .	135
IV.1.1	Principe de la mise en œuvre . . . . .	135
IV.1.2	Bande passante . . . . .	142
IV.1.3	Réalisations et mesures . . . . .	147
IV.1.4	Perspectives . . . . .	149
IV.2	Isolateur à base de conversion de mode guidé vers mode radiatif . .	150
IV.2.1	Réalisation de cet isolateur . . . . .	150
IV.2.2	Perspectives . . . . .	151
IV.3	Isolateur à base de biréfringence non-réciproque . . . . .	152
IV.3.1	Réalisation de cet isolateur . . . . .	152
IV.3.2	Perspectives . . . . .	153
IV.4	Isolateur à base d'absorption non-réciproque . . . . .	154
IV.4.1	Réalisation de cet isolateur . . . . .	154
IV.4.2	Perspectives . . . . .	154
IV.5	Conclusion et perspectives . . . . .	155
<b>V</b>	<b>Annexes : Propagation de la lumière en espace libre ou guidé</b>	<b>157</b>
V.1	Propagation d'une onde dans un milieu isotrope transparent en présence d'un champ magnétique . . . . .	157
V.1.1	Milieu isotrope . . . . .	157
V.1.2	Effet Faraday . . . . .	158
V.1.3	Effet Cotton-Mouton . . . . .	159
V.2	Modes propres d'un guide plan . . . . .	160
V.2.1	Modes TE . . . . .	161
V.2.2	Modes TM . . . . .	164
V.3	Equations des modes couplés . . . . .	166
V.3.1	Équations générales de propagation . . . . .	166
V.3.2	Propagation avec une aimantation longitudinale . . . . .	169
V.3.3	Propagation avec une aimantation transverse . . . . .	169
V.3.4	Propagation avec une aimantation polaire . . . . .	170
	<b>Conclusion</b>	<b>171</b>
	<b>Bibliographie</b>	<b>173</b>



Si les télécommunications par fibres optiques se répandent aujourd'hui partout jusque dans nos maisons, c'est que les coûts de fabrication des composants qui constituent sa chaîne de transmission ont fortement baissé, en particulier par le principe d'intégration optique, qui permet de fabriquer les différentes fonctions (laser, modulateur, photodétecteur, multiplexeur, ...cf. par exemple [AHN et al., 2007](#); [BROQUIN, 2001](#); [GERAGHTY et al., 2001](#); [KAMINOW et al., 1974](#); [TAKAHASHI et al., 1992](#)) directement sur la surface d'une même plaque de verre, de silicium ou d'un autre matériau. Cependant, il reste un composant qui résiste encore aux efforts d'intégration : l'isolateur optique. Sa fonction est essentielle : préserver les lasers des réflexions parasites qui dénaturent sa finesse spectrale. Son principe est similaire à celui d'une diode : laisser passer la lumière dans un seul sens, et la bloquer dans l'autre.

De tels isolateurs existent ; ils utilisent tous des matériaux massifs, souvent à base de grenats de fer et d'yttrium (YIG), cristallisés selon des techniques de fabrication qui nécessitent des recuits à plus de  $700^{\circ}\text{C}$  : ils présentent alors une propriété magnétooptique essentielle, l'effet Faraday. Ces hautes températures sont incompatibles avec les composants intégrés. Tout l'enjeu de la fabrication des isolateurs intégrés consiste donc à trouver une méthode pour, après avoir fabriqué un matériau magnétique ayant des propriétés magnétooptiques intéressantes, arriver à rapporter ce matériau sur un guide d'onde en surface d'un substrat, de manière à créer un effet magnétooptique pour la lumière se propageant dans le guide.

Plusieurs techniques ont été proposées : adhésion moléculaire ([YOKOI et al., 2000](#)), collage ([GHOSH et al., 2011](#)), ou bien intégration de nanoparticules magnétiques dans une matrice hôte compatible ([CHOUËIKANI et al., 2009](#)). Cette dernière approche, composite, a été le sujet de thèse de Fadi Choueikani ([CHOUËIKANI, 2008](#)) qui a étudié le dépôt de couches dopées en nanoparticules de ferrite de cobalt sur un substrat de verre. Il a mis en évidence des effets magnétooptiques sur la lumière guidée à l'interface entre le substrat de verre et la couche magnétooptique. Hadi Amata ([AMATA, 2012](#)) a continué cette étude par la réalisation de guides magnétooptiques sur verre, constitués d'une couche composite déposée sur des guides fabriqués par échange ionique. La possibilité d'obtenir une propagation guidée de la lumière avec un effet magnétooptique était alors prouvée ; mais les effets restaient à ce moment-là trop faibles pour pouvoir fabriquer le composant recherché : l'isolateur optique.

Cette thèse est la continuité de celle de Hadi Amata. Elle a pour but d'étudier en profondeur les caractéristiques optiques et magnétooptiques de ces dispositifs, de manière à mieux comprendre les phénomènes mis en jeu, à optimiser les paramètres de fabrication, et à concevoir quel type d'isolateur serait réalisable à partir des guides que nous savons fabriquer. Elle a été menée au laboratoire Hubert Curien (UMR CNRS 5516) de l'université Jean Monnet à Saint-Étienne, en collaboration avec deux autres équipes françaises avec lesquelles les échanges sont nombreux depuis plusieurs années. Il s'agit de l'équipe « colloïdes inorganiques » du laboratoire PHENIX (UMR CNRS 8234) pour la synthèse des nanoparticules magnétiques, et de l'équipe « optique intégrée » du laboratoire IMEP-LAHC (UMR CNRS 5130) pour la fabrication des guides sur verre.

Ce manuscrit résume les résultats d'un travail effectué sur 5 années à raison d'un jour par semaine, en parallèle de mon activité d'enseignement en classe préparatoires PCSI au lycée Claude Fauriel à Saint-Étienne. Il sera réparti en quatre chapitres et une annexe.

Le premier chapitre sera destiné à poser les bases de l'isolation optique. Après un bref rappel des phénomènes mis en jeu dans les isolateurs classiques, nous analyserons plus en détail les différents modèles proposés pour fabriquer des isolateurs intégrés, et passerons en revue l'état de l'art des isolateurs intégrés déjà publiés.

Le second chapitre posera les bases des méthodes utilisées dans cette thèse pour étudier les guides magnétooptiques. Il contiendra d'abord une étude théorique complète de ces guides, utilisant le plus souvent la sphère de Poincaré comme outil de visualisation des effets de polarisation ; ensuite, une description du banc de mesures expérimentales, illustrée par l'étude expérimentale complète d'un guide de référence ; enfin, la présentation d'un modèle numérique permettant de comparer les deux, et quelques exemples de ce que ce modèle permet de prédire.

Le troisième chapitre sera consacré à l'étude paramétrique de différents guides issus de divers échantillons, dans le but de cerner l'influence de différents paramètres contrôlables lors de la fabrication des guides. Nous étudierons l'évolution des propriétés des guides magnétooptiques en fonction de leur largeur, puis l'influence des propriétés de la couche magnétooptique elle-même.

Enfin, le quatrième chapitre reprendra les différents modèles d'isolateur intégré à la lumière des résultats expérimentaux obtenus. Nous étudierons, dans chaque cas, quelle performances peuvent être obtenues en terme d'isolation et de pertes, afin de déterminer quel type d'isolateur nous sommes en mesure de construire aujourd'hui.

Une annexe recueillera divers calculs théoriques sur la propagation de la lumière en optique et en magnétooptique, qui auraient inutilement allongé le manuscrit s'ils avaient été insérés dans le texte, mais qui pourront être utiles à des lecteurs en quête de justifications rigoureuses des effets exposés.

### I.1 Les isolateurs

#### I.1.1 Le rôle des isolateurs

Les systèmes de communication à fibre optique, utilisés partout aujourd'hui, reposent sur l'émission d'une lumière très cohérente par des diodes lasers. Cette lumière est modulée en intensité puis injectée dans une ligne de transmission (fibre optique), ou bien utilisée pour d'autres besoins. Pour augmenter toujours plus les débits transmis, il est nécessaire de disposer de diodes lasers très stables en fréquence et en intensité, à faible bruit.

L'amélioration de la conception des diodes a fait baisser ce bruit ; mais à la fin des années 70, il est apparu que l'insertion d'une diode laser dans le dispositif où elle doit opérer produisait une forte augmentation du bruit de la lumière émise par la diode, se manifestant par des fluctuations d'amplitude, de fréquence et de phase. Ces fluctuations ont été attribuées à la réinjection de lumière dans la cavité laser, due à la réflexion de la lumière sur l'interface formant le début de la ligne de transmission.

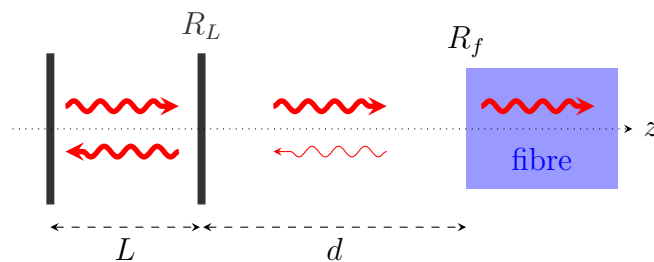


FIGURE I.1 – Schéma d'une cavité laser de longueur  $L$  injectant de la lumière dans une ligne de transmission. Une fibre optique placée à une distance  $d$  va renvoyer une fraction  $R_f$  de la lumière vers le laser. Une partie va traverser le miroir semi-réfléchissant et retourner dans la cavité laser, perturbant son fonctionnement.

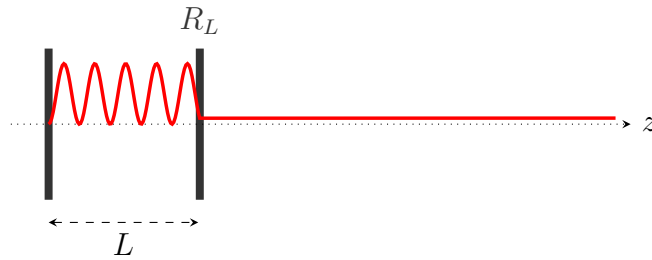
Différents cas de figure sont possibles. En se basant sur l'analyse théorique de HIROTA et al., 1979, nous discuterons de trois cas particuliers. Considérons le schéma de la figure I.1. La cavité laser, de longueur optique  $L$ , est formée de deux miroirs de coefficient de réflexion 1 et  $R_L \approx 1$ . La lumière sort du laser et, au

bout d'une longueur optique  $d$ , est partiellement réfléchi avec un coefficient  $R_f$  sur, par exemple, l'entrée d'une fibre optique.

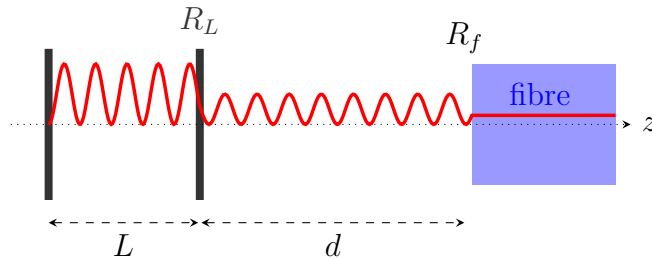
Dans le cas d'un laser monomode très stable, la cavité laser possède des modes propres où le champ électrique est de la forme (pour le mode  $i$ ) :

$$\vec{E}_i(z, t) = \vec{E}_0 \sin\left(i \frac{2\pi}{L} z\right) \cos(\omega t) \quad (\text{I.1})$$

si on suppose les miroirs parfaits (imposant des nœuds au champ électrique) : ce sont des ondes stationnaires. En fonctionnement, les modes sont légèrement modifiés, car une partie de l'onde part par le miroir semi-réfléchissant, tandis que le milieu amplificateur assure la conservation de l'énergie dans la cavité. Il se forme dans tous les cas une onde de fréquence précise, dépendant des paramètres de la cavité (figure I.2a).



a Module du champ électrique d'un mode d'une cavité laser simple. Si  $R_L \approx 1$ , le champ électrique est quasiment nul sur les deux miroirs, et la longueur d'onde  $\lambda$  vaut  $\frac{2L}{n}$  avec  $n$  un entier.



b Module du champ électrique d'un mode d'une cavité laser double. Le champ électrique n'est plus nul sur le miroir de sortie, à cause de la lumière réfléchi. La relation entre  $\lambda$  et  $L$  est donc modifiée.

FIGURE I.2 – Modification des modes de la cavité laser par ajout d'une réflexion parasite. Sur la figure est représenté le champ électrique carré moyen, pour un mode assez bas ; en réalité, ce sont des modes beaucoup plus élevés qui sont excités.

La présence d'une onde réfléchi va modifier le mode précédent. Dans un premier cas, supposons que la longueur  $d$  est fixe ; il va alors se former une seconde

cavité de longueur  $d$ , et ces deux cavités vont se coupler pour donner de nouveaux modes (figure I.2b). Par conséquent, la fréquence du laser va être modifiée. HIROTA et al., 1979 a ainsi montré que la fréquence du laser vaut désormais :

$$f = f_0 - \frac{(1 - R_L) \eta \sqrt{R_f} \sin(2\beta d)}{2\pi\tau_p} \quad (\text{I.2})$$

où  $f_0$  est la fréquence de la cavité en l'absence de réflexion,  $\beta$  le vecteur d'onde de la lumière entre le laser et la fibre,  $\eta$  le coefficient de couplage entre le laser et la fibre (c'est-à-dire la quantité de lumière sortant du laser qui entre dans la fibre) et  $\tau_p$  le temps de vie des photons dans la cavité laser. La dépendance de la perturbation en  $\sqrt{R_f}$  implique une forte perturbation même pour de faibles coefficients de réflexion  $R_f$ . Par exemple, pour une interface air-verre (indices  $n_a = 1$  et  $n_v = 1.5$ ) on a  $\sqrt{R_f} = \frac{n_v - n_a}{n_v + n_a} = 20\%$ . Si on prend des valeurs typiques :  $R_L = 30\%$ ,  $\eta = 50\%$  et  $\tau_p = 10^{-12}$  s, on trouve un décalage en fréquence pouvant atteindre  $|f - f_0| = 11$  GHz ; à comparer avec la largeur de 2.5 GHz à atteindre (d'après PRINCE et al., 2012) pour réaliser un réseau de télécommunications à fibre optique par multiplexage de fréquences.

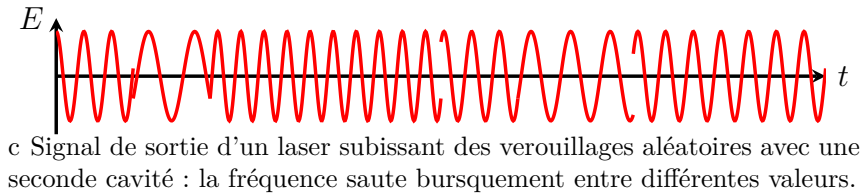
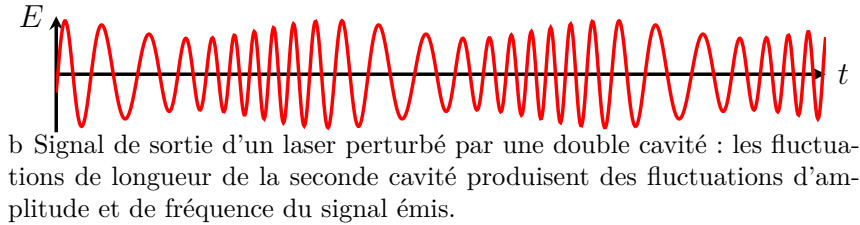
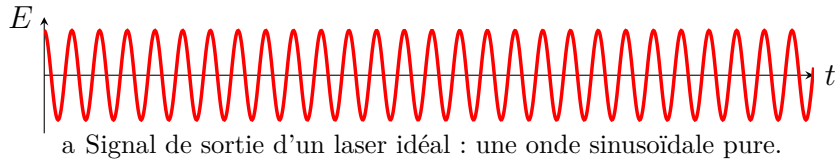


FIGURE I.3 – Représentation (exagérée) du bruit d'un laser perturbé par une réflexion : la fréquence et l'amplitude varient de façon erratique.

Ce décalage en fréquence dépend de la longueur  $d$  du chemin entre la cavité et la première réflexion. Toutes les vibrations mécaniques vont avoir tendance à faire



varier cette distance, ce qui va faire fluctuer de façon aléatoire la fréquence de la lumière émise par la diode ; dans un même temps, ces changements de fréquence vont créer aussi des variations d'amplitude. On obtient ainsi un signal plus proche de celui de la figure I.3b que le signal idéal de la figure I.3a.

Un deuxième cas de figure est celui où la distance  $d$  est très stable ; comme le laser a des fluctuations de fréquence intrinsèques, dues par exemple à des fluctuations de température, il va se verrouiller de temps en temps sur la seconde cavité de longueur  $d$ , puis se déverrouiller. Ce processus aléatoire va conduire à des sauts de phase et de fréquence, amplifiant encore les fluctuations de la cavité laser seule, donnant lieu à un signal de la forme de la figure I.3c.

Enfin, le dernier cas de figure est celui d'un laser modulé en intensité. En modulant le courant qui alimente le laser, on module l'intensité qu'il émet. La présence d'une réflexion parasite va perturber cette modulation en renvoyant un signal retardé. Le bruit du signal s'en trouve alors fortement augmenté (figure I.4)

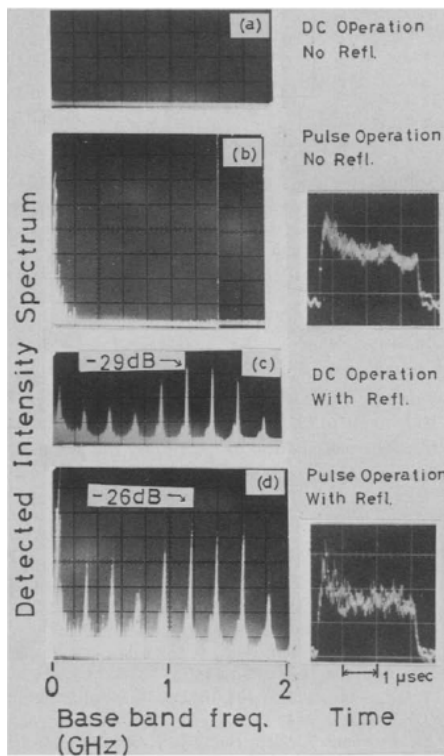


FIGURE I.4 – Spectre de bruit du signal d'une diode laser : (a) non modulée, sans réflexion ; (b) modulée, sans réflexion ; (c) non modulée, avec réflexion ; (d) modulée, avec réflexion. D'après HIROTA et al., 1980.

Ainsi, que le laser soit un laser émetteur de signal, modulé en amplitude, ou un laser de pompe fonctionnant en continu, le problème des réflexions et de la

réinjection de lumière dans la cavité perturbe le bon fonctionnement du système. Pour le résoudre, il faut placer devant le laser un composant qui laisse passer la lumière dans un sens, mais pas dans l'autre : c'est ce composant qui s'appelle un isolateur (figure I.5).

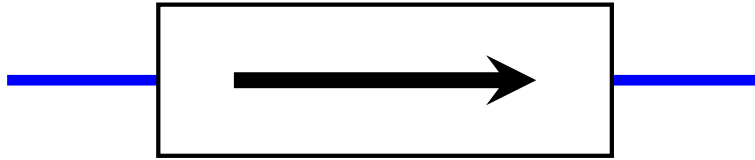


FIGURE I.5 – Symbole d'un isolateur ; la lumière passe dans le sens de la flèche (sens direct) et est bloquée dans le sens opposé (sens indirect).

On trouve ces isolateurs devant les lasers ; mais aussi dans les amplificateurs en ligne des fibre optiques (figure I.6). En effet, lorsqu'on fait se propager la lumière dans une longue fibre, les pertes dues à l'absorption par la silice imposent de placer des amplificateurs régulièrement le long de la fibre. Ces amplificateurs sont des systèmes actifs qui sont pompés par des lasers. Pour éviter qu'un signal renvoyé plus loin et se propageant en sens inverse ne soit amplifié par l'amplificateur, on place un ou deux isolateurs de part et d'autre du milieu actif.

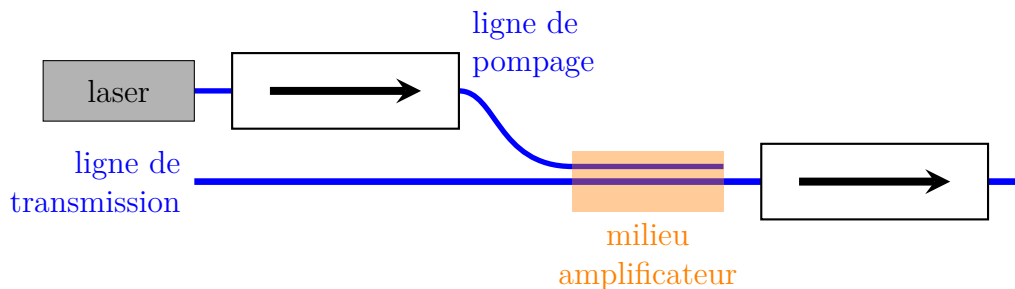


FIGURE I.6 – Schéma d'un amplificateur dans une fibre optique. L'isolateur de gauche protège le laser de pompe ; celui de droite empêche l'amplification de lumière se propageant en sens inverse.

On peut enfin signaler l'existence d'un composant très proche de l'isolateur : le circulateur. Il s'agit d'un système à  $n$  entrées permettant un branchement de la lumière sur des chemins différents suivant le sens de propagation. Par exemple, un circulateur à 3 voies vérifie les propriétés suivantes : si la lumière entre dans la voie 1, elle ressort par la voie 2 ; si elle entre par la voie 2, elle ressort par la voie 3 ; et si elle entre par la voie 3, elle ressort par la voie 1. Un tel système, utilisé

classiquement pour aiguiller le signal d'émission et de réception d'une antenne, présente un caractère non-réciproque, comme l'isolateur : le trajet suivi par la lumière diffère selon le sens de propagation.

*Nous avons donc vu dans cette partie ce qu'est un isolateur, et quel est son rôle, très important dans les systèmes de télécommunication modernes. Avant d'expliquer comment fonctionne un isolateur, il nous faut comprendre une caractéristique importante de la lumière : sa polarisation.*

### I.1.2 La polarisation de la lumière

Les isolateurs construits à ce jour font tous intervenir plus ou moins directement la polarisation de la lumière. Il est donc utile de rappeler ici quelques notions à ce propos.

La lumière est une onde électromagnétique ; elle obéit aux équations de Maxwell (écrites ici dans un milieu diélectrique non isotrope) :

$$\vec{rot}\vec{E} = -\frac{\partial\vec{B}}{\partial t} \quad (\text{I.3a}) \quad \vec{rot}\vec{B} = \frac{1}{c^2} \frac{\partial(\bar{\epsilon}.\vec{E})}{\partial t} \quad (\text{I.3b})$$

$$div(\bar{\epsilon}.\vec{E}) = 0 \quad (\text{I.3c}) \quad div\vec{B} = 0 \quad (\text{I.3d})$$

Dans un milieu isotrope, le tenseur de permittivité relative  $\bar{\epsilon}$  peut s'écrire  $\bar{\epsilon} = n^2\bar{I}$ , et alors on a simplement  $\bar{\epsilon}.\vec{E} = n^2\vec{E}$ . On peut alors montrer que les champs électriques et magnétiques vérifient les équations de d'Alembert de propagation :

$$\begin{aligned} \Delta\vec{E} &= \frac{n^2}{c^2} \frac{\partial^2\vec{E}}{\partial t^2} \\ \Delta\vec{B} &= \frac{n^2}{c^2} \frac{\partial^2\vec{B}}{\partial t^2} \end{aligned} \quad (\text{I.4})$$

Les solutions de ces équations sont des ondes propagatives de vitesse de phase  $\frac{c}{n}$ . Si on prend un vecteur d'onde  $\vec{k}$ , on obtient alors des ondes planes du type :

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{E}_0 e^{i(\vec{k}.\vec{r} - \omega t)} \quad (\text{I.5a})$$

$$\vec{B}(\vec{r}, t) = \vec{B}_0 e^{i(\vec{k}.\vec{r} - \omega t)} \quad (\text{I.5b})$$

$$(\text{I.5c})$$

avec

$$\|\vec{k}\| = \frac{n\omega}{c} \quad (\text{I.5d})$$

$$\vec{k} \cdot \vec{E}_0 = 0 \text{ et } \vec{k} \cdot \vec{B}_0 = 0 \quad (\text{I.5e})$$

$$\vec{B}_0 = \vec{k} \times \vec{E}_0 \quad (\text{I.5f})$$

Les équations (I.5e) proviennent des deux équations de Maxwell (I.3c) et (I.3d), et montrent que le champ est transverse, c'est-à-dire orthogonal au vecteur d'onde, donc à la direction de propagation. L'équation (I.5f), appelée relation de structure, provient de l'équation (I.3a) devenue  $i\vec{k} \times \vec{E} = i\omega\vec{B}$ . Cette relation importante indique que le champ magnétique et le champ électrique sont liés : ils sont orthogonaux entre eux. Par conséquent, la description d'une onde électromagnétique plane monochromatique est complète si on connaît le vecteur  $\vec{E}_0$  en plus de  $\vec{k}$ . C'est cette donnée de  $\vec{E}_0$  qui traduit l'état de polarisation de la lumière.

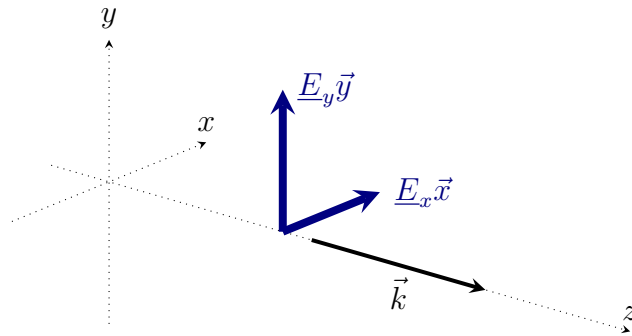


FIGURE I.7 – Bases des états de polarisation de la lumière se propageant suivant  $\vec{z}$  : le champ électrique se décompose sous la forme  $\vec{E}_0 = \underline{E}_x \vec{x} + \underline{E}_y \vec{y}$ .

Supposons désormais que la propagation se fait suivant la direction  $z$ . L'amplitude complexe  $\vec{E}_0$  du champ électrique est donc contenue dans le plan  $(x, y)$ . Dans le cas général de la lumière naturelle, non polarisée, cette amplitude, en particulier son orientation, varie de façon erratique. Mais on peut aussi lui imposer certaines règles à l'aide d'un polariseur. Prenons l'exemple le plus simple : on impose au champ électrique d'être parallèle à  $\vec{x}$ , c'est-à-dire que  $\vec{E}_0 = \underline{E}_x \vec{x}$  (figure I.7). Alors l'onde va avancer avec son champ électrique toujours selon  $\vec{x}$ , tandis que, par la relation de structure, le champ magnétique sera suivant  $\vec{y}$ . On dit que cette onde a une polarisation rectiligne suivant  $\vec{x}$ . La figure I.8a montre la propagation d'une telle onde. À droite de la figure est représenté (par un cadre noir) un observateur qui regarderait (s'il était possible d'être assez rapide) l'onde arriver : il verrait un champ électrique oscillant dans la direction  $\vec{x}$ .

On peut de la même manière obtenir une onde polarisée rectilignement suivant  $y$  (figure I.8b) en choisissant  $\vec{E}_0 = \underline{E}_y \vec{y}$ . Toute combinaison linéaire de ces deux cas

a Polarisation rectiligne suivant  $\vec{x}$

b Polarisation rectiligne suivant  $\vec{y}$

FIGURE I.8 – Propagation du champ électrique dans les états de polarisation rectiligne : le champ électrique oscille dans un plan fixe.

étant possible, on peut ainsi obtenir une polarisation rectiligne suivant n'importe quelle direction orthogonale à la direction de propagation de l'onde. Mais comme on travaille sur les images complexes, la combinaison linéaire en question n'est pas forcément réelle, elle peut être complexe. L'argument du nombre complexe a alors le sens d'un déphasage.

Considérons par exemple le cas d'une onde avec  $\underline{E}_x$  et  $\underline{E}_y$  de même amplitude mais déphasés de  $\frac{\pi}{2}$  ; ainsi on a  $\underline{E}_y = i.\underline{E}_x$ . On peut alors réécrire le champ électrique complexe comme  $\vec{\underline{E}}(\vec{r}, t) = \underline{E}_x e^{i(kz - \omega t)} \vec{x} + \underline{E}_x e^{i(kz - \omega t + \frac{\pi}{2})} \vec{y}$  par la propriété  $i = e^{i\frac{\pi}{2}}$ . En prenant la partie réelle, on obtient (avec  $\underline{E}_x$  réel) :

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = E_x [\cos(kz - \omega t) \vec{x} - \sin(kz - \omega t) \vec{y}] \quad (\text{I.6})$$

Si on se place à  $z$  fixé, on obtient l'équation paramétrée d'un cercle dans le plan  $(x, y)$ , parcouru dans le sens trigonométrique : on a obtenu une onde polarisée circulairement à gauche (figure I.9b). D'un autre point de vue, si on regarde la figure en fonction de  $z$  à  $t$  fixé, on voit le champ électrique décrire une hélice tournant dans le sens indirect. À l'opposé, si on prend  $\underline{E}_y = -i\underline{E}_x$ , on obtiendra une onde semblable, mais avec un sens de rotation opposé : c'est une onde de polarisation circulaire droite (figure I.9a).

a Polarisation circulaire droite

b Polarisation circulaire gauche

FIGURE I.9 – Propagation du champ électrique dans les états de polarisation circulaires : le champ électrique décrit une hélice.

De manière plus générale, toutes les combinaisons linéaires possibles des vecteurs  $\vec{x}$  et  $\vec{y}$  sont possibles pour  $\vec{E}_0$ . On peut représenter ainsi la polarisation d'une onde lumineuse par un vecteur à deux composantes  $\vec{E}_0 = \begin{pmatrix} \underline{E}_x \\ \underline{E}_y \end{pmatrix}$ . Ce vecteur représente une onde dont le champ électrique réel s'écrit :

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = |\underline{E}_x| \cos(kz - \omega t + \arg \underline{E}_x) \vec{x} + |\underline{E}_y| \cos(kz - \omega t + \arg \underline{E}_y) \vec{y} \quad (\text{I.7})$$

Si on se place à  $z$  fixé, on obtient une équation d'ellipse dans le plan  $(x, y)$  (figure I.10). Si on note  $a$  et  $b$  les grand et petit axes de l'ellipse, la quantité  $a^2 + b^2$  représente  $\|\vec{E}\|^2$  et est proportionnelle à l'intensité de l'onde; ce n'est pas vraiment un paramètre décrivant la polarisation. Les autres caractéristiques de l'ellipse sont

- le rapport  $\frac{a}{b}$  qui indique si elle est plutôt circulaire ou aplatie; on introduira plutôt l'angle  $\varepsilon$  tel que  $|\tan \varepsilon| = \frac{b}{a}$
- l'angle entre les axes de l'ellipse et ceux du repère; on introduit l'angle  $\gamma$  entre l'axe  $x$  et de grand axe de l'ellipse
- le sens de parcours : en sens trigonométrique, l'onde est polarisée à gauche, on prendra  $\varepsilon < 0$ ; en sens horaire, l'onde est polarisée à droite, on prendra  $\varepsilon > 0$ .

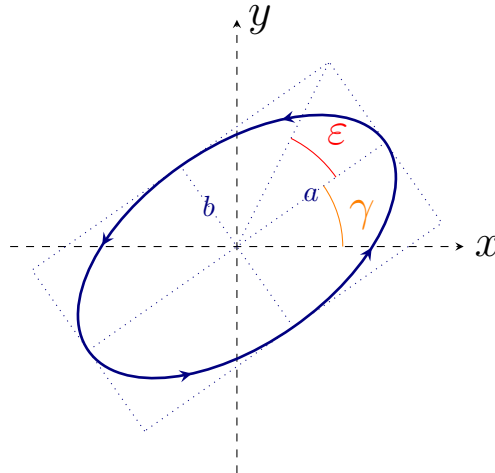


FIGURE I.10 – Paramètres polarimétriques d'un onde : la polarisation décrit une trajectoire elliptique dans le plan  $(x, y)$ ;  $\varepsilon$  caractérise l'ellipticité de l'ellipse, et  $\gamma$  la rotation de son grand axe par rapport à l'axe des abscisses.

La donnée des deux angles (azimuth  $\gamma$ , ellipticité  $\varepsilon$ ) décrit ainsi les paramètres polarimétriques (ou ellipsométriques) de l'onde. Le tableau I.1 résume ainsi les caractéristiques des 4 principales ondes polarisées.

*Cette partie nous a donc présenté la description de la lumière polarisée, soit par un vecteur  $(\underline{E}_x, \underline{E}_y)$ , soit par les paramètres polarimétriques  $(\gamma, \varepsilon)$ . Ces propriétés de la lumière vont nous permettre de comprendre comment fonctionnent les isolateurs à effet Faraday.*

I.1. Les isolateurs

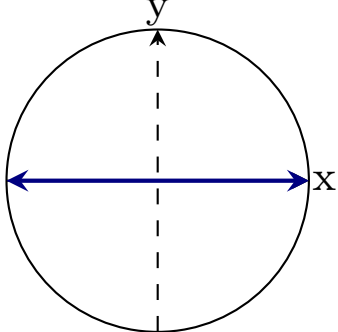
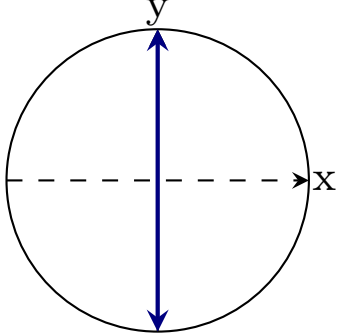
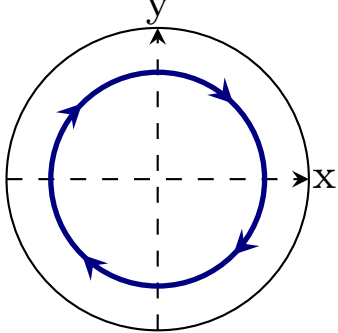
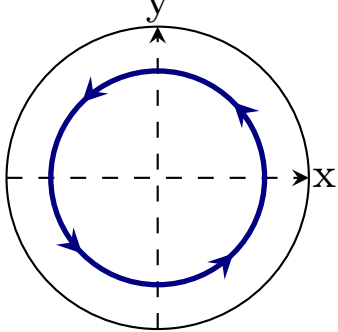
Nom	Vecteur polarisation	Paramètres polarimétriques	Trajectoire de $\vec{E}(0, t)$
Polarisation rectiligne suivant $x$	$\begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}$	$\gamma = 0^\circ$ $\varepsilon = 0^\circ$	
Polarisation rectiligne suivant $y$	$\begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}$	$\gamma = 90^\circ$ $\varepsilon = 0^\circ$	
Polarisation circulaire droite	$\begin{pmatrix} 1 \\ -i \end{pmatrix}$	$\gamma = ?$ $\varepsilon = 45^\circ$	
Polarisation circulaire gauche	$\begin{pmatrix} 1 \\ i \end{pmatrix}$	$\gamma = ?$ $\varepsilon = -45^\circ$	

TABLE I.1 – Résumé des caractéristiques des principaux états de polarisation



### I.1.3 Les isolateurs actuels, à effet Faraday

La réalisation d'un isolateur nécessite un effet dit «non-réciproque», c'est-à-dire que l'effet de l'isolateur sur la lumière au retour de celle-ci ne compense pas l'effet de l'isolateur sur la lumière à l'aller. La façon la plus courante d'obtenir cette non-réciprocité est d'utiliser un champ magnétique. On sait que ce champ est un vecteur axial ; lorsque la lumière revient en sens retour dans un isolateur, tous se passe comme s'il y avait eu une symétrie spatiale inversant le sens de propagation. Cette symétrie a pour effet de changer l'orientation relative du champ magnétique par rapport au système ; par conséquent les lois de propagation au retour seront différentes de celles à l'aller.

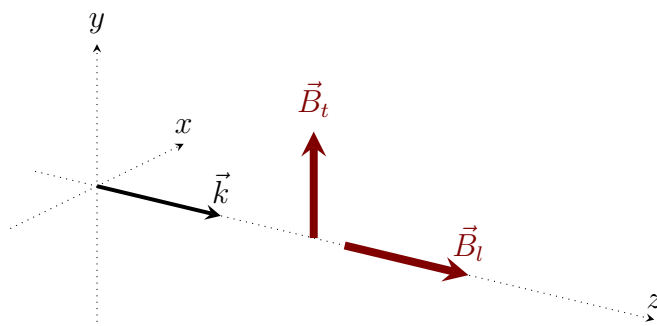


FIGURE I.11 – Notations pour décrire les effets magnétooptiques dans un milieu isotrope. La lumière se propage suivant  $z$ . L'effet Faraday s'obtient avec un champ longitudinal  $\vec{B}_l$  ; l'effet Cotton-Mouton avec un champ transverse  $\vec{B}_t$ .

Considérons le schéma de la figure I.11 : de la lumière se propage dans la direction  $z$ . Si elle se propage dans le vide, l'influence d'un champ magnétique statique est nulle. Supposons maintenant que l'espace est rempli d'un matériau transparent isotrope ; la vitesse de propagation va être ralentie d'un facteur à l'indice optique  $n$  du milieu. Ce ralentissement peut être vu selon l'image suivante : à chaque instant, une petite partie de la lumière est absorbée par les atomes du milieu qui se comportent comme des oscillateurs mécaniques. Ces oscillateurs, mis en mouvement (figure I.12a), rayonnent alors à nouveau de la lumière, mais avec du retard sur l'onde principale qui a déjà continué plus loin. L'effet combiné de tous des oscillateurs est alors traduit globalement par un ralentissement de la vitesse de propagation.

#### L'effet Faraday

Jusqu'à présent, on n'a pas tenu compte d'un éventuel champ magnétique. Si on en met un maintenant, on peut l'orienter de deux manières différentes : soit un

champ longitudinal, c'est-à-dire parallèle à la direction de propagation  $z$  ; soit un champ transverse, orthogonal à la direction de propagation. Commençons avec un champ longitudinal  $\vec{B}_l$ . Supposons que la lumière incidente est polarisée linéairement suivant  $x$  ; l'onde excite alors les oscillateurs suivant la direction  $x$ . Une force magnétique apparaît alors suivant  $y$ , donnant un mouvement elliptique aux oscillateurs (figure I.12b). L'onde réémise par l'oscillateur aura donc une composante sur  $y$  en plus d'une composante suivant  $x$  : le plan de polarisation de la lumière a tourné, c'est l'effet Faraday.

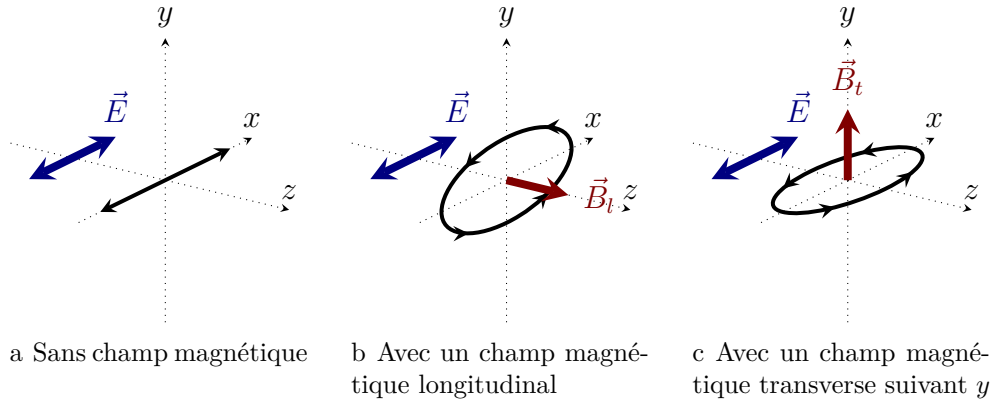


FIGURE I.12 – Mouvement d'un électron élastiquement lié au noyau, excité par une onde polarisée suivant  $x$ , en présence éventuelle d'un champ magnétique.

Une analyse plus mathématique du problème, à partir des équations de Maxwell, permet de donner la loi précise de l'effet Faraday : si de la lumière polarisée rectilignement se propage sur une longueur  $l$  dans un milieu soumis à un champ longitudinal, son plan de polarisation va tourner d'un angle (figure I.15a) :

$$\theta = \theta_F.l \quad (\text{I.8})$$

où  $\theta_f$  ( $^\circ/\text{cm}$ ) est une constante qui représente le pouvoir rotatoire spécifique du milieu. Il dépend du champ magnétique  $B_l$ , mais aussi du matériau, car tous les matériaux ne répondent pas de la même manière à un champ magnétique. De manière générale, on peut distinguer deux types de matériaux :

- Pour les matériaux non magnétiques, l'effet Faraday est faible et proportionnel au champ magnétique appliqué. On définit la constante de Verdet  $V$  du matériau comme le rapport entre la rotation spécifique et le champ magnétique :

$$\theta_F = V.B_l \text{ donc } \theta = V.B_l.l \quad (\text{I.9})$$

Pour du verre par exemple, une valeur typique est  $V = 5.10^{-4} \text{ }^\circ/\text{cm}/\text{G}$  (selon *CRC Handbook of Chemistry and Physics, 98th Edition 2017*), ce qui

donne à peine quelques degrés par centimètre sous un champ de 1 Tesla ; cette constante dépend de la longueur d'onde.

- Pour les matériaux magnétiques, l'effet Faraday est proportionnel à l'aimantation  $M$  du matériau (figure I.13) ; il est souvent beaucoup plus important, et dépend très fortement de la longueur d'onde, avec la présence de résonances (figure I.14).

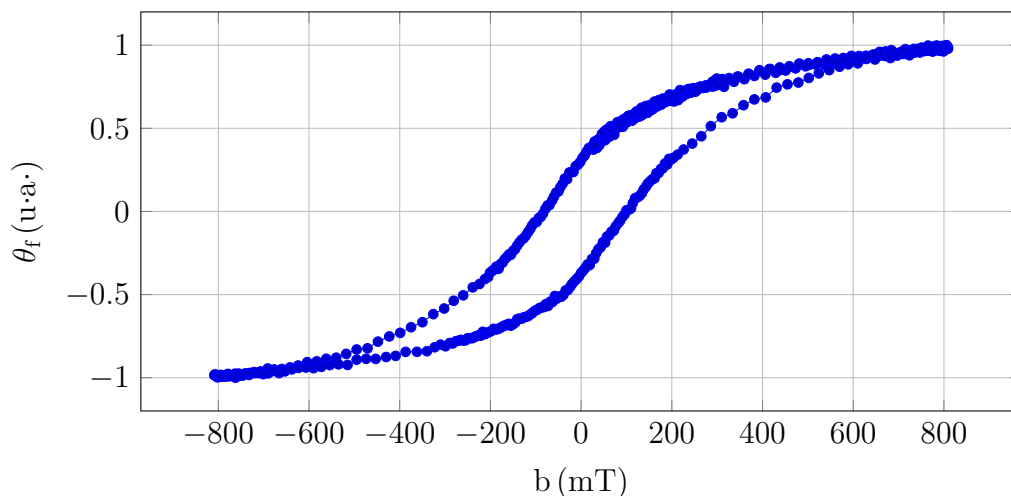


FIGURE I.13 – Pouvoir rotatoire normalisé de nanoparticules magnétiques de ferrite de cobalt bloquées dans une matrice sol-gel, en fonction du champ appliqué. On reconnaît facilement un cycle d'aimantation, ce qui montre que la rotation Faraday est proportionnelle à l'aimantation et non pas au champ magnétique.

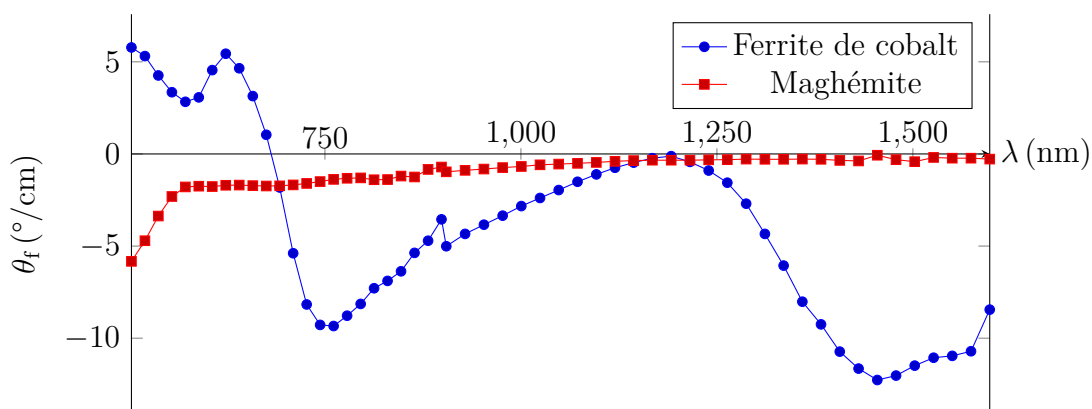


FIGURE I.14 – Pouvoir rotatoire de deux échantillons de liquide ferromagnétique contenant 0,1% de nanoparticules de matériau magnétique, en fonction de la longueur d'onde.

Le pouvoir rotatoire dépend aussi de la température.

L'intérêt fondamental de l'effet Faraday est qu'il est non réciproque. Si on reprend l'explication précédente, le champ magnétique fait osciller elliptiquement les oscillateurs. Cet effet dépend de l'orientation du champ, du signe des charges qui oscillent, mais pas du sens de propagation de la lumière; donc le sens de rotation des oscillateur est lui aussi indépendant du sens de rotation de la lumière. Par conséquent, si la lumière se propage à l'aller et que son plan de polarisation tourne dans un sens, au retour le plan de polarisation tournera dans le même sens (figure I.15b) : l'effet s'ajoute entre l'aller et le retour, au lieu de s'annuler.

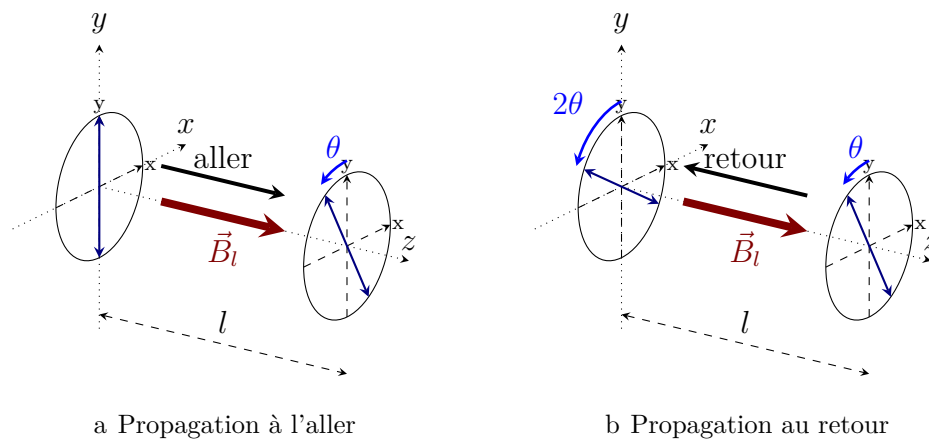


FIGURE I.15 – Caractère non-réciproque de l'effet Faraday : si le plan de polarisation de la lumière tourne d'un certain angle à l'aller, il tourne du même angle au retour. La lumière ne retrouve donc pas son état initial.

Pour aller plus loin que l'étude descriptive précédente, on peut repartir des équations de Maxwell. Pour une onde monochromatique de pulsation  $\omega$ , si on postule une dépendance des champs en  $e^{i(\vec{k}\cdot\vec{r}-\omega t)}$ , le champ électrique doit vérifier l'équation :

$$k^2 \vec{E} - (\vec{k} \cdot \vec{E}) \vec{k} = \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon_0 \bar{\epsilon} \vec{E} \quad (\text{I.10})$$

où  $\bar{\epsilon}$  désigne le tenseur de permittivité diélectrique relative du matériau. Pour un matériau isotrope en l'absence d'effet Faraday, ce tenseur est diagonal, il vaut  $n^2 \bar{I}$  avec  $n$  l'indice optique du matériau. Mais dans le cas d'un champ magnétique longitudinal (suivant  $z$  avec nos notations), la force magnétique sur les oscillateurs induit l'apparition de termes hors-diagonaux; le tenseur de permittivité s'écrit alors, dans le cas d'un champ magnétique suivant  $z$  :

$$\bar{\bar{\epsilon}} = \begin{pmatrix} \epsilon_i & -i\epsilon_{xy} & 0 \\ i\epsilon_{xy} & \epsilon_i & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_i \end{pmatrix} \text{ avec } \epsilon_i = n^2 \quad (\text{I.11})$$

le terme  $\epsilon_{xy}$  dépendant du champ magnétique  $B_z$  appliqué.

Pour comprendre la propagation dans un milieu, le plus simple est de chercher les modes propres, c'est-à-dire les solutions de l'équation I.10. Dans le cas isotrope, toutes les ondes transverses sont des modes propres, que leur polarisation soit rectiligne, circulaire ou elliptique. Mais avec le terme  $\epsilon_{xy}$  dû à l'effet Faraday, ce n'est plus le cas. Deux modes propres apparaissent (voir section V.1.2) :

- les ondes de polarisation circulaire droite (PCD) se propagent avec un indice effectif  $n_D = \sqrt{\epsilon_i - \epsilon_{xy}}$
- les ondes de polarisation circulaire gauche (PCG) se propagent avec un indice effectif  $n_G = \sqrt{\epsilon_i + \epsilon_{xy}}$

La rotation de polarisation induite par l'effet Faraday peut alors s'expliquer ainsi : une onde incidente polarisée linéairement peut être décomposée en une onde PCD et une onde PCG ; chacune se propage en accumulant un déphasage différent (à cause de la différence d'indice) et lorsqu'elles se recombinent, cela donne une polarisation linéaire mais dont le plan de polarisation a tourné. Les calculs permettent de montrer que, après une distance de propagation  $l$ , le plan de polarisation a tourné de :

$$\theta = \frac{\pi l \Re [n_G - n_D]}{\lambda} \quad (\text{I.12})$$

avec  $\lambda$  la longueur d'onde dans le vide.

En supposant l'effet du champ magnétique faible ( $|\epsilon_{xy}| \ll |\epsilon_i|$ ), un développement limité permet d'obtenir le déphasage entre les polarisations *PCD* et *PCG* après propagation sur une distance  $l$  :

$$\Phi = \frac{2\pi\epsilon_{xy}l}{n.\lambda} \quad (\text{I.13})$$

La partie réelle donne lieu à une rotation du plan de polarisation permettant d'obtenir la rotation spécifique :

$$\theta_F = \frac{\Re [\Phi]}{2l} = \frac{\pi \Re [\epsilon_{xy}]}{n.\lambda} \quad (\text{I.14})$$

Seule la partie réelle de  $\epsilon_{xy}$  joue un rôle dans la rotation Faraday. Mais  $\epsilon_{xy}$  peut aussi avoir une partie imaginaire (figure I.16), qui a pour conséquence un dichroïsme circulaire : les polarisations PCD et PCG vont subir des absorptions différentes, ce qui conduit à un état de sortie elliptique (on parle d'ellipticité Faraday ou de dichroïsme circulaire). Cet effet sera à prendre en compte plus tard dans la conception des isolateurs.

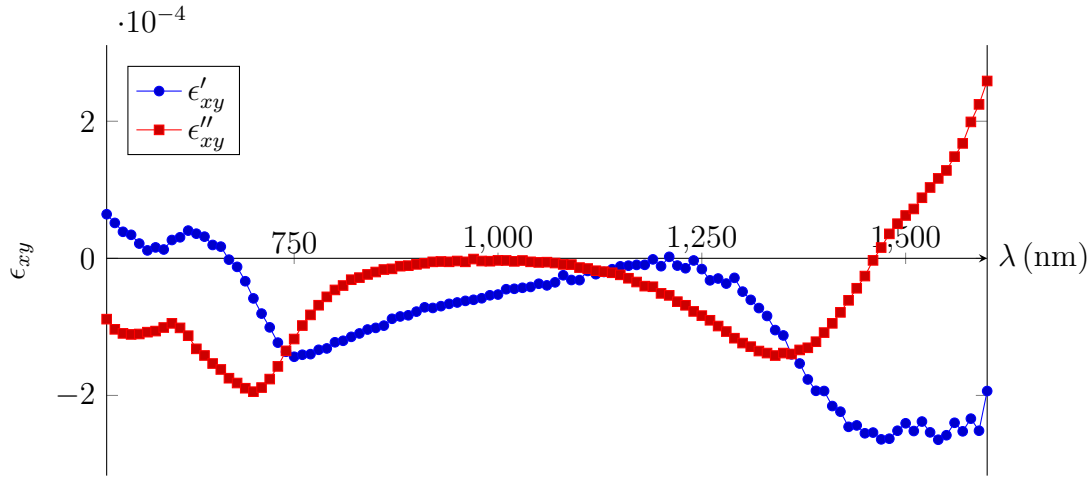


FIGURE I.16 – Terme hors diagonal du tenseur de permittivité, pour un ferrofluide de ferrite de cobalt concentré à 1,5% sous un champ magnétique orienté suivant  $Oz$  induisant une saturation de la magnétisation.

### L'effet Cotton-Mouton

Considérons maintenant le cas d'un champ magnétique transverse ( $\vec{B}_t$  sur la figure I.11). Supposons par exemple qu'il est suivant  $y$ . Si on envoie une onde polarisée suivant  $y$ , les oscillateurs induits se déplaceront suivant  $y$ , et l'effet du champ magnétique sera nul. Si par contre on prend une onde polarisée suivant  $x$ , il va y avoir apparition d'une oscillation dans la direction  $z$  (figure I.12c). Le champ électrique réémis aura donc une composante suivant  $z$  : il n'est plus transverse. Cet effet se retrouve dans les cristaux biréfringents, c'est-à-dire pour lesquels l'indice de réfraction du milieu dépend de la direction de polarisation de la lumière : la lumière polarisée selon  $y$  ne se propagera pas à la même vitesse que la lumière polarisée selon  $z$ .

Les calculs (voir section V.1.3) montrent que c'est bien ce qui arrive : sous l'effet d'un champ magnétique transverse, le milieu de propagation de la lumière devient donc biréfringent ; c'est l'effet Cotton-Mouton. Néanmoins, les calculs montrent que cet effet est réciproque car quadratique en champ, et ne permettra pas de réaliser un isolateur. Pour donner un ordre de grandeur de cet effet, on peut se référer à l'isolateur de [CASTÉRA et al., 1977](#) qui l'utilise dans un cristal de *YIG* : il faut 12 mm de propagation sous un champ transverse de 250 Oe pour obtenir une lame demi-onde, ce qui donne un déphasage accumulé égal à  $0.24^\circ/\text{cm}/\text{mT}^2$  à 1550 nm ; à comparer avec la rotation Faraday, égale à  $100^\circ/\text{cm}/\text{mT}$  dans ce même isolateur.

### Principe d'un isolateur à effet Faraday

En revenant à l'effet Faraday, et à la figure I.15b, on voit naître l'idée des isolateurs actuels (figure I.17) : on place une portion de matériau magnétooptique, induisant une rotation de  $45^\circ$ , entre deux polariseurs tournés de  $45^\circ$ . À l'aller, la lumière passe par le premier polariseur, tourne de  $45^\circ$ , puis passe sans pertes dans le second polariseur. Au retour, la lumière passe par le second polariseur, tourne de  $45^\circ$ , puis est bloquée par le premier polariseur.

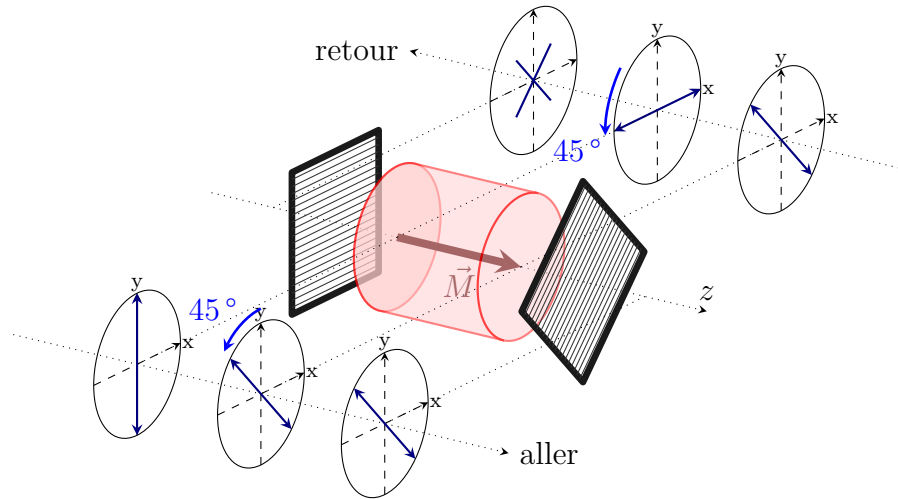


FIGURE I.17 – Conception d'un isolateur à effet Faraday massif : lors d'un aller-retour, le plan de polarisation tourne de  $90^\circ$  par rapport à la direction passante du polariseur d'entrée : la lumière est bloquée au retour.

On peut remarquer que cet isolateur ne fonctionne que pour une seule polarisation d'entrée. Dans la pratique, les diodes lasers ont souvent une lumière polarisée. S'il faut travailler avec de la lumière incidente non polarisée, il faut combiner deux de ces dispositifs avec un séparateur de polarisation préalable.

Plusieurs paramètres vont permettre de caractériser cet isolateur : son taux d'isolation, sa bande passante, et ses pertes d'insertion sont les principaux. Le taux d'isolation est défini comme :

$$\text{taux d'isolation} = 10 \log \frac{I_{\text{aller}}}{I_{\text{retour}}} \quad (\text{I.15})$$

Le taux d'isolation théorique de cet isolateur est infini. En réalité, les polariseurs ne sont pas parfaits et la rotation n'est pas exactement égale à  $45^\circ$  ; néanmoins il est aisé de fabriquer des isolateurs à fort taux d'isolation ; pour les applications

courantes, un taux minimum de 20 dB est recherché. La bande passante est, quant à elle, limitée par le fait que la rotation spécifique  $\theta_F$  dépend de la longueur d'onde : si la rotation est exactement égale à  $45^\circ$  à une longueur d'onde précise, elle sera légèrement différente de  $45^\circ$  à des longueurs d'ondes voisines. Néanmoins cette variation est lente, donnant des composants à bande passante de plusieurs dizaines de nanomètres, ce qui est suffisant pour les applications télécoms. Enfin, les pertes sont dues à l'absorption par le matériau magnétooptique ; il faut les rendre les plus faibles possibles, on prend souvent 1 dB comme limite acceptable.

La réalisation de tels isolateurs est rendue possible grâce aux matériaux de la famille des grenats de fer et d'yttrium (YIG) dopés. Mais ces composants restent gros (plusieurs centimètres de long) et chers. On trouve typiquement des isolateurs dans la gamme des télécoms (1310 nm ou 1550 nm), de bande passante 15 nm, avec 35 dB de taux d'isolation et 0.5 dB de pertes d'insertion, pour un prix de l'ordre de quelques milliers d'euros.

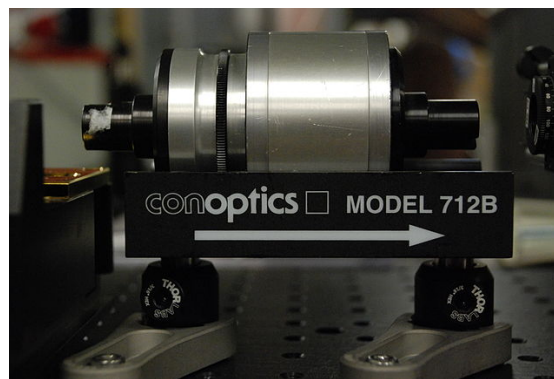


FIGURE I.18 – Isolateur optique (crédit : Éric Magnan)

Avant de terminer cette partie, on peut remarquer qu'il existe d'autres pistes de recherche pour la réalisation d'isolateurs non magnétiques. LIRA et al., 2012 par exemple ont réalisé un tel isolateur à l'aide de transitions inter-bandes indirectes ; cela fonctionne, mais ils ont obtenu seulement 3 dB d'isolation. D'autres pistes existent, comme l'utilisation d'effet non-linéaires — mais le taux d'isolation dépend alors de l'intensité de la lumière incidente — ou l'utilisation d'une modulation électrique. Ce sont des pistes prometteuses, mais qui pour le moment ne permettent pas de remplacer les isolateurs à base d'effet Faraday.

*Nous avons donc vu dans cette section le fonctionnement des isolateurs qui équipent à l'heure actuelle les systèmes de communication. Leurs caractéristiques sont bonnes, mais ils restent des éléments discrets, d'espace libre. Nous allons maintenant nous pencher sur leur intégration complète au sein de systèmes optiques, et les problèmes qui vont se poser.*



## I.2 L'intégration des isolateurs

### I.2.1 L'optique intégrée sur verre ou silicium

Outre la question de leur taille, les isolateurs massifs posent le problème de leur connexion au reste de la chaîne de télécommunications. En effet, pour transporter la lumière, on utilise le principe de la réflexion totale, qui permet de canaliser les rayons lumineux dans un guide formé d'un matériau d'indice fort. La fibre optique est le moyen le plus connu, permettant des transports sur de longues distances ; mais à chaque connexion d'une fibre avec un composant, des pertes interviennent : à cause des réflexions sur les dioptries, d'une part, et à cause des problèmes de désalignement, d'autre part.

L'optique intégrée est une solution à ce problème : on fabrique le guide de lumière directement sur un substrat, le plus souvent en verre ou en silicium. Pour cela, on peut commencer par déposer une couche d'un matériau d'indice fort entre deux autres d'indices plus faibles (figure I.19). La propagation de la lumière dans cette couche se fait par réflexions totales successives. Mais cette propagation va donner lieu à des interférences. La lumière réfléchi en  $J$  ressort avec un supplément de marche  $(IJ) - (IH)$  par rapport à la lumière arrivant théoriquement en  $H$ , amenant un déphasage de propagation ; de plus, les réflexions en  $I$  et  $J$  insèrent des déphasages. La propagation ne sera possible que si le déphasage total est un multiple entier de  $2\pi$ . L'écriture de cette condition permet de trouver un nombre fini d'angles  $\alpha$  permettant la propagation : ce sont les modes du guide, qui dépendent du rapport  $\lambda/e$  entre la longueur d'onde de la lumière dans le vide, et l'épaisseur  $e$  de la couche guidante.

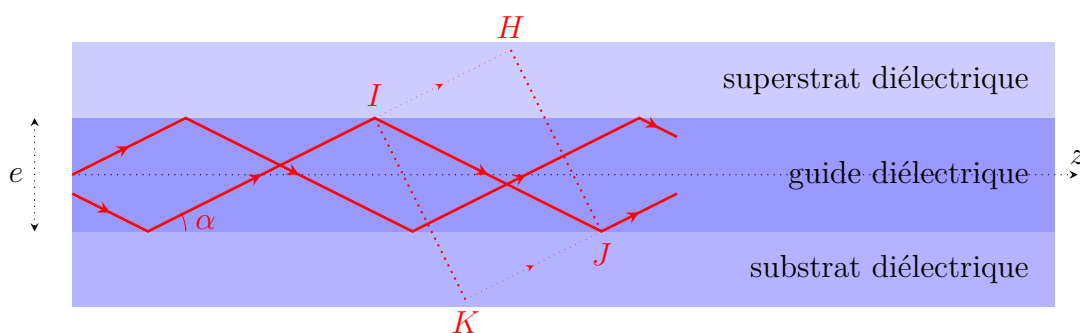


FIGURE I.19 – Propagation d'un mode guidé par réflexions totales :  $(IK)$  et  $(HJ)$  représentent des plans d'onde, ce qui impose des conditions sur les modes.

Comme le déphasage à la réflexion dépend de la polarisation de la lumière, les modes vont dépendre de celle-ci. On distinguera, dans les structures sur lesquelles

on travaille, les modes transverses magnétiques (TM), pour lesquels le champ magnétique est transverse, et le champ électrique est contenu dans le plan de la figure, donc quasi-orthogonal à la couche; et les modes transverses électriques (TE), pour lesquels le champ électrique est transverse et contenu dans le plan de la couche. La résolution des équations pour ces deux modes permet de déterminer leurs constantes de propagation : en optique guidée, au lieu de noter  $\vec{k}$  le vecteur d'onde, on utilise la notation  $\beta$  traduisant une variation en  $e^{i(\beta z - \omega t)}$  du champ électrique dans le guide. On peut aussi définir une vitesse de phase effective  $v_{eff} = \frac{\omega}{\beta}$  et un indice effectif  $N = \frac{c}{v_{eff}} = \frac{\beta}{k_0}$  avec  $k_0 = \frac{2\pi}{\lambda}$  le vecteur d'onde dans le vide.

Le tracé de l'indice effectif en fonction du rapport  $e/\lambda$  (figure I.20, voir la section V.2 pour les calculs) permet de tirer trois informations capitales pour la suite :

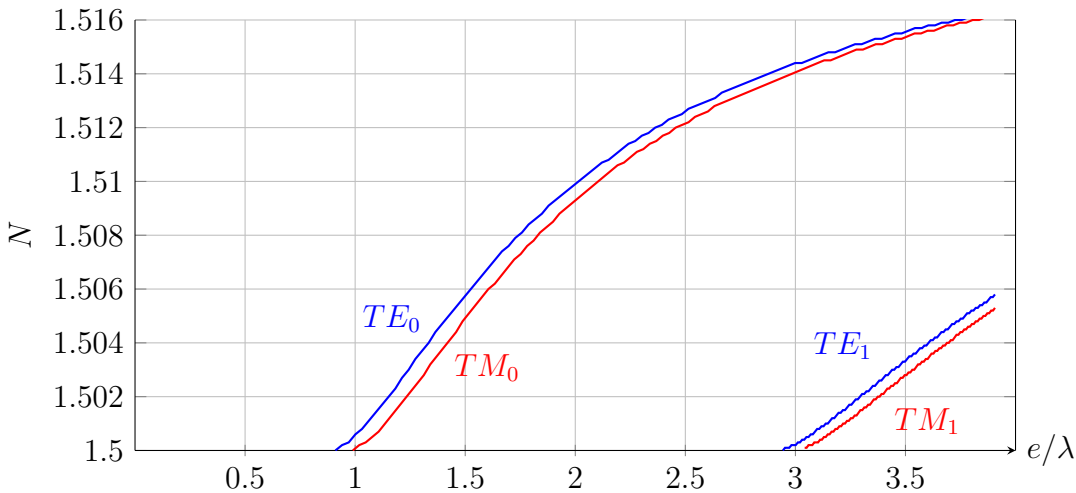
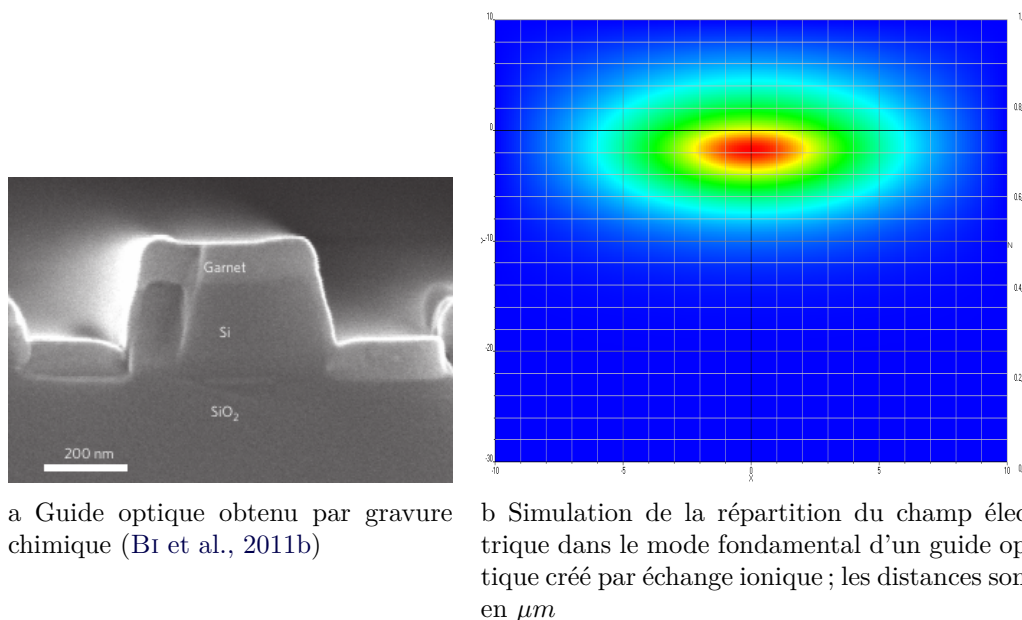


FIGURE I.20 – Indices effectifs calculés des premiers modes d'un guide plan, en fonction du rapport entre l'épaisseur et la longueur d'onde; cf section V.2.

- les modes  $TE$  et  $TM$  n'ont pas le même indice effectif; on notera ainsi  $\beta_{TE}$  et  $\beta_{TM}$  leurs constantes de propagation; et  $N_{TE}$  et  $N_{TM}$  leurs indices effectifs. Cette différence de constantes de propagation est due essentiellement au profil géométrique du guide (dimensions et indices différents sur les deux axes), et parfois à la biréfringence propre des matériaux utilisés.
- les modes n'existent pas toujours : si le rapport  $e/\lambda$  est trop petit, le mode disparaît. Il faut donc une épaisseur suffisante de couche guidante pour qu'un mode existe.
- pour chaque orientation du champ électrique (TE ou TM), il existe encore plusieurs modes de propagation, correspondant à un nombre croissant

de nœuds du champ électrique (comme les modes propres d'une corde de Melde).

Le guide obtenu est pour le moment un guide plan. Pour guider la lumière dans une seule direction, c'est-à-dire la confiner dans deux directions, il faut non plus un plan de matériau de fort indice, mais une structure longiligne. On peut obtenir ceci à partir du plan précédent par attaque chimique (figure I.21a), sur du silicium par exemple, par implantation ionique, par échange d'ions, par passage d'un faisceau laser intense,...



a Guide optique obtenu par gravure chimique (Bi et al., 2011b)

b Simulation de la répartition du champ électrique dans le mode fondamental d'un guide optique créé par échange ionique ; les distances sont en  $\mu\text{m}$

FIGURE I.21 – Exemple de conduction de la lumière dans un guide optique

Toutes ces techniques d'optique guidée sont aujourd'hui bien maîtrisées, et permettent de fabriquer toutes sortes de composants optiques sur verre ou sur silicium : lasers, modulateurs, séparateurs de polarisation, filtres, multiplexeurs, amplificateurs,... Ces composants sont tous insérés sur une même puce, formant un composant optoélectronique compact, fiable et d'une utilisation facile. Seuls les composants non-réciproques (isolateur et circulateur) posent encore des problèmes d'intégration, car les grenats YIG utilisés sont incompatibles avec les substrats en verre ou en silicium : non seulement ils ont des paramètres de maille totalement incompatibles, mais en plus ils demandent des dépôts ou des recuits à très haute température pour être magnétiquement actifs (plus de 600 °C selon ONBASLI et al., 2016), ce qui détruit toutes les structures sous-jacentes.

L'absence actuelle d'isolateurs intégrés est un défi à résoudre. Actuellement, l'isolateur est inséré entre le laser et les composants suivants à l'aide de fibres

optiques. Des pertes interviennent dans l'alignement des fibres, qui est de plus une étape compliquée. Mais surtout, l'interface d'entrée fibre/isolateur crée une réflexion parasite qui n'est pas bloquée par l'isolateur, réduisant fortement l'intérêt de celui-ci.

*Ce paragraphe nous a donc montré l'importance de l'optique intégrée dans les chaînes de télécommunications. L'isolateur doit trouver sa place sur les puces optoélectroniques. Il faut donc chercher à fabriquer un isolateur :*

- *guidant la lumière dans un matériau compatible avec l'optique intégrée (silicium, verre, semi-conducteur III-V, LiNbO<sub>3</sub>, ...)*
- *ayant un processus de fabrication qui respecte les autres composants*
- *possédant de bonnes caractéristiques d'isolation (bon taux d'isolation, faibles pertes, bande passante pas trop étroite)*

*Nous allons maintenant voir comment l'isolateur à effet Faraday a été transposé en optique intégrée.*

### I.2.2 Isolateur intégré basé sur la conversion de mode

#### Propagation dans un guide magnétooptique

L'analyse de la propagation dans un guide d'onde au paragraphe I.2.1 nous a montré que les modes propres de propagation en optique guidée sont des modes polarisés rectilignement (modes TE et TM). D'un autre côté, l'effet Faraday en espace libre, analysé au paragraphe I.1.3, a mis en évidence les états de polarisation circulaire comme états propres de cet effet. Si on considère maintenant un guide d'onde ayant de l'effet magnétooptique longitudinal, ni les états de polarisation rectiligne, ni ceux de polarisation circulaire, ne vont convenir comme états propres de la propagation de la lumière.

On sait néanmoins qu'une onde polarisée circulairement n'est que la combinaison linéaire de deux ondes polarisées linéairement ; si les modes TE et TM se propagent avec la même vitesse de phase, alors les états de polarisation circulaire devraient être les modes propres de la propagation. Mais le plus souvent, les modes TE et TM d'un guide n'ont pas les mêmes constantes de propagation :  $\beta_{TE} \neq \beta_{TM}$ . On définit alors le désaccord de phase  $\Delta\beta$  du guide, et sa biréfringence de modes  $\Delta N$ , par :<sup>1</sup>

$$\Delta\beta = \beta_{TE} - \beta_{TM} \text{ et } \Delta N = \frac{\Delta\beta \cdot \lambda}{2\pi} \quad (\text{I.16})$$

---

1. On travaille sur deux modes TE et TM de même ordre ; en fait, dans les guides qui nous intéressent, il existera toujours un seul mode TE et un seul mode TM, mais les notions se généralisent à des guides multimodes.

Si cette biréfringence est nulle, les modes TE et TM sont dégénérés, et les états circulaires sont des modes propres du guide avec effet magnétooptique : la rotation Faraday a lieu comme en espace libre. Sinon, les modes propres sont elliptiques, et l'effet Faraday est modifié.

La rotation du plan de polarisation peut s'interpréter, en configuration guidée, comme une conversion entre le mode TE et le mode TM. Pour quantifier cette conversion, considérons un cas simple : on injecte de la lumière dans le mode TE, et elle se propage dans le guide sur une distance  $l$ . On définit le rendement de conversion  $R(l)$  comme :

$$R(l) = \frac{I_{TM,sortie}}{I_{TE,entrée}} \quad (\text{I.17})$$

Ainsi, un rendement égal à 1 signifie qu'on a converti tout le mode TE en TM, tandis qu'un rendement nul signifie que la lumière est restée dans le mode TE.

Des calculs qu'on mènera au II.1.1 donnent alors les résultats suivants pour un guide avec un couplage  $\epsilon_{xy}$  réel :

$$R(l) = R_M \sin^2(\kappa l) \text{ avec } R_M = \frac{K^2}{K^2 + \left(\frac{\Delta\beta}{2}\right)^2} \text{ et } \kappa = \sqrt{K^2 + \left(\frac{\Delta\beta}{2}\right)^2} \quad (\text{I.18})$$

où  $K$  est le coefficient de couplage entre les modes TE et TM ( $K$  correspond à  $\theta_F$  en espace libre, exprimé souvent en  $^\circ/\text{cm}$ ) ; ce coefficient  $K$  dépend du terme hors diagonal  $\epsilon_{xy}$  du tenseur de permittivité, mais aussi d'une intégrale de recouvrement entre les modes TE et TM dans le matériau magnétooptique, comme on le verra au I.3.1.

En l'absence de biréfringence, on trouve simplement :

$$R(l) = \sin^2(Kl) \quad (\text{I.19})$$

ce qui correspond à la rotation classique en espace libre (courbe bleue de la figure II.1) : au bout d'une distance de propagation  $l = \frac{90}{K}$ , le rendement est égal à 1, et la lumière est dans l'état TM : cela correspond à une rotation de  $90^\circ$ . Au bout d'une distance double, le rendement s'annule, car la rotation est désormais de  $180^\circ$  : on est revenu dans l'état TE ; et ainsi de suite... On peut ainsi définir une période de battements entre les modes TE et TM :  $l_{bat}^0 = \frac{180}{K}$  (en cm si  $K$  est en  $^\circ/\text{cm}$ ).

Si maintenant la biréfringence est non nulle, on observe toujours une conversion du mode TE vers TM, mais elle est partielle ; la figure II.1 illustre l'évolution du rendement de conversion pour quelques valeurs typiques de  $\Delta\beta$  et  $K$ .

On constate que, pour de courtes valeurs de  $l$ , toutes les courbes sont confondues : au départ, le mode TE se convertit en TM proportionnellement à  $K$ . Mais ensuite, le désaccord de phase perturbe la propagation : plus  $\Delta\beta$  est grand, plus

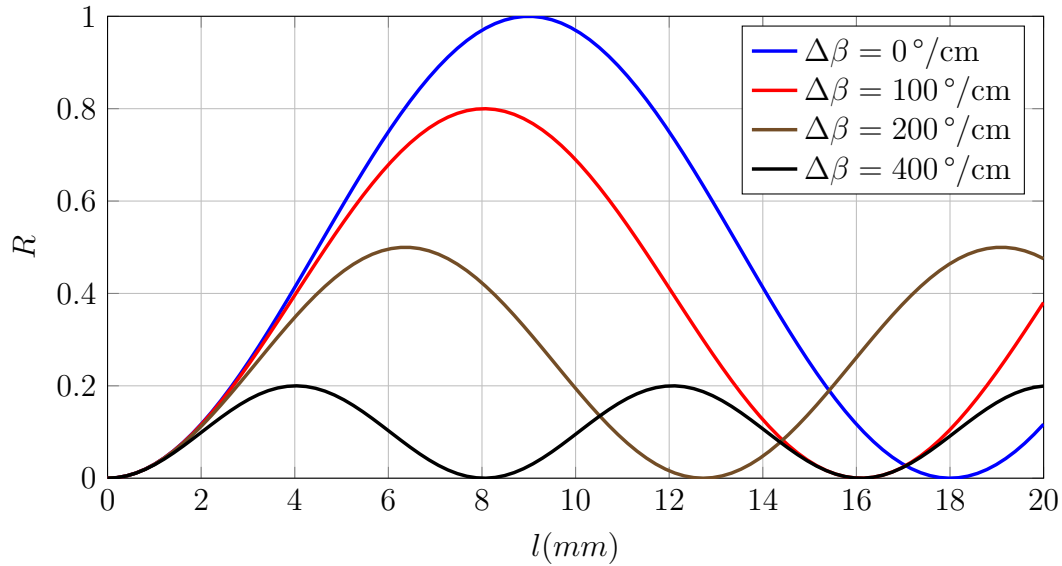


FIGURE I.22 – Rendement de conversion  $TE \leftrightarrow TM$  en fonction de la longueur du guide magnétooptique, pour un facteur de couplage  $K = 100^\circ/\text{cm}$ . La présence de biréfringence diminue l'efficacité de la conversion.

vite les deux modes se désaccordent, et le rendement atteint un maximum, puis redescend. On voit ainsi deux effets : la période des battements  $l_{bat} = \frac{l_{bat}^0}{\sqrt{1 + \left(\frac{\Delta\beta}{2K}\right)^2}}$  diminue, et le rendement maximal  $R_M$  diminue aussi en fonction de  $\frac{\Delta\beta}{K}$ , comme indiqué sur la figure I.23.

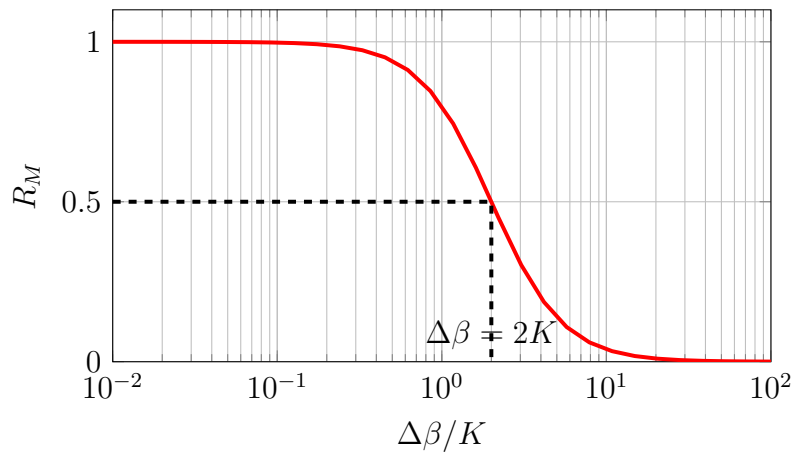


FIGURE I.23 – Évolution du rendement maximal de conversion en fonction de  $\frac{\Delta\beta}{K}$ . Pour avoir au moins 50 % de conversion, il faut obtenir  $\Delta\beta < 2K$ .

Ainsi, à partir de la figure I.23, on peut retenir cette règle empirique : le rendement de conversion sera bon tant que :

$$\Delta\beta < 2K \quad (\text{I.20})$$

Par exemple, à 1550 nm, avec un coefficient de couplage  $K = 15^\circ/\text{cm}$ , il faudra  $\Delta N < 7.10^{-6}$  pour espérer obtenir 50% de rendement.

WANG et al., 1972 ont proposé en 1972 une étude complète de la propagation dans des guides plans un peu différents, dans lesquels c'est le substrat (ou, de façon équivalente, le superstrat) qui est magnétooptique ; dans ces guides, le matériau magnétooptique n'est pas celui qui guide, mais celui qui est à l'extérieur du guide. Les modes propres se propageant dans la couche diélectrique peuvent être vus comme une onde plane se propageant en zigzag, comme on l'a vu précédemment pour le guide plan (figure I.24). Mais lors de la réflexion de l'onde sur le matériau magnétooptique, il va se produire de l'effet Kerr (cf. ARMELLES et al., 2013). Si le matériau est aimanté longitudinalement, il se produit un effet Kerr longitudinal, qui fait tourner le plan de polarisation, créant ainsi une conversion entre les modes TE et TM.

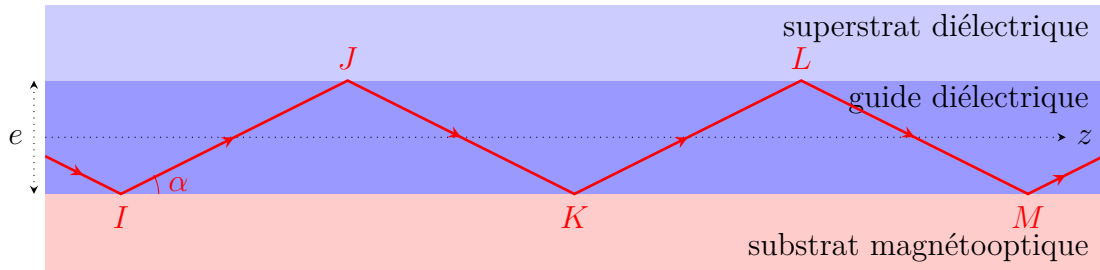


FIGURE I.24 – Propagation d'un mode guidé dans un guide plan sur substrat magnétooptique ; aux points  $I$ ,  $K$  et  $M$ , il y a de l'effet Kerr.

La conversion a lieu à chaque réflexion guide/substrat, et l'effet semble se cumuler proportionnellement à la longueur parcourue. Mais un problème d'accord de phase apparaît à nouveau. Avec les notations de la figure I.24, supposons que la lumière arrive en mode TE. En  $I$ , une partie est convertie en TM. En  $K$ , une partie du TE restant est convertit en TM, tandis qu'une partie du TM déjà converti se recombine en TE. On obtient alors des conditions d'accord de phase complexes. Si les matériaux diélectriques sont isotropes, on retombe finalement sur l'équation (I.18) donnant le rendement de conversion en fonction de la biréfringence et de la distance parcourue ; sinon, on obtient des conditions portant sur les indices de chaque matériau, permettant éventuellement de compenser la biréfringence modale due à la géométrie, par la biréfringence du superstrat par exemple.

### Isolateurs à conversion de modes guidés

Regardons maintenant les réalisations publiées de tels isolateurs.

Les premiers essais ont porté sur la conversion efficace entre les modes TE et TM. La forte biréfringence d'un guide plan limite l'efficacité de la conversion. Pour y remédier, des dispositifs modifiés ont été réalisés par TIEN et al., 1972 et TSENG et al., 1974. Plutôt que d'annuler la biréfringence, ils ont choisi de faire varier la magnétisation. En effet, pour une biréfringence donnée, le rendement de conversion augmente, puis diminue après une certaine longueur  $\frac{l_{bat}}{2}$ . Si, au bout de  $\frac{l_{bat}}{2}$ , on inverse le sens de la magnétisation, alors on peut continuer à convertir efficacement les modes. Une magnétisation alternative de période bien choisie permet ainsi d'annuler la limite imposée par la biréfringence.

TIEN et al., 1972 ont utilisé un guide plan de YIG aimanté par un circuit électrique en forme de serpentín (figure I.25a). Le courant de 0.5 A circulant dans le fil oscillant 6 fois en 6 mm crée un champ magnétique alterné. Ils ont ainsi réussi une conversion de mode de rendement égal à 52 %.

TSENG et al., 1974 ont utilisé une structure d'aimants périodiques pour réaliser la même chose (figure I.25b). Ils ont obtenu 80 % de rendement de conversion avec 10 périodes d'aimants sur 9 mm créant un champ de 0.1 mT.

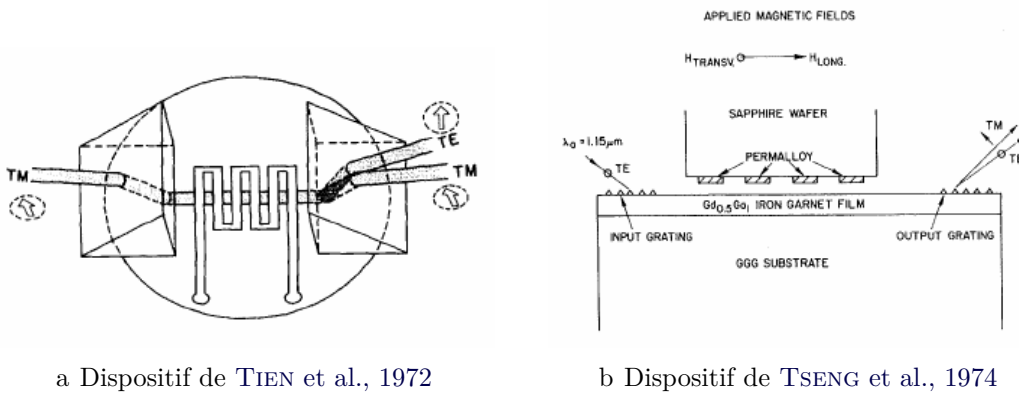


FIGURE I.25 – Exemples de réalisation de conversion efficace de modes par alternance de la magnétisation

Pour diminuer la biréfringence, un ajustement des paramètres de maille du substrat et du guide, ainsi qu'un traitement thermique après dépôt, ont été étudiés. KOSHIZUKA et al., 1983 et OKUDA et al., 1983 ont ainsi montré qu'on pouvait obtenir des rendements de 80 % par traitement approprié d'un cristal de YIG. DAMMANN et al., 1986 ont aussi montré que la biréfringence peut être annulée a posteriori par application de contraintes à l'échantillon. Plus récemment, WOLFE



et al., 1990 ont pu annuler la biréfringence par une gravure a posteriori d'un guide de  $Bi$  :  $YIG$ . Néanmoins, un tel traitement n'est pas adapté à une quelconque fabrication industrielle d'isolateur.

C'est en 1977 que CASTÉRA et al., 1977 réalisèrent le premier isolateur intégré à base de conversion de mode. À base d'un guide plan de  $Y_3Fe_5O_{12}$  (YIG), il consiste en un guide avec tout d'abord une partie aimantée longitudinalement, produisant un effet Faraday équivalent à une rotation de  $45^\circ$  du plan de polarisation. Ensuite, une seconde partie magnétisée transversalement est équivalente, par effet Cotton-Mouton, à une lame de phase demi-onde ayant ses axes inclinés de  $22.5^\circ$  (cf. figure I.26). Pour de la lumière arrivant en TE dans le sens direct, la première section impose une rotation de  $45^\circ$ , la seconde une rotation de  $-45^\circ$ , et la lumière ressort bien en TE; dans l'autre sens, deux rotations de  $45^\circ$  s'ajoutent à cause du caractère non-réciproque de l'effet Faraday (contrairement à l'effet Cotton-Mouton), conduisant à une conversion presque complète du mode TE en TM, qui est alors arrêté par un dépôt d'aluminium, jouant le rôle de polariseur. Ce premier isolateur, mono-polarisation, atteignait 6 dB de taux d'isolation.

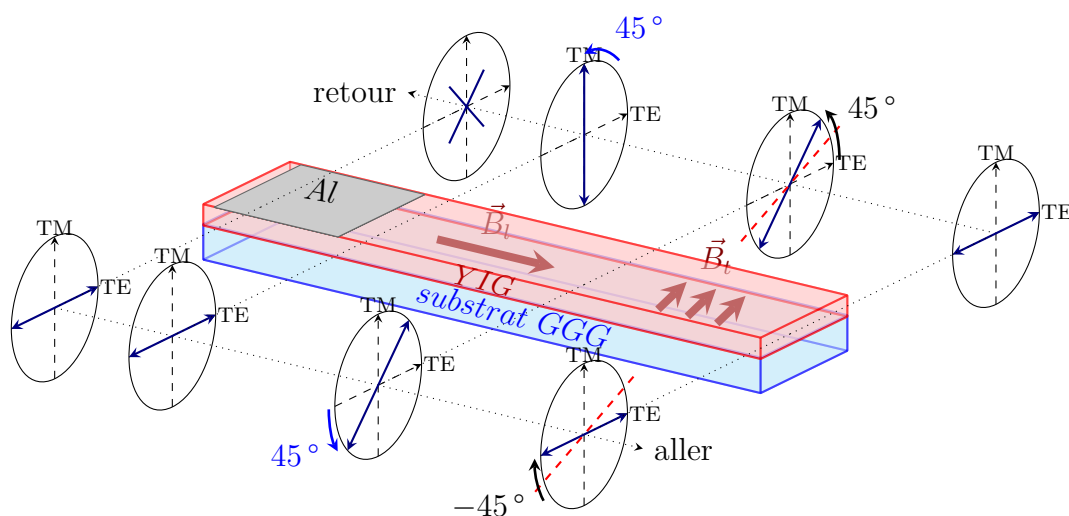


FIGURE I.26 – Principe de l'isolateur intégré de CASTÉRA et al., 1977. Le dépôt d'aluminium absorbe le mode TM; le champ  $\vec{B}_l$  produisant l'effet Faraday est longitudinal; le champ  $\vec{B}_t$  produisant l'effet Cotton-Mouton est transverse et incliné de  $22,5^\circ$  par rapport à l'axe TE.

S'il s'agit bien d'un isolateur intégré, il pose toujours le même problème au niveau de l'interfaçage avec les autres composants. En effet, les autres composants de l'optique intégrée sont le plus souvent fabriqués sur du verre ou du silicium; or,

pour faire croître des cristaux de YIG de qualité, on utilise un substrat de grenat de gadolinium et gallium (GGG) de formule  $Ga_5Gd_3O_{12}$ , qui a un bon accord de maille avec le YIG, mais sur lequel on ne réalise pas les autres composants de l'optique intégrée.

D'autres équipes ont cherché à améliorer ce type d'isolateur à conversion de modes TE/TM. WOLFE et al., 1990 ont réussi, en annulant la biréfringence par gravure a posteriori du guide, à obtenir un isolateur avec 35 dB d'isolation. Certains ont essayé de contourner le problème posé par la biréfringence. Ainsi, MIZUMOTO et al., 1986 ont montré que, dans un design du type de celui de CASTÉRA et al., 1977 où la rotation réciproque est obtenue par effet Cotton-Mouton, la présence de biréfringence peut au contraire permettre de réduire la longueur du dispositif, si l'orientation du champ transverse est choisie optimalement. DAMMANN et al., 1990 ont, de leur côté, imaginé un dispositif où la lumière est injectée non plus dans le mode TE ou TM, mais avec un angle de  $22.5^\circ$  par rapport aux axes principaux du guide. Cette disposition permet d'obtenir une bonne isolation malgré la biréfringence, et de se passer du rotateur réciproque; mais elle nécessite de réaliser des polariseurs inclinés de  $22.5^\circ$  par rapport aux axes, ce qui n'existe pas pour le moment. Un test expérimental avec des polariseurs placés avant et après l'échantillon a montré un taux d'isolation de 31 dB, mais aucune intégration complète d'un tel système n'a été réalisée.

### Isolateurs à conversion entre mode guidé et mode radiatif

Entre temps, YAMAMOTO et al., 1976 avaient proposé un autre design d'isolateur, basé sur un guide monopolarisation. Imaginons qu'on construise un guide dans lequel le mode TE se propage, mais le mode TM ne se propage pas (c'est un mode radiatif, beaucoup moins confiné; l'énergie contenue dans le guide décroît alors très vite); la figure I.20 montre qu'il existe certains rapports  $e/\lambda$  pour lesquels c'est possible. Si, dans ce guide, on convertit de la lumière du mode TE vers le mode TM, le mode TM qui apparaît s'échappe du guide et ne peut plus être reconverti en TE. On peut voir aussi la chose comme un couplage entre niveaux : si on couple deux états discrets, il va y avoir des battements, avec une amplitude de passage de l'un à l'autre d'autant plus forte que les niveaux sont d'énergie proche. Mais si on couple un état discret (mode TE) vers un continuum (mode TM), on observe une décroissance exponentielle de l'énergie contenue dans le mode TE, comme un atome en l'émission spontanée.

Pour réaliser un isolateur à partir d'un tel schéma, il faut que le couplage du mode TE vers le mode TM radiatif se fasse dans un seul sens de propagation. YAMAMOTO et al., 1976 ont proposé un guide de YIG sur GGG avec un superstrat de  $LiNbO_3$ . Ce dernier est fortement biréfringent. Par une orientation bien choisie de ses axes, cette biréfringence de  $LiNbO_3$  entraîne deux effets :

- une forte biréfringence de modes, amenant le mode TM à être radiatif
- une rotation réciproque du plan de polarisation, c'est-à-dire une conversion TE/TM réciproque

Le principe est alors illustré sur la figure I.27 : l'effet Faraday est réglé de manière à compenser la rotation réciproque lors de l'aller ; le mode TE reste alors TE et se propage normalement. Au retour, l'effet Faraday change de sens, mais pas la rotation réciproque : les deux effets s'ajoutent, le mode TE est efficacement couplé vers le mode TM radiatif et se disperse.

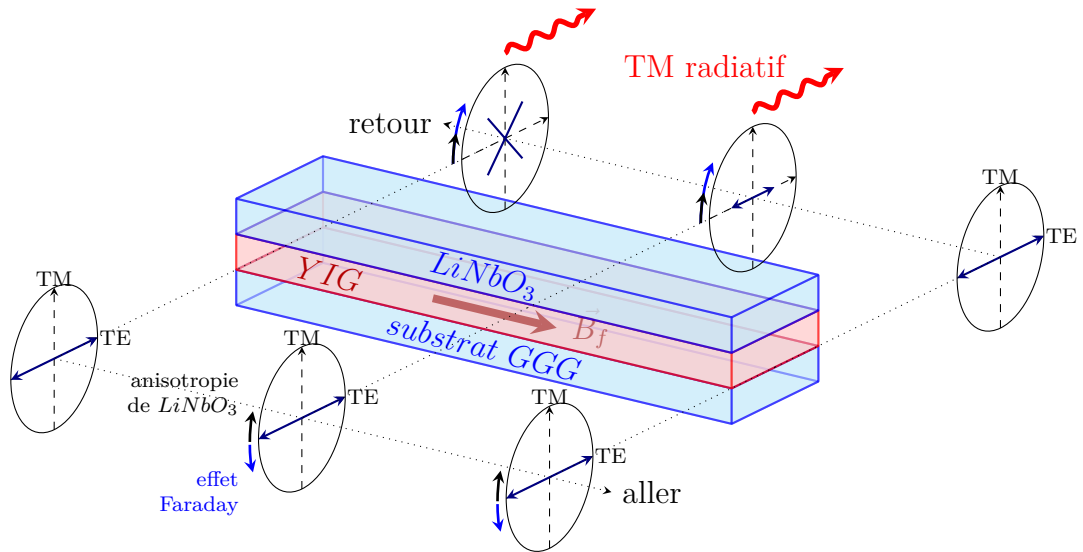


FIGURE I.27 – Principe de l'isolateur à guide monopolarisation, proposé par YAMAMOTO et al., 1976 et réalisé par KIRSCH et al., 1981.. À l'aller, les effets réciproque et non-réciproque s'annulent ; au retour, ils s'ajoutent, et le mode TM créé disparaît.

KIRSCH et al., 1981 réalisèrent un tel isolateur selon le modèle proposé (figure I.28). Un guide plan de YIG dont les caractéristiques ont été choisies de manière à ce que son indice optique soit compris entre les indices ordinaire et extraordinaire du  $LiNbO_3$  (ce qui permet de rendre le mode TM radiatif) est recouvert d'une couche de sélénium liquide assurant le contact optique, puis d'un bloc de  $LiNbO_3$ . Le meilleur résultat obtenu est une isolation de 10 dB sur 1 cm de propagation avec 10.1 dB de pertes. Malgré l'avantage que semble amener ce schéma d'isolateur (il fonctionne bien avec des guides biréfringents), il semble avoir été délaissé par la suite.

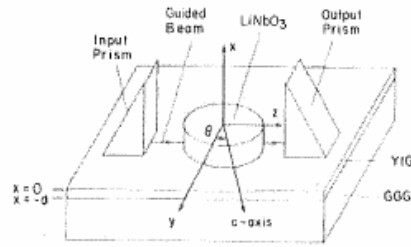


FIGURE I.28 – Schéma de l'isolateur de KIRSCH et al., 1981

### L'état actuel des isolateurs à conversion de modes

Tous ces isolateurs présentent cependant le même défaut, de ne pas être compatibles avec l'intégration sur verre ou sur silicium. Des tentatives ont été faites pour déposer des grenats YIG sur de tels supports, avec des réussites plus ou moins bonnes ; nous en reparlerons au paragraphe I.3.2. On peut quand même citer la meilleure réalisation actuelle : SUGIMOTO et al., 1996 ont fabriqué un isolateur à conversion TE/TM où le cristal de YIG est déposé avec une excellente précision sur un système intégré à base de silicium. Les polariseurs sont insérés dans des fentes prévues, de même que le rotateur réciproque formé d'une lame demi-onde de film polyamide biréfringent. La meilleure mesure donne un taux d'isolation de plus de 30 dB pour 2.6 dB de pertes (cf. tableau I.3).

*En conclusion, nous avons vu deux types d'isolateurs à conversion de mode :*

- *les isolateurs à conversion entre deux modes guidés, qui sont limités par la biréfringence du guide*
- *les isolateurs à conversion entre un mode guidé et un mode radiatif, qui n'est pas gêné par la biréfringence*

*Dans les deux cas, les isolateurs réalisés fonctionnent bien, avec des taux d'isolation bons, mais aucun n'a été intégré sur verre ou silicium. De plus, les étapes de fabrications sont longues et compliquées, rendant toute réalisation industrielle impossible pour le moment. On peut encore remarquer que tous les isolateurs proposés fonctionnent avec une seule polarisation d'entrée (le plus souvent TE).*

*Nous allons donc étudier un autre type d'isolateur qui n'est pas perturbé par la biréfringence : l'isolateur à déphasage non-réciproque.*

### I.2.3 Isolateur intégré basé sur la biréfringence induite

Avant même la première réalisation d'un isolateur, la difficulté à réaliser une conversion efficace de modes a conduit AURACHER et al., 1975 à proposer un design d'isolateur intégré basé sur un fonctionnement totalement différent. Nous avons vu

au paragraphe I.1.3 que, en présence d'un champ magnétique transverse, il apparaît une biréfringence linéaire, modifiant les indices effectifs des deux principaux modes de polarisation rectiligne. Cet effet est réciproque, car quadratique en champ. On peut voir une explication dans le fait qu'un champ magnétique a pour effet de coupler les deux composantes du champ électrique qui lui sont orthogonale. Dans le cas de l'effet Faraday, le champ magnétique selon la direction de propagation  $z$  couple les champs électriques selon  $x$  et  $y$ ; cela a donc de l'effet sur les ondes qui ont un champ électrique suivant ces deux axes, c'est-à-dire entre autres les ondes polarisées circulairement. Dans le cas de l'effet Cotton-Mouton, un champ magnétique suivant  $x$  couple des champs électriques selon  $y$  et  $z$ . Or en espace libre, les ondes sont transverses, donc n'ont pas de composantes selon  $z$ . L'effet est alors nul au premier ordre.

En optique guidée, nous avons vu que le cas est différent. Deux modes de polarisation se propagent, et un seul est transverse électriquement : le mode TE. Le mode TM, quant à lui, a un champ électrique principalement suivant  $x$  et un peu suivant  $z$  (figure I.29). Un champ magnétique suivant  $y$  va donc assurer un couplage entre ces deux composantes, et modifier la vitesse de propagation.

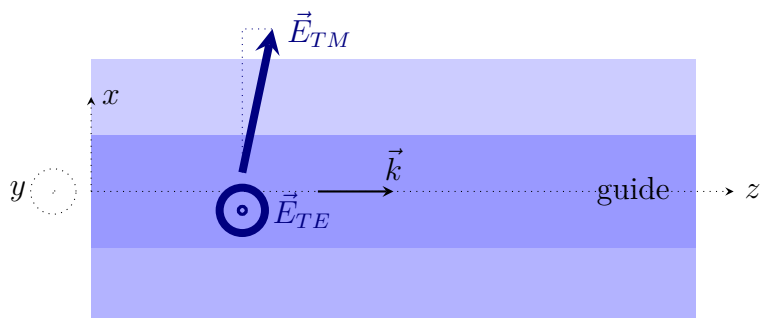


FIGURE I.29 – Champ électrique des deux modes de polarisation TM et TE

YAMAMOTO et al., 1974 ont ainsi montré qu'il apparaît dans un guide, sous l'action d'un champ parallèle au mode TE, une modification des constantes de propagation équivalente à l'apparition d'une nouvelle biréfringence  $\Delta\beta_{TM}$  du mode TM (voir section V.3.3). On a ainsi, en plus de la biréfringence géométrique, due à la forme du guide et à la répartition des indices (et qui a la propriété essentielle d'être réciproque), une biréfringence créée par l'action d'un champ magnétique transverse, qui a pour propriété essentielle d'être non-réciproque.

Partant de cette idée, AURACHER et al., 1975 ont proposé un design d'isolateur basé sur des interférences, donc sur des déphasages. Pour analyser les déphasages à l'aller et au retour, il faut commencer par préciser le point de vue. À l'aller, on prend le point de vue classique de l'optique : l'observateur est situé en sortie et voit la lumière lui arriver dans l'œil. Au retour, on pourrait faire la même

chose et changer l'observateur de côté, de manière à ce que la lumière qui revient lui entre encore dans l'œil; mais cela implique un changement des conventions, avec en particulier un changement de signe des paramètres polarimétriques<sup>2</sup>. Avec cette convention, la traduction de la réciprocité ou de la non-réciprocité est plus compliquée, puisque même si la lumière revient dans le même état, ses paramètres polarimétriques ont changé de signe à cause du changement de base d'observation. Nous prendrons donc l'autre point de vue, utilisé par exemple par DILLON, 1991 : l'observateur ne change pas de place, et, au retour, il voit la lumière s'éloigner de lui (figure I.30). Avec cette convention, si la lumière subit un aller-retour avec des effets réciproques, elle revient strictement dans le même état. Un déphasage réciproque de  $\phi$  à l'aller donnera donc un déphasage  $-\phi$  au retour, de manière à ramener le déphasage total à 0; un déphasage non-réciproque de  $\phi$  à l'aller donnera un déphasage de  $\phi$  au retour.

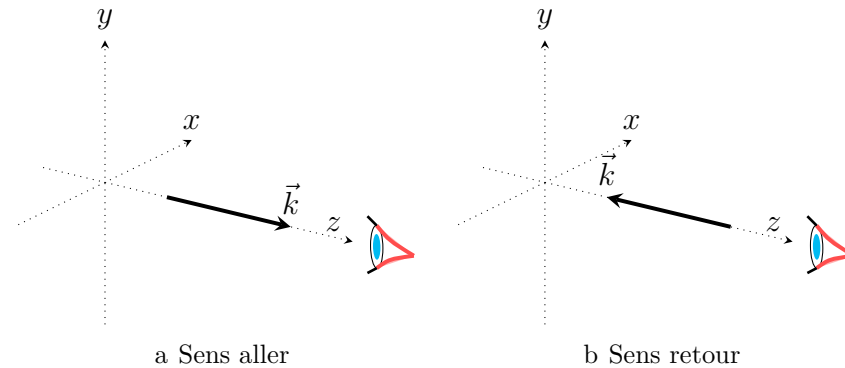


FIGURE I.30 – Conventions choisies pour observer la lumière, à l'aller et au retour.

Le schéma de base de l'isolateur proposé par AURACHER et al., 1975 est similaire à un Mach-Zehnder (figure I.31). La lumière incidente dans le mode TM est séparées en deux branches. Une des branches sert de référence de phase. La lumière traversant l'autre branche va subir un déphasage supplémentaire  $\phi_r$  réciproque dû à la géométrie différente des deux branches; et de plus un déphasage non-réciproque  $\phi_{nr}$  dû au champ magnétique imposé. Dans le sens aller, la lumière de la seconde branche aura un déphasage total  $\phi_{aller} = \phi_r + \phi_{nr}$ ; au retour, avec la convention choisie, elle aura un déphasage  $\phi_{retour} = -\phi_r + \phi_{nr}$ . Le but est d'avoir une interférence constructive à l'aller et destructive au retour, soit :

$$\phi_r + \phi_{nr} = 2.p.\pi \text{ et } -\phi_r + \phi_{nr} = (2p' + 1)\pi \quad (\text{I.21})$$

2. C'est pour cela qu'avec les conventions de l'optique, lorsque de la lumière polarisée à droite se réfléchit sur un miroir, elle repart polarisée à gauche.

avec  $p$  et  $p'$  des entiers. On peut obtenir ces résultats en réglant par exemple :

$$\phi_r = 2.q.\pi - \frac{\pi}{2} \text{ et } \phi_{nr} = 2.q'.\pi + \frac{\pi}{2} \quad (\text{I.22})$$

avec  $q$  et  $q'$  des entiers.

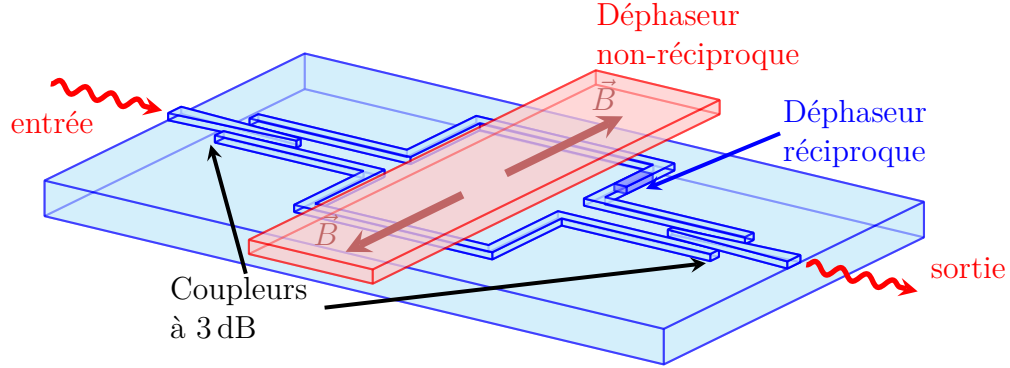


FIGURE I.31 – Description d'un isolateur de type Mach-Zehnder à déphasage non-réciproque.

	coupleur		DNR		DR		coupleur	
$TM[0]$	$\nearrow$	$\frac{1}{\sqrt{2}}TM[0]$	$\rightarrow$	$\frac{1}{\sqrt{2}}TM[\frac{\pi}{2}]$	$\rightarrow$	$\frac{1}{\sqrt{2}}TM[0]$	$\searrow$	$TM[0]$
	$\searrow$	$\frac{1}{\sqrt{2}}TM[0]$	$\rightarrow$	$\frac{1}{\sqrt{2}}TM[0]$	$\rightarrow$	$\frac{1}{\sqrt{2}}TM[0]$	$\nearrow$	
$\emptyset$	$\swarrow$	$\frac{1}{\sqrt{2}}TM[\pi]$	$\leftarrow$	$\frac{1}{\sqrt{2}}TM[\frac{\pi}{2}]$	$\leftarrow$	$\frac{1}{\sqrt{2}}TM[0]$	$\swarrow$	$TM[0]$
	$\nwarrow$	$\frac{1}{\sqrt{2}}TM[0]$	$\leftarrow$	$\frac{1}{\sqrt{2}}TM[0]$	$\leftarrow$	$\frac{1}{\sqrt{2}}TM[0]$	$\nwarrow$	

TABLE I.2 – Principe d'un isolateur Mach-Zehnder à déphasage non réciproque pour mode  $TM$ . Le déphaseur non-réciproque (DNR) impose un déphasage de  $+\frac{\pi}{2}$  et le déphaseur réciproque (DR) un déphasage de  $-\frac{\pi}{2}$ , le bras d'en bas étant toujours pris comme référence de phase. À chaque étape est indiquée la quantité de chaque mode ainsi que sa phase.

Le schéma le plus simple est celui illustré dans le tableau I.2 : le déphaseur non-réciproque impose un déphasage de  $+\frac{\pi}{2}$  à l'aller comme au retour ; le déphaseur réciproque impose  $-\frac{\pi}{2}$  à l'aller et  $+\frac{\pi}{2}$  au retour. À l'aller, on a une interférence constructive, tandis qu'elle est destructive au retour, ce qui est la base de l'isolation. Un des avantages fondamentaux de ces isolateurs est qu'ils sont indépendants de l'existence d'une biréfringence de modes ; un de ses inconvénients est que les phénomènes d'interférence sont fortement chromatiques, ce qui risque de donner une bande passante étroite.

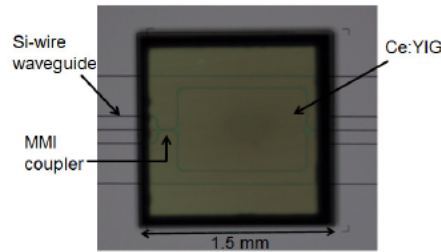


FIGURE I.32 – Photographie d'un isolateur à base de Mach-Zehnder, réalisé par SHOJI et al., 2012.

Les premières réalisations de tels isolateurs ont été faites en 2000 par YOKOI et al., 2000 et FUJITA et al., 2000b. Bien d'autres ont été construits depuis (voir tableau I.3), avec des taux d'isolation sur le mode  $TM$  dépassant 20 dB et une largeur de bande passante à 10 dB atteignant 10 nm. Différentes améliorations ont été proposées à ce dispositif de base ; citons-en quelques-unes :

- SHOJI et al., 2006 puis SHOJI et al., 2007b ont proposé une façon de modifier les déphasages réciproque et non-réciproque de manière à augmenter la largeur de la bande passante. Leurs simulations montrent la possibilité d'un isolateur isolant plus de 35 dB de  $SI1250nm$  à 1650 nm. Aucune mise en pratique n'a encore été réalisée.
- ZHUROMSKYY et al., 1999 puis FUJITA et al., 2000a ont proposé un design pour isoler à la fois le mode  $TM$  et le mode  $TE$ . La réalisation est délicate par la nécessité de déposer le matériau magnétooptique à côté du guide et non pas au-dessus. SHOJI et al., 2007a ont proposé un design plus réaliste, à base de conversion réciproque de polarisation. L'isolateur pour mode  $TE$  fabriqué par GHOSH et al., 2013 est un premier pas intéressant vers un tel isolateur.

Pour augmenter l'efficacité de l'isolation, des structures résonantes ont été proposées. Certaines, sur la base d'une cavité de Fabry-Pérot (LOHMEYER et al., 2001) semblent fonctionner, mais avec une bande passante très faible. La structure la plus intéressante est le résonateur à anneau, proposée par KONO et al., 2007 et réalisée par BI et al., 2011b et GOTO et al., 2014, dans laquelle un anneau résonant couplé à un guide voit sa fréquence de résonance déplacée par l'effet d'un déphasage non-réciproque (figure I.33). Si un taux d'isolation approchant 20 dB, la largeur très faible de la bande isolée (environ 10 pm) rend de tels dispositifs inadaptés à la protection de lasers.

*Nous avons vu ici le type d'isolateurs ayant eu le plus grand nombre de réalisation, essentiellement sous la forme d'un Mach-Zehnder avec déphasage non-réciproque. L'avantage essentiel de ce dispositif est son indépendance vis-à-vis de la*



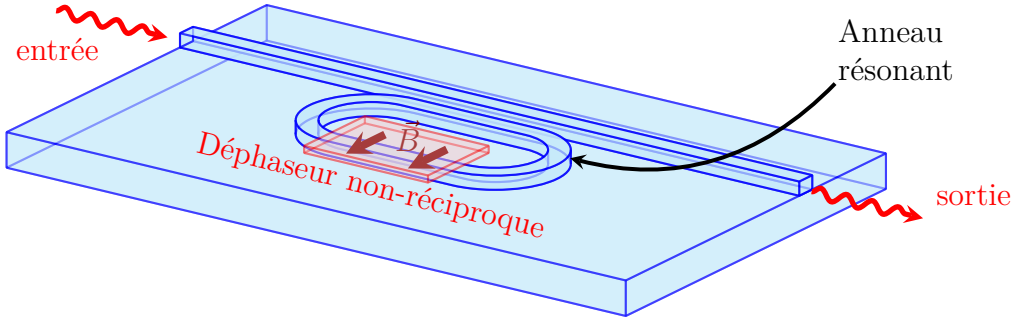


FIGURE I.33 – Description de l'isolateur à anneau résonant de BI et al., 2011b.

biréfringence modale du guide. Des réalisations intéressantes ont été faites, d'abord sur substrat magnétique, puis sur du silicium ; mais les méthodes de report de matériaux magnétooptique sur substrat silicium donnent lieu à des résultats peu reproductibles pour le moment. De nombreuses études théoriques pour améliorer le dispositif ont été proposées, faisant de ce type d'isolateurs un des plus prometteurs pour l'avenir.

#### I.2.4 Isolateur intégré basé sur l'absorption non-réciproque

La lumière se propageant dans n'importe quel guide optique subit des pertes. Elles peuvent se traduire par une partie imaginaire qui s'ajoute à la constante de propagation :  $\beta = \beta' + i.\beta''$  où  $\beta''$  est le coefficient d'extinction. On définit aussi le coefficient d'absorption  $\alpha$  tel que l'intensité évolue dans le guide selon une loi exponentielle, proportionnellement à  $e^{-\alpha z}$  avec :

$$\alpha = 2\beta'' = \frac{4\pi N''}{\lambda_0} \quad (\text{I.23})$$

En analysant le phénomène de biréfringence non-réciproque dans le cas d'un guide optique surmonté par un superstrat magnétooptique à aimantation transverse, on se rend compte qu'il est proportionnel au coefficient hors-diagonal  $\epsilon_{xz}$  (cf. V.3.3). En analysant cet effet, ZAETS et al., 1999 ont réalisé que, si  $\epsilon_{xz}$  est complexe, il apparaît une absorption non-réciproque :  $\alpha_{aller} \neq \alpha_{retour}$ . Ainsi, on obtient après propagation sur une longueur  $l$  :

$$\text{taux d'isolation} = 4,3(\alpha_{retour} - \alpha_{aller})l \quad (\text{I.24})$$

Des simulations de ZAETS et al., 1999 sur un guide formé d'un empilement de couches  $n\text{-GaAs}/n\text{-AlGaAs}/\text{GaAsP}/p\text{-AlGaAs}/\text{Co}$  montrent qu'on peut atteindre des taux de 180 dB/cm, mais au prix de fortes pertes dans le sens direct

( $1560 \text{ cm}^{-1}$  soit 32 dB/cm de pertes). Pour compenser cela, il faut amplifier la lumière par ajout d'une couche active pompée par un courant électrique (une jonction  $n - p$ ). Ceci nécessite donc un composant actif et énergivore. Des simulations réalisées par VAN PARYS et al., 2007a montrent que, dans le meilleur des cas, un courant de l'ordre de 6.5 mA/dB d'isolation est requis. Pour un isolateur de 30 dB de taux d'isolation, cela nécessite environ 200 mA, ce qui est élevé.

Un isolateur de ce type a été réalisé par VAN PARYS et al., 2007b. Un taux d'isolation de 6.2 dB a été obtenu; cela nécessitait un courant de 140 mA pour amplifier le signal, et un autre de 1.1 A pour créer le fort champ magnétique nécessaire à l'obtention d'un effet non-réciproque suffisant. Un tel composant est intéressant mais, pour le moment, bien trop énergivore pour être utilisé.

*Nous venons de présenter un dernier type d'isolateur, l'isolateur à absorption non-réciproque. Si le schéma est simple, il a pour inconvénient de nécessiter une forte alimentation en courant.*

### I.2.5 L'état de l'art des isolateurs intégrés

Le tableau I.3 résume les isolateurs intégrés réalisés à ce jour.

*Cette partie nous a permis de comprendre comment réaliser des isolateurs intégrés. Les réalisations expérimentales montrent que :*

- de bons taux d'isolation de 30 dB sont facilement obtenus*
- l'absorption est très variable suivant les échantillons, mais toujours trop élevée (1 dB serait un but à atteindre)*
- la bande passante est de l'ordre de quelques nanomètres, hormis pour les isolateurs basés sur une résonance. Il faudrait encore un peu l'augmenter*
- tous les processus de fabrication présentés sont lourds à mettre en œuvre, et incompatibles avec une fabrication industrielle*
- peu d'isolateurs intégrés sur verre ou silicium existent; le meilleur, celui de SUGIMOTO et al., 1996, nécessite une fabrication extrêmement complexe*

*Dans la partie suivante, nous allons étudier plus en détails le problème particulier de l'intégration des matériaux magnétooptiques, qui est une des clés pour améliorer les résultats déjà obtenus.*

Principe d'isolation	Matériau MO	$\lambda$ (nm)	TI (dB)	Pertes (dB)	L (mm)	BP (nm)	B (Oe)	Réf
CNR guidé $\leftrightarrow$ guidé	<i>YIG/GGG</i>	?	6	7,5	15	?	15	CASTÉRA et al., 1977
CNR guidé $\leftrightarrow$ radiatif	<i>LiNbO<sub>3</sub>/YIG/GGG</i>	1150	10	10,1	10	?	40	KIRSCH et al., 1981
CNR guidé $\leftrightarrow$ guidé	<i>(La, Ga) : YIG/Si</i>	1550	30,5	2,6	8	70	20	SUGIMOTO et al., 1996
CNR guidé $\leftrightarrow$ radiatif	<i>Ce : YIG/GGG</i>	1535	27	2 à 5	4,1	15	50	SHINTAKU, 1998
CNR guidé $\leftrightarrow$ radiatif	<i>LiNbO<sub>3</sub>/Ce : YIG</i>	1550	20,2	8	1,6	?	150	MIZUMOTO et al., 2007
Mach-Zehnder à DNR	<i>Ce : YIG/GaInAsP</i>	1550	4,9	14	6,2	?	?	YOKOI et al., 2000
Mach-Zehnder à DNR	<i>BiLuNd – IG/GGG</i>	1550	19	13,6	8	> 8	> 50	FUJITA et al., 2000a
Mach-Zehnder à DNR	<i>Ce : YIG/Si</i>	1550	21	8	4	5	?	SHOJI et al., 2008
Mach-Zehnder à DNR	<i>Ce : YIG/BCB/Si</i>	1500	25	4	2	0,8	?	GHOSH et al., 2011
Mach-Zehnder à DNR	<i>Ce : YIG/Si</i>	1320	18	21	1,5	10	?	SHOJI et al., 2012
Mach-Zehnder à DNR	<i>Ce : YIG/BCB/Si</i>	1550	32	22	3	1	?	GHOSH et al., 2013
Mach-Zehnder à DNR	<i>Ce : YIG/Si</i>	1550	28	?	1,5	4	?	SHIRATO et al., 2013
Mach-Zehnder à DNR	<i>Ce : YIG/Si</i>	1550	27	11	2	8	50	SHOJI et al., 2014
Résonateur à DNR	<i>Ce : YIG/YIG/Si</i>	1550	19,5	18,8	0,5?	0,013	1500	BI et al., 2011b
Résonateur à DNR	<i>Ce : YIG/Si</i>	1550	1	27,5	0,2	0,010	1100	GOTO et al., 2014
ANR	<i>Co<sub>50</sub>Fe<sub>50</sub>/AlGaInAs</i>	1288	6,2	?	1,3	?	$\approx$ 2000	VAN PARYS et al., 2007b

TABLE I.3 – Comparaison des meilleurs isolateurs optiques intégrés.

TI=Taux d'Isolation ; L=longueur ; BP=Bande passante.

DNR=Déphasage Non Réciproque ; CNR=Conversion de modes Non Réciproque ; ANR=Absorption Non Réciproque.

## I.3 Le problème de l'intégration des matériaux magnétooptiques

### I.3.1 Facteur de mérite d'un matériau magnétooptique

#### Matériaux massifs

Au paragraphe I.1.3, nous avons vu comment l'effet Faraday peut s'expliquer d'un point de vue classique, par la modification du mouvement des électrons oscillants autour des noyaux d'atomes, lorsqu'on ajoute un champ magnétique. Pour pousser cette explication plus loin, on peut prendre un modèle classique de l'atome (communément appelé «modèle de l'électron élastiquement lié») et calculer des forces d'oscillateurs associées à chaque transition atomique. La présence d'un champ magnétique va modifier ces forces d'oscillateur, amenant à la création de termes complexes hors-diagonaux dans le tenseur de polarisation, donc dans le tenseur de permittivité du milieu. Ces termes hors-diagonaux seront d'autant plus fort qu'on est proche d'une résonance d'une force d'oscillateur, donc proche d'une transition atomique.

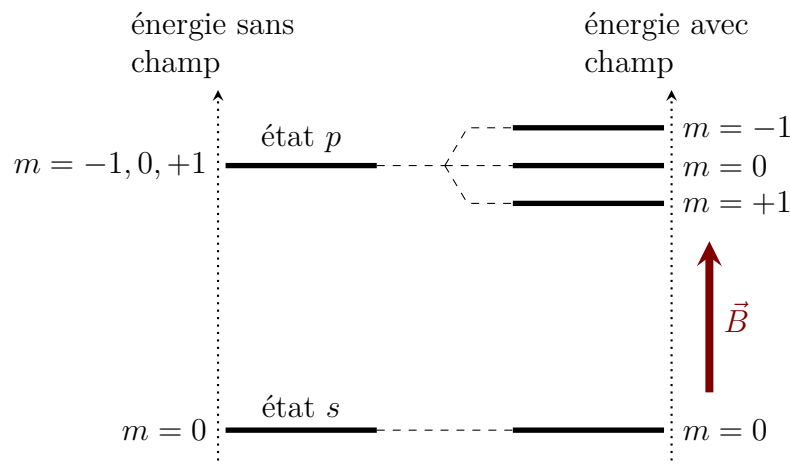


FIGURE I.34 – Levée de dégénérescence des niveaux atomiques par effet Zeeman : en présence d'un champ magnétique, le couplage  $E = -\vec{m} \cdot \vec{B}$  du moment magnétique avec le champ magnétique modifie l'énergie des niveaux.

Un autre point de vue, plus quantique, consiste à dire que la présence d'un champ magnétique lève la dégénérescence des niveaux en fonction de leur moment magnétique (c'est l'effet Zeeman). La figure I.34 montre par exemple un niveau  $s$  non dégénéré et un niveau  $p$  qui est séparé en 3 niveaux. Les transitions entre ces niveaux vont désormais faire intervenir des règles de sélectivité en spin du

photon ; autrement dit, les photons polarisés PCD ou PCG n'induiront pas les mêmes transitions.

Ces deux modèles montrent qu'il y a un lien étroit entre rotation Faraday et absorption : la rotation Faraday a lieu à des longueurs d'ondes voisines de transitions atomiques, c'est-à-dire de plages de longueurs d'ondes où il y a de l'absorption. Le matériau idéal pour réaliser un isolateur est un matériau avec une forte rotation Faraday spécifique ( $\theta_F$  en  $^\circ/\text{cm}$ ). Mais si ce matériau absorbe trop, on va obtenir un composant qui absorbe beaucoup la lumière, ce qui crée des pertes. Il faut donc aussi avoir un matériau qui a l'absorption spécifique ( $\alpha$  en  $\text{dB}/\text{cm}$ ) la plus faible possible.

Pour quantifier ces deux propriétés d'un matériau magnétooptique, on définit le facteur de mérite :

$$F = \frac{\theta_F}{\alpha} \quad (\text{I.25})$$

exprimé le plus souvent en  $^\circ/\text{dB}$ . Ce facteur dépend très fortement de la longueur d'onde (figure I.35), et également d'autres paramètres comme la température.

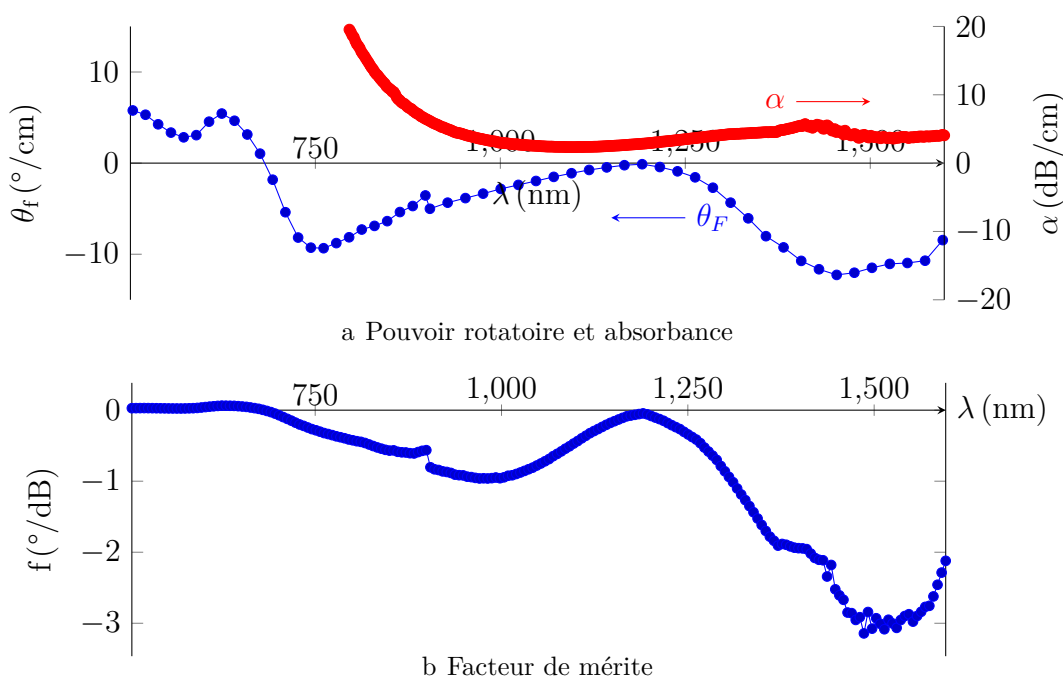


FIGURE I.35 – Caractéristiques magnétooptiques d'un ferrofluide contenant 0,1% de nanoparticules de ferrite de cobalt.

Usuellement, on place l'absorption maximale acceptable pour un isolateur à 1 dB. Or, pour réaliser un isolateur à rotation de polarisation, il faut un rotateur

non-réciproque produisant une rotation de  $45^\circ$ . Cela donne comme but à atteindre :

$$F > 45^\circ/\text{dB} \quad (\text{I.26})$$

### Intégration dans un guide magnétooptique

Lorsqu'on intègre un matériau magnétooptique, deux cas de figure se posent. Soit on guide dans la couche de matériau magnétooptique, auquel cas on a un facteur de mérite proche de celui du matériau massif, dégradé éventuellement par les craquelures, les défauts des bords du guide, les inhomogénéités,... Soit le matériau magnétooptique est rapporté au-dessus du guide ; dans ce cas, une théorie de perturbations sur les deux modes TE et TM (cf. YARIV, 1973, voir aussi section V.3.2) indique que le coefficient de couplage se calcule par une intégrale de recouvrement sur la partie magnétooptique :

$$K = \frac{\pi}{N\lambda} \iint \epsilon_{xy} \underline{E}_{0y}^{*TE} \underline{E}_{0x}^{TM} dx dy \quad (\text{I.27})$$

en supposant que les champs électriques des modes TE et TM sont normalisés ; l'intégrale n'est non nulle que dans le matériau magnétooptique. On voit que, si  $\epsilon_{xy}$  est constant dans le matériau magnéto-optique, alors le coefficient de couplage  $K$  est approximativement égal à la rotation spécifique  $\theta_F$  multiplié par le pourcentage de recouvrement des modes TM et TE dans la couche magnétooptique :

$$K \approx \theta_F \cdot P_{mo}^{TE, TM} \quad (\text{I.28})$$

avec  $P_{mo}^{TE, TM} = \iint_{\text{couche m.o.}} \underline{E}_{0y}^{*TE} \underline{E}_{0x}^{TM} dx dy$ . Qualitativement, on peut supposer que l'absorbance des modes TE et TM sera elle aussi de la forme :

$$\alpha_{TE} \approx \alpha \cdot P_{mo}^{TE, TE} \text{ et } \alpha_{TM} \approx \alpha \cdot P_{mo}^{TM, TM} \quad (\text{I.29})$$

avec  $P_{mo}^{TE, TE}$  et  $P_{mo}^{TM, TM}$  définis de façon semblable à  $P_{mo}^{TE, TM}$ . Par conséquent, le facteur de mérite en mode guidé sera du même ordre de grandeur que pour la matériau massif, à condition que  $P_{mo}^{TE, TE}$ ,  $P_{mo}^{TE, TM}$  et  $P_{mo}^{TM, TM}$  soient proches, c'est-à-dire que les répartitions du champ électrique dans les modes TE et TM soient proches. Si ce n'est pas le cas, il faudra définir des facteurs de mérite différents pour les modes TE et TM.

Mais dans cette configuration, avec la couche magnétooptique au-dessus du guide, on est confronté au même problème qu'avant : l'intégration du matériau magnétooptique sur le guide va amener des défauts, des centres de diffusion,... qui vont augmenter les pertes et faire diminuer le facteur de mérite. Cette intégration est donc un vrai défi. On dispose bien, aujourd'hui, de matériaux massifs ayant un facteur de mérite bien supérieur à  $45^\circ/\text{dB}$  (cf. tableau I.6) ; mais obtenir les

mêmes valeurs en configuration guidée sur un substrat de verre ou de silicium est sujet de recherche actif ; cette thèse s'y inscrit.

*Nous avons donc défini dans ce paragraphe le facteur de mérite, paramètre très important pour quantifier si un matériau est éligible pour réaliser un isolateur performant. Nous allons voir dans la suite les tentatives qui ont été faites pour utiliser en optique guidée les matériaux ayant le meilleur facteur de mérite : les grenats YIG.*

### I.3.2 Les grenats de la famille YIG

Les meilleurs matériaux massifs connus à ce jour pour ce qui concerne les effets magnétooptiques sont les grenats de fer et d'yttrium  $Y_3Fe_5O_{12}$  (YIG). Le tableau I.6 rassemble quelques caractéristiques de matériaux magnétiques candidats à la réalisation d'isolateurs. Tous les YIG massifs ont un facteur de mérite très élevé.

Il est donc tentant de faire croître des cristaux de YIG sur des matériaux adaptés à l'optique intégrée, comme le silicium. Mais on se heurte à un problème de cristallographie : les YIG ont des paramètres de maille et des coefficients de dilatation très élevés (tableau I.4). Par conséquent, les couches minces de YIG sur silicium par exemple présentent de nombreux défauts comme des craquelures (figure I.36), qui dégradent très fortement leurs qualités optiques. Qui plus est, la cristallisation de ces grenats requiert de fortes températures ( $> 600^\circ\text{C}$  pendant plusieurs minutes) que ne supportent pas les autres composants optiques intégrés éventuellement sur le même substrat.

Matériau	paramètre de maille (Å)	coefficient de dilatation ( $10^{-6}/\text{K}$ )
<i>YIG</i>	12,376	10,4
<i>Si</i>	5,43	2,33
<i>GaAs</i>	5,65	5,73
<i>InP</i>	5,87	4,6

TABLE I.4 – Caractéristiques cristallographiques du YIG et des supports possible d'optique intégrée (d'après BI et al., 2013)

Divers progrès ont été fait. SUNG et al., 2005 ont réussi, par pulvérisation cathodique d'oxydes de fer et d'yttrium, à réduire la phase de recuit (pour la cristallisation) à  $750^\circ\text{C}$  pendant 5s. En effectuant le recuit sur des guides déjà gravés et non pas sur des films plans, SUNG et al., 2007 ont réussi à obtenir des guides de YIG sur silicium sans fissures. HOLMES et al., 2006 ont réussi à déposer du *Ce* : YIG directement par pulvérisation cathodique de *CeYFeO* sur *AsGa*, sans

recuit ; mais la couche mince obtenue n'est que partiellement cristallisée, produisant une rotation Faraday faible (12% de conversion de mode au maximum).

BI et al., 2011a ont essayé de cristalliser du *YIG* dopé avec du bismuth ou du cérium, sur un substrat de silicium, en intercalant une couche tampon de *YIG*. Cette technique nécessite des recuits importants, mais permet d'obtenir des films sans fissures. Néanmoins, les facteurs de mérite obtenus (21 °/dB pour le *Ce : YIG* et 5.6 °/dB pour le *Bi : YIG*) sont très en deçà des valeurs pour les mêmes matériaux sans défaut. Récemment, GOTO et al., 2013 ont obtenu le meilleur facteur de mérite par pulvérisation cathodique (56 °/dB) mais avec 1 h de recuit à 800 °C.

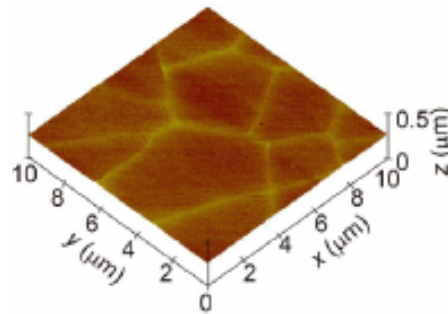


FIGURE I.36 – Image AFM montrant les craquelures d'une couche de *Ce : YIG* sur silicium à l'AFM (GOTO et al., 2014).

Cette nécessité d'un recuit à température élevée est un facteur rédhibitoire à l'intégration de ces matériaux avec d'autres composants (lasers,...) qui ne supportent pas de tels traitements. C'est ce qui a poussé d'autres équipes à faire cristalliser les *YIG* sur un grenat *GGG* (grenat de gadolinium et gallium), technique bien maîtrisée, et à rapporter le cristal obtenu sur le substrat de verre ou de silicium.

YOKOI et al., 1997 ont ainsi proposé de fabriquer un interféromètre de Mach-Zehnder où le *YIG* est apporté par adhésion moléculaire ; en plaquant simplement les surfaces l'une contre l'autre. Le procédé a été étudié et amélioré par TAKEI et al., 2010 : désormais, les deux surfaces, de silicium sur isolant et de *YIG*, sont placées sous un plasma d'oxygène qui les nettoie, les aplatit et laisse des surfaces ayant envie de créer des liaisons covalentes. Ensuite, elles sont pressées l'une contre l'autre pendant 8 h sous 250 °C. Divers isolateurs ont été fabriqués (cf. tableau I.3).

On ne trouve pas de mesure de facteur de mérite dans les articles de cette équipe. Ils s'intéressent non pas à la conversion de mode, mais au déphasage non réciproque. Or, dans le cas d'un isolateur à conversion de mode, il faut obtenir une rotation de 45 ° ; pour un isolateur de type Mach-Zehnder à déphasage non-réciproque, il faut obtenir un déphasage de 45 ° dans chaque bras. On peut donc



définir un facteur de mérite en déphasage, noté  $F_\phi$ , comme :

$$F_\phi = \frac{\text{déphasage non réciproque}}{\text{absorption}} \quad (\text{I.30})$$

Dans les articles, il est parfois difficile de clairement identifier les pertes. Le tableau I.5 résume des résultats obtenus par diverses équipes. Pour l'adhésion moléculaire, le meilleur facteur vaut  $11^\circ/\text{dB}$ , obtenu par SHOJI et al., 2012.

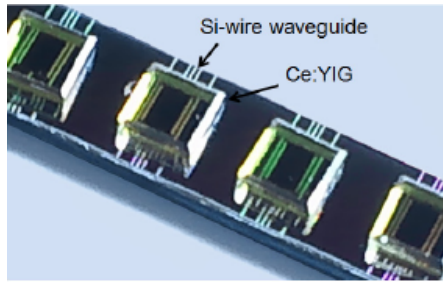


FIGURE I.37 – Intégration d'un cristal de  $Ce : YIG$  sur silicium par adhésion moléculaire, réalisée par SHOJI et al., 2012.

Méthode de rapport	$\lambda$ (nm)	Longueur (mm)	DNR ( $^\circ/\text{cm}$ )	Pertes (dB/cm)	$F_\phi$ ( $^\circ/\text{dB}$ )	Réf
AM	1550	6,2	9,4	0,5 <sup>a</sup>	19	YOKOI et al., 2000
AM	1270	1	360	90	6	SHOJI et al., 2012
AM	1550	0,4	112	10	11	SHOJI et al., 2014
AM <sup>b</sup>	1550	?	115	12,6	9	ESPINOLA et al., 2004
BCB	1550	$\approx 1$	7 $^\circ$	4	1,8	GHOSH et al., 2011
BCB	1550	?	15,5	30	5,2	GHOSH et al., 2013

a. Estimation optimiste

b. Matériau différent :  $BiLuNd - IG$

TABLE I.5 – Comparaisons des facteurs de mérite en phase (à  $1550\text{nm}$ ) pour différents isolateurs à déphasage non réciproque utilisant du  $Ce : YIG$  sur silicium. AM=adhésion moléculaire; BCB=collage au benzocyclobutène; la longueur donnée est la longueur d'interaction avec le matériau magnétooptique.

On peut aussi citer ESPINOLA et al., 2004 qui a obtenu des déphasages de  $0.2\text{rad}/\text{mm}$  dans une couche de  $BiLuNd - IG$  rapportée sur silicium par adhésion moléculaire absorbant  $12.6\text{dB}/\text{cm}$ , ce qui donne  $F_\phi = 9.1^\circ/\text{dB}$

Une autre voie est l'adhésion par collage au benzocyclobutène (BCB) : une couche de BCB assure l'adhésion entre le substrat et le  $Ce : YIG$ . Par cette

technique, GHOSH et al., 2013 obtiennent un déphasage de 0.27 rad/mm et une absorption de 30 dB/cm soit  $F_\phi = 5.2^\circ/\text{dB}$ .

Ainsi, on voit qu'aucune solution de rapport de grenats de *YIG* sur silicium n'est satisfaisante. L'intégration des grenats de *YIG* sur verre ou silicium sans perte de facteur de mérite reste un défi technologique.

*Nous venons donc de voir que, si les grenats de fer et d'yttrium sont d'excellents matériaux magnétooptiques — ce sont eux qui sont utilisés pour les isolateurs massifs —, leur intégration en optique guidée est encore très problématique, et ne permet pas d'obtenir des caractéristiques satisfaisantes pour la réalisation d'un isolateur. Nous allons donc étudier les autres matériaux qui s'intègrent plus facilement sur les substrats usuels d'optique guidée.*

#### I.3.3 Autres solutions d'intégration magnétooptique

Un autre axe de recherche consiste à étudier d'autres couples substrat/matériau magnétooptique qui présentent une bonne compatibilité, un bon facteur de mérite, et la possibilité d'y réaliser les fonctions de l'optique intégrée. Le tableau I.6 présente quelques résultats publiés. Nombre d'entre eux sont prometteurs, mais aucun isolateur à base d'un matériau magnétooptique autre que les grenats *YIG* n'a été réalisé à ce jour.

*Si ces recherches ouvrent des voies à explorer, aucune n'est arrivée, pour le moment, à mettre en évidence un matériau permettant la réalisation d'un isolateur intégré, facile à produire et de bonne qualité. Nous allons désormais nous pencher sur une technique d'intégration totalement différente, par une méthode sol-gel.*

	Matériau/substrat	$\lambda$ (nm)	Rotation Faraday ( $^{\circ}/\text{cm}$ )	Pertes (dB/cm)	$F$ ( $^{\circ}/\text{dB}$ )	Réf Réf
massif	<i>YIG</i>	?	160	0,1	1600	DILLON, 1968
	<i>YIG</i>	1550	216	21,2	10,2	HUANG et al., 2005
	<i>Ce : YIG</i>	1550	740	0,52	1420	HIGUCHI et al., 1999
couche mince	<i>GaAs : MnAs/GaAs</i>	1550	1700	100000	0,02	SHIMIZU et al., 2002
	<i>CdMnTe/GaAs</i>	730	550	< 1	1000	ZAYETS et al., 2004
	<i>Fe : InGaAs/InP</i>	1550	125	4,3	23	ZAMAN et al., 2007
	<i>Co<sub>50</sub>Fe<sub>50</sub>/GaAs</i>	1300	6.10 <sup>5</sup>	19.10 <sup>5</sup>	0,3	LESUFFLEUR et al., 2006
	<i>Fe : SrTiO<sub>3</sub>/LaAlO<sub>3</sub></i>	1550	800	700	1,1	KIM et al., 2008
	<i>Co : CeO<sub>2</sub>/MgO</i>	1550	210	3400	0,25??	BI et al., 2008
	<i>CoAlFeO<sub>4</sub>/quartz</i>	1550	-22000	$\approx$ 37000	0,6	SUZUKI et al., 1988
	<i>Ce : Sr(Ti, Ga, Fe)O<sub>3</sub></i>	1550	1500	16500	0,09	JIANG et al., 2012
	<i>Fe<sub>3</sub>O<sub>4</sub>(NP) : PMMA/polymère</i>	980	$\approx$ 200	$\approx$ 400	0,5	LOPEZ-SANTIAGO et al., 2009
	<i>CoFe<sub>2</sub>O<sub>4</sub>(NP) : PMMA/polymère</i>	980	11	110	0,95	LOPEZ-SANTIAGO et al., 2012
	<i>Bi - YIG(NP) : PMMA/polymère</i>	980	0,5	$\approx$ 2	0,23	FU et al., 2008
	$\gamma - \text{Fe}_2\text{O}_3(\text{NP}) : (\text{SiO}_2, \text{TiO}_2)/\text{verre}$	633	25	125	0,2	ROYER et al., 2004
	<i>CoFe<sub>2</sub>O<sub>4</sub>(NP) : (SiO<sub>2</sub>, ZrO<sub>2</sub>)/verre</i>	1550	310	130	2,4	CHOUËIKANI et al., 2009
	<i>Bi - YIG/YIG</i>	1550	-558	18,5	30,2	HUANG et al., 2005
	<i>Ce : YIG/GGG</i>	1550	-5800	6	943	ONBASLI et al., 2016
<i>Ce : YIG/YIG/As<sub>2</sub>S<sub>3</sub></i>	1550	830	40	21	BI et al., 2011a	
<i>Bi : YIG/YIG/As<sub>2</sub>S<sub>3</sub></i>	1550	838	150	5,6	BI et al., 2011a	
<i>Ce : YIG/Si</i>	1550	-2700	48	56	GOTO et al., 2013	
mode guidé	<i>Ce : YIG/Gd<sub>3</sub>Sc<sub>2</sub>Ga<sub>3</sub>O<sub>12</sub></i>	1550	3300	9,7	340 (TE)	SHINTAKU et al., 1997
				5,8	570 (TM)	SHINTAKU et al., 1997

TABLE I.6 – Facteurs de mérites de différents matériaux rapportés en optique intégrée. NP=NanoParticules.

### I.3.4 L'intégration par sol-gel

Toutes les techniques de croissance de couches magnétooptiques vue précédemment (pulvérisation cathodique, pulvérisation laser, épitaxie,...) sont des techniques dans lesquelles le matériau croît couche par couche en s'organisant selon un réseau cristallin. Il est donc possible d'y incorporer des atomes, mais pas des systèmes de plus grande taille.

À l'opposé, la technique sol-gel est une technique bien maîtrisée aujourd'hui, et qui permet l'incorporation de particules de taille nanométrique. Elle consiste à déposer sur un substrat, par trempage (dip-coating) ou par étalement centrifuge (spin-coating) une solution de précurseurs qu'on va ensuite faire prendre en masse pour former un gel — par réticulation, comme la gélatine alimentaire. Le séchage de ce gel va alors former un solide amorphe de quelques nanomètres à quelques micromètres d'épaisseur.

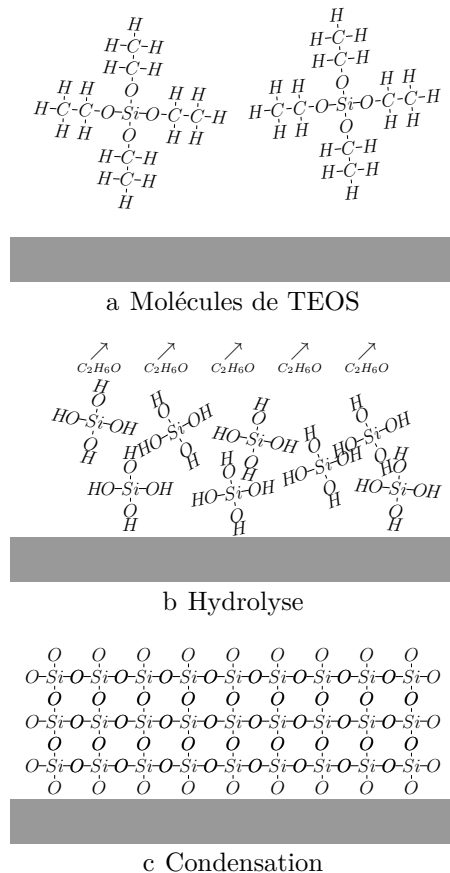


FIGURE I.38 – Représentation schématique (en 2D) du dépôt d'une couche de verre amorphe par procédé sol-gel à partir de tétraéthoxysilane (TEOS).

La figure I.38 montre le principe de la création d'une couche de  $SiO_2$  amorphe par technique sol-gel à base de tétraéthoxysilanes (TEOS) : les molécules de TEOS (figure I.38a) sont hydrolysées après ajout d'eau (figure I.38b) en libérant de l'éthanol ; on obtient alors des silanols. Une réaction d'élimination d'une molécule d'eau permet la création de liaisons siloxanes ; de proche en proche (figure I.38c) un réseau de liaisons se forme, et le gel prend en masse. Bien évidemment, la structure obtenue est bien moins régulière que sur la figure ; elle a plutôt un aspect fractal.

Le matériau obtenu est proche d'un verre ; mais ses propriétés magnétiques sont peu intéressantes. Néanmoins, le procédé de fabrication autorise l'incorporation de particules de tailles nanométriques. Or il existe déjà des systèmes magnétiques à base de particules nanométriques : les ferrofluides. Ce sont des suspensions contenant des particules magnétiques, maintenues stables par des surfactants ou par répulsion électriques. Ces ferrofluides ont l'avantage d'avoir plusieurs paramètres réglables, qu'on détaillera plus à la section III.1 :

- en modifiant la concentration de nanoparticules, on modifie l'amplitude de l'effet Faraday. JAMON et al., 1999 ont montré une quasi proportionnalité entre les effets magnétooptiques (effet Faraday, dichroïsme circulaire) et la concentration en particules.
- en modifiant la taille des nanoparticules, on modifie leur comportement magnétique, passant de superparamagnétique à ferromagnétique (figure I.39).

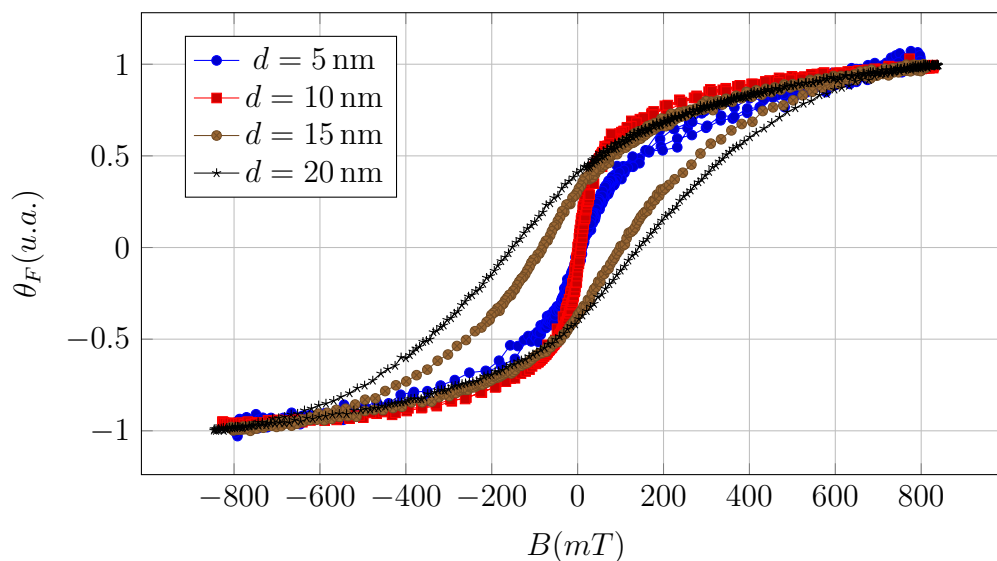
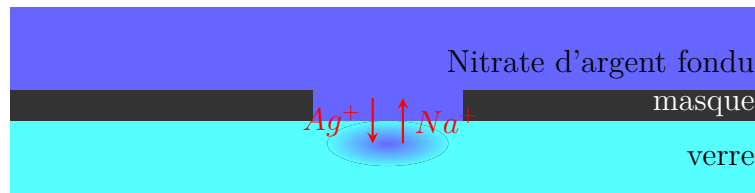


FIGURE I.39 – Pouvoir rotatoire normalisé de nanoparticules magnétiques de ferrite de cobalt bloquées dans une matrice sol-gel, en fonction du champ appliqué, pour différents diamètres moyens  $d$  de particules. Au-delà de  $d = 10nm$  apparaît un hystérésis (d'après LAMAÏ, 2016).

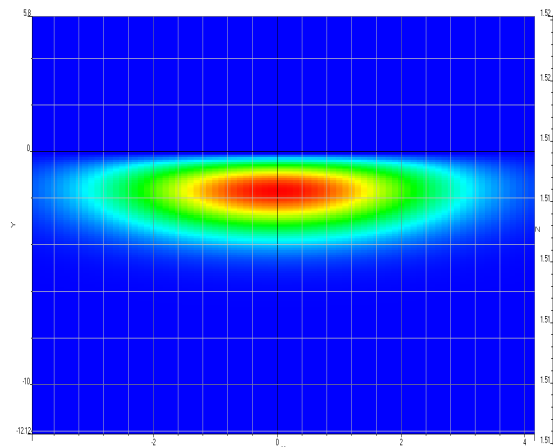
### I.3. Le problème de l'intégration des matériaux magnétooptiques

---

L'axe d'étude poursuivi au laboratoire Hubert Curien, dans le domaine des guides magnétooptiques, consiste donc à déposer des couches de sol-gel dopées par des nanoparticules magnétiques sur des guides optiques. La fabrication des guides optiques sur verre est réalisée à l'IMEP-LAHC à Grenoble, dans l'équipe de Jean-Emmanuel BROQUIN. Les guides sont réalisés par échange d'ions (BROQUIN, 2007) : une plaque de verre *GO14* est mise en contact, à travers un masque percé d'ouvertures de taille comprise entre  $0.5\ \mu\text{m}$  et  $10\ \mu\text{m}$ , avec un bain de nitrate d'argent chauffé à  $330\ ^\circ\text{C}$  pendant 4 min. À cette température, les ions peuvent diffuser facilement, et des ions argents vont venir prendre la place d'ions sodium dans le verre (figure I.40a). On obtient alors une zone de composition chimique différente, dont l'indice au centre monte jusqu'à 1.58 tandis que le verre avait un indice initial égal à 1.5. Il s'agit donc bien d'une zone d'indice fort, qui sera capable de guider la lumière.



a Principe de l'échange d'ions



b Carte d'indice simulée pour un guide obtenu par échange d'ions à travers une ouverture de  $2\ \mu\text{m}$ .

FIGURE I.40 – Réalisation d'un guide optique sur verre par échange d'ions

Avant dépôt de la couche magnétooptique, un enterrage sélectif est effectué : après un léger réchauffage de l'échantillon, un champ électrique est appliqué, tandis que l'échantillon est mis en contact avec une solution contenant des ions sodium. Sous l'effet du champ électrique, les ions  $\text{Ag}^+$  responsables de l'augmentation locale

d'indice migrent vers le bas : le guide est enterré loin de la surface. Si on place en travers de l'échantillon un scotch qui bloque le champ électrique, on obtient un profil du guide semblable à la figure I.41 qui permet de créer une transition adiabatique entre une zone, de longueur réglable, où le mode sera proche de la surface et interagira avec la couche magnétooptique, et des bords enterrés où le mode ne subira pas d'effets magnétooptiques.

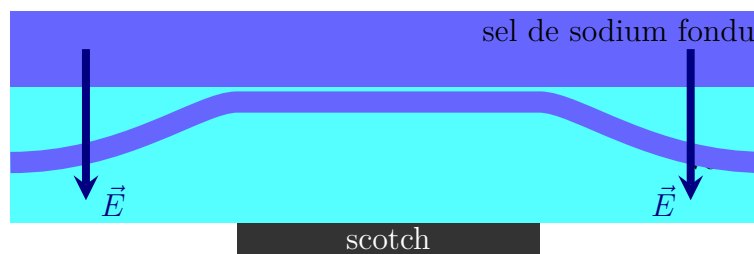


FIGURE I.41 – Enterrage sélectif d'un guide sous champ électrique.

On passe alors au dépôt de la couche magnétooptique. Un sol est préparé en mélangeant du methacryloxypropyltriméthoxysilane (MAPTMS, précurseur de  $SiO_2$ ), du tetrapropylzirconate ( $Zr[OCH(CH_3)_2]_4$ , précurseur de  $ZrO_2$ ) et de l'acide méthacrylique (MAA). Les proportions de ces trois ingrédients donnent la composition du sol ; par exemple 10:3:3 signifie 10 moles de MAPTMS pour 3 moles de précurseur de  $ZrO_2$  et 3 moles de MAA. Plus on met de précurseur de  $ZrO_2$ , plus l'indice final de la couche sera élevé ; dans la pratique, on obtient des indices compris entre 1.5 et 1.57.

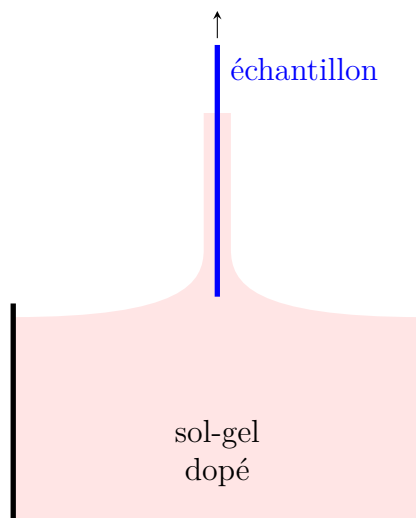


FIGURE I.42 – Dépôt de la couche magnétooptique par dip-coating.

Un photoinitiateur (IRGACURE 651) est ajouté, ainsi qu'une fraction de ferrofluide. Après filtrage de la solution obtenue par un filtre à  $0.2\ \mu\text{m}$ , l'échantillon de verre est trempé puis retiré à vitesse constante (figure I.42). Un dépôt régulier de sol dopé se forme alors sur l'échantillon ; un recuit à basse température (1 h à  $90\ ^\circ\text{C}$ ) ainsi que deux traitements UV de 25 min à 365 nm puis 254 nm permettent de terminer le processus et d'obtenir une couche magnétooptique de qualité.

Les bonnes propriétés magnétooptiques de ces couches ont été démontrées par CHOUËIKANI et al., 2009, avec des rotations Faraday de  $14^\circ/\text{cm}$  à 1550 nm pour une concentration de nanoparticules de ferrite de cobalt égale à 0.1 % ; le facteur de mérite de la couche se situait au voisinage de  $2.4^\circ/\text{dB}$ . La propagation de la lumière dans les guides a alors été observée par AMATA et al., 2011 : avec une proportion de nanoparticules de 0.7 %, dans un guide de biréfringence  $\Delta N = 7,7 \cdot 10^{-4}$ , une rotation de  $1.6^\circ$  est obtenue, ce qui correspond à un coefficient de couplage de l'ordre de  $26^\circ/\text{cm}$ . Néanmoins, les mesures de pertes sont difficiles et n'avaient pas encore permis, au démarrage de cette thèse, de mesurer de facteur de mérite sur ces échantillons.

## I.4 Les buts de cette thèse

La réalisation et l'étude des guides magnétooptiques selon le procédé décrit précédemment a déjà été commencée lors de la thèse d'Hadi AMATA, 2012. La présente thèse s'inscrit dans sa continuité. Trois axes de recherche y seront principalement développés :

- une étude plus systématique et plus complète des caractéristiques magnétooptiques de ces guides, destinée à mieux en mesurer les performances et à les améliorer, de manière à obtenir un rotateur non-réciproque à  $45^\circ$  présentant les meilleures caractéristiques possibles ; cela passe en particulier par l'étude de la biréfringence des échantillons, et du facteur de mérite de couches magnétooptiques ;
- une mise en équation de la propagation de la lumière dans les structures étudiées, menant à des modèles numériques permettant de confronter les résultats obtenus aux mesures, afin de mieux prédire le comportement des guides magnétooptiques étudiés ;
- une réflexion plus théorique sur l'intégration des guides et de leurs propriétés non-réciproques dans un composant complet réalisant un isolateur, en tenant compte des contraintes amenées entre autres par la biréfringence modale.

Pour l'aspect expérimental, le banc de mesures ellipsométriques en configuration guidée, déjà présent, a été sans cesse amélioré. Outre l'ajout de nouvelles fonctionnalités, c'est l'installation d'une procédure de calibration complète qui a



permis le plus d'avancées, en permettant d'obtenir les valeurs exactes des angles d'azimut et d'ellipticité, ce qui a donné accès à tous les paramètres du guide.

Pour le côté de modélisation, une reprise complète des équations de propagation dans un guide magnétooptique a été conduite, en tenant compte des nombreux paramètres habituellement oubliés. Les équations obtenues ont permis l'implémentation de modèles numériques confrontés aux mesures. Les notions de base de la propagation des modes guidés, à savoir : existence des modes TE et TM, et effets magnétooptiques exprimés dans le cadre de la théorie des perturbations, ne sont pas développées directement dans le corps de cette thèse, mais sont rappelées en annexes, sections V.2 et V.3.

La suite de ce rapport de thèse se présente donc comme suit :

- Dans le chapitre II, nous étudierons les bases théoriques de la conversion de mode en configuration guidée, à partir des équations couplées des modes TE et TM. Nous visualiserons les effets avec un outil visuel très pratique, la sphère de Poincaré. À partir d'un modèle très simple, nous ajouterons des caractéristiques souvent oubliées dans les publications, comme les dichroïsmes linéaires et circulaires. Nous pourrons alors passer à l'étude expérimentale d'un guide magnétooptique de référence, qui nous permettra à la fois de décrire toutes les possibilités offertes par notre banc de mesures, et aussi de comparer les résultats obtenus avec la théorie. Enfin, nous décrirons la possibilité d'une modélisation par éléments finis, tenant compte de l'inhomogénéité de l'échantillon.
- Dans le chapitre III, nous utiliserons le banc de mesure pour étudier les caractéristiques de différents guides, d'abord ayant simplement des largeurs différentes, puis provenant d'échantillons différents avec des paramètres de couche magnétooptique variés. Nous essaierons d'en déduire les propriétés des guides en fonction de leurs caractéristiques de fabrication, et de prédire les bon paramètres pour les prochains guides.
- Enfin, dans le chapitre IV, nous étudierons différentes pistes pour réaliser un isolateur à partir des guides étudiés, et nous réfléchirons à ce que pourraient amener de plus d'éventuelles nanoparticules de *YIG* à la place du ferrite de cobalt.

## II.1 Équations de la conversion de modes dans un guide magnétooptique

On va travailler dans cette section sur des guides où seuls un mode TE et un mode TM se propagent ; il s'agit de la situation la plus fréquente dans les guides étudiés expérimentalement. Un mode qui se propage dans ce guide peut alors s'écrire comme une combinaison linéaire du mode TE (avec une amplitude  $\underline{A}_E$ ) et du mode TM (amplitude  $\underline{A}_M$ ). Ces amplitudes  $\underline{A}_E$  et  $\underline{A}_M$  évoluent lors de la propagation, elles dépendent donc de la coordonnée  $z$  suivant la direction de propagation. On se placera, dans ce paragraphe, dans le cas d'une perturbation magnétique longitudinale selon  $z$ , donnant lieu à une perturbation  $\epsilon_{xy}$  du tenseur de permittivité, comme décrit dans le paragraphe V.3.2.

### II.1.1 Évolution des modes, sans pertes

#### Équations couplées sans pertes

Les équations (V.39) décrivent l'évolution de ces amplitudes lors de la propagation ; on va se placer ici dans le cas où il n'y a aucune perte :  $\epsilon_{xy}$  est réel, ainsi que les champs  $\underline{E}_{0y}^{TE}$  et  $\underline{E}_{0x}^{TM}$  des modes. Dans ce cas, l'équation (V.39c) montre facilement que :

$$K_{EM} = K_{ME} = \frac{\pi}{N\lambda} \iint \epsilon_{xy} \underline{E}_{0y}^{TE} \underline{E}_{0x}^{TM} dx dy \quad (\text{II.1})$$

et ce coefficient est réel. En notant  $K = K_{EM} = K_{ME}$ , les équations d'évolution des amplitudes s'écrivent :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{d\underline{A}_E}{dz} + i(\beta - \beta_{TE}) \underline{A}_E = -K \underline{A}_M \\ \frac{d\underline{A}_M}{dz} + i(\beta - \beta_{TM}) \underline{A}_M = K \underline{A}_E \end{array} \right. \quad (\text{II.2a})$$

$$(\text{II.2b})$$

Néanmoins, il faut se souvenir que le mode mixte TE/TM se propage avec une constante  $\beta$ . Pour en tenir compte, on va poser les amplitudes propagées  $\tilde{\underline{A}}_E = \underline{A}_E e^{i\beta z}$  et  $\tilde{\underline{A}}_M = \underline{A}_M e^{i\beta z}$ . Alors les équations d'évolution deviennent :

$$\begin{cases} \frac{d\tilde{A}_E}{dz} - i\beta_{TE}\tilde{A}_E = -K\tilde{A}_M & \text{(II.3a)} \\ \frac{d\tilde{A}_M}{dz} - i\beta_{TM}\tilde{A}_M = K\tilde{A}_E & \text{(II.3b)} \end{cases}$$

### Solutions en l'absence de pertes

On peut isoler  $\tilde{A}_M$  dans l'équation (II.3a) et renvoyer l'expression dans (II.3b) ; ou vice-versa. On trouve alors les équations :

$$\begin{cases} \frac{d^2\tilde{A}_E}{dz^2} - i(\beta_{TE} + \beta_{TM})\frac{d\tilde{A}_E}{dz} + (K^2 - \beta_{TE}\beta_{TM})\tilde{A}_E = 0 & \text{(II.4a)} \\ \frac{d^2\tilde{A}_M}{dz^2} - i(\beta_{TE} + \beta_{TM})\frac{d\tilde{A}_M}{dz} + (K^2 - \beta_{TE}\beta_{TM})\tilde{A}_M = 0 & \text{(II.4b)} \end{cases}$$

Ces équations ont des solutions de la forme :

$$\begin{cases} \tilde{A}_E(z) = e^{i\frac{\beta_{TE}+\beta_{TM}}{2}z} \left[ \tilde{A}_E(0) \cos(\kappa z) - \frac{2K\tilde{A}_M(0)+i\Delta\beta\tilde{A}_E(0)}{2\kappa} \sin(\kappa z) \right] \\ \tilde{A}_M(z) = e^{i\frac{\beta_{TE}+\beta_{TM}}{2}z} \left[ \tilde{A}_M(0) \cos(\kappa z) + \frac{2K\tilde{A}_E(0)+i\Delta\beta\tilde{A}_M(0)}{2\kappa} \sin(\kappa z) \right] \end{cases} \quad \text{(II.5a)}$$

$$\text{avec } \kappa = \sqrt{K^2 + \frac{\Delta\beta^2}{4}} \quad \text{(II.5b)}$$

où  $\tilde{A}_E(0)$  et  $\tilde{A}_M(0)$  sont les conditions initiales, et  $\Delta\beta = \beta_{TE} - \beta_{TM}$  est le désaccord de phase. On constate donc que les modes TE et TM se propagent avec une constante  $\frac{\beta_{TE}+\beta_{TM}}{2}$ , et une amplitude<sup>1</sup> qui présente des oscillations de période :

$$l_{bat} = \frac{\pi}{\kappa} = \frac{\pi}{\sqrt{K^2 + \frac{\Delta\beta^2}{4}}} \quad \text{(II.6)}$$

Il est par ailleurs facile de vérifier que l'intensité totale  $|\tilde{A}_E(z)|^2 + |\tilde{A}_M(z)|^2$  est constante.

Pour étudier le rendement de conversion, on se place dans l'hypothèse où on injecte la lumière en TE :  $\tilde{A}_E(0) = 1$  et  $\tilde{A}_M(0) = 0$ . On trouve alors comme

---

1. Plus exactement le module de l'amplitude, qui représente la proportion du mode. Ce module fait apparaître la valeur absolue du cosinus oscillant, c'est pour cela que la période vaut  $\frac{\pi}{\kappa}$  et non pas  $\frac{2\pi}{\kappa}$ .

## II.1. Équations de la conversion de modes dans un guide magnétooptique

solutions :

$$\begin{cases} \underline{\tilde{A}}_E(z) = e^{i\frac{\beta_{TE} + \beta_{TM}}{2}z} \left[ \cos(\kappa z) - i\frac{\Delta\beta}{2\kappa} \sin(\kappa z) \right] \\ \underline{\tilde{A}}_M(z) = e^{i\frac{\beta_{TE} + \beta_{TM}}{2}z} \frac{K}{\kappa} \sin(\kappa z) \end{cases} \quad (\text{II.7})$$

Le rendement de la conversion est donc donné par :

$$R(z) = \frac{|\underline{\tilde{A}}_M(z)|^2}{|\underline{\tilde{A}}_E(0)|^2} = R_M \sin^2(\kappa z) \quad \text{avec} \quad R_M = \frac{K^2}{\kappa^2} = \frac{1}{1 + \left(\frac{\Delta\beta}{2K}\right)^2} \quad (\text{II.8})$$

Il sera d'autant meilleur que la biréfringence sera petite devant  $K$  (figure II.1).

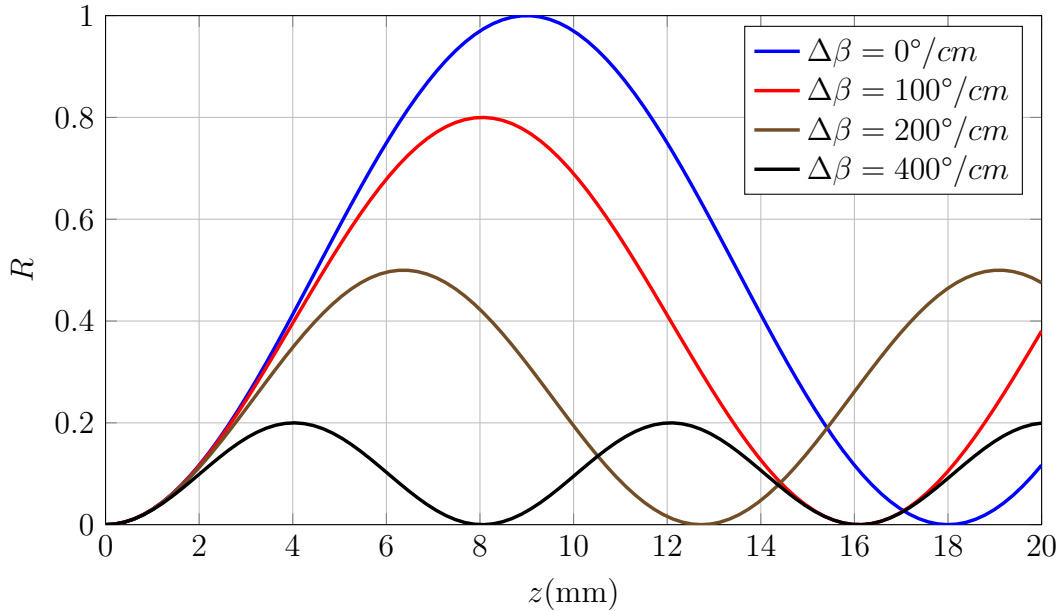


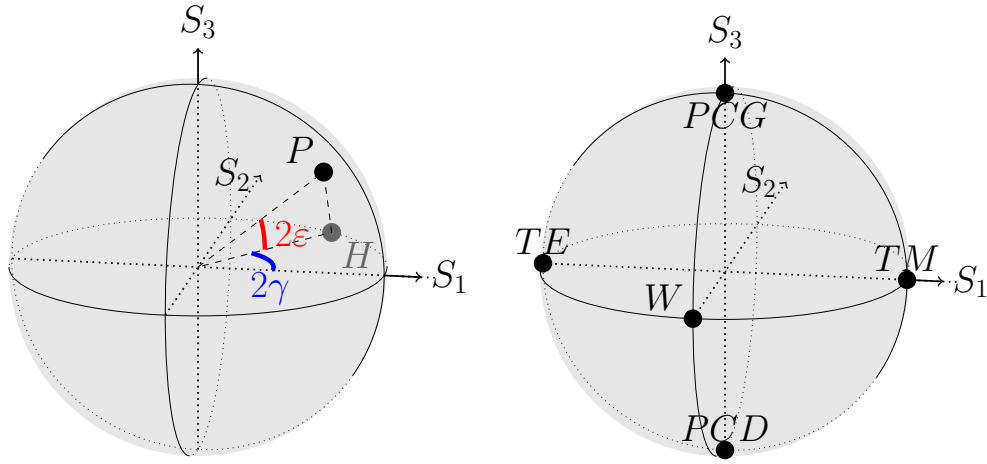
FIGURE II.1 – Rendement de conversion  $TE \leftrightarrow TM$  en fonction de la longueur du guide magnétooptique, pour un facteur de couplage  $K = 100^\circ/\text{cm}$

### II.1.2 Visualisation sur la sphère de Poincaré

On a vu au paragraphe I.1.2 que l'état de polarisation de la lumière peut être caractérisé par son azimuth  $\gamma$  et son ellipticité  $\varepsilon$  (figure I.10) ; si on donne en plus l'intensité totale  $I$ , alors l'état complet de la lumière est bien défini. Le paragraphe précédent ayant donné les solutions d'évolution d'une onde dans un guide magnétooptique, en termes d'amplitudes complexes, il faut maintenant traduire cela en une évolution des paramètres de polarisation.

La sphère de Poincaré, introduite par JEKRARD, 1954 pour décrire la propagation dans des milieux optiquement actifs, fournit un moyen de visualiser cette évolution. C'est la sphère de rayon  $I$ ; on y place le point ayant pour longitude  $2\gamma$  et pour latitude  $2\varepsilon$  (figure II.2a). La figure II.2b en indique les points remarquables :

- Les états de polarisation rectiligne sont sur l'équateur
- Les polarisations elliptiques droites sont dans l'hémisphère sud ; la polarisation circulaire droite est au pôle sud
- Les polarisations elliptiques gauches sont dans l'hémisphère nord ; la polarisation circulaire gauche est au pôle nord



a Représentation d'un état de polarisation sur la sphère de Poincaré

b Points remarquables de la sphère de Poincaré; en  $W$ , on a une polarisation rectiligne à  $45^\circ$

FIGURE II.2 – Description de la sphère de Poincaré

On peut aussi exprimer les coordonnées d'un point quelconque de la sphère par les coordonnées du vecteur  $\vec{S} = \begin{pmatrix} S_1 \\ S_2 \\ S_3 \end{pmatrix}$  qui relie le centre de la sphère au point ; les quantités  $S_i$  sont les paramètres de Stokes, qui décrivent entièrement l'état de la lumière si on y ajoute l'intensité totale  $S_0$ . Ces paramètres sont reliés (cf. JEKRARD, 1954) aux amplitudes des modes TE et TM par les relations :

$$S_0 = |A_M|^2 + |A_E|^2 \quad (\text{II.9a})$$

$$S_1 = |A_M|^2 - |A_E|^2 \quad (\text{II.9b})$$

$$S_2 = 2\text{Re} [A_M A_E^*] \quad (\text{II.9c})$$

$$S_3 = 2\text{Im} [A_M A_E^*] \quad (\text{II.9d})$$

## II.1. Équations de la conversion de modes dans un guide magnétooptique

---

Il est facile de voir que ces paramètres peuvent être définis de façon équivalente avec  $\underline{\tilde{A}}_E$  et  $\underline{\tilde{A}}_M$ . Pour des modes couplés, les équations (II.3) permettent de calculer la dérivée du vecteur  $\vec{S}$  au cours de la propagation selon  $z$ . On a alors :

$$\frac{dS_1}{dz} = -2K \underline{\tilde{A}}_E^* \underline{\tilde{A}}_M - 2K \underline{\tilde{A}}_E \underline{\tilde{A}}_M^* = -2KS_2 \quad (\text{II.10a})$$

$$\frac{dS_2}{dz} = 2Re \left[ K \left| \underline{\tilde{A}}_E \right|^2 - K \left| \underline{\tilde{A}}_M \right|^2 - i \underline{\tilde{A}}_M \underline{\tilde{A}}_E^* \Delta\beta \right] = 2KS_1 + \Delta\beta S_3 \quad (\text{II.10b})$$

$$\frac{dS_3}{dz} = 2Im \left[ K \left| \underline{\tilde{A}}_E \right|^2 - K \left| \underline{\tilde{A}}_M \right|^2 - i \underline{\tilde{A}}_M \underline{\tilde{A}}_E^* \Delta\beta \right] = -\Delta\beta S_2 \quad (\text{II.10c})$$

On voit alors facilement qu'on peut écrire :

$$\frac{d\vec{S}}{dz} = \vec{\Omega} \wedge \vec{S} \text{ avec } \vec{\Omega} = \begin{pmatrix} -\Delta\beta \\ 0 \\ 2K \end{pmatrix} \quad (\text{II.11})$$

ce qui montre que le point représentatif de la polarisation sur la sphère de Poincaré décrit, au cours de la propagation, un cercle dans un plan de normale  $\vec{\Omega}$  (représenté sur la figure II.3a). Le vecteur rotation  $\vec{\Omega}$  a pour norme  $2\kappa$  et fait un angle  $\zeta = \arctan\left(\frac{\Delta\beta}{2K}\right)$  avec l'axe  $S_3$  (le facteur 2 dans la norme provient physiquement du fait que, lorsque la polarisation tourne de  $\gamma$ , la longitude du point sur la sphère de Poincaré tourne de  $2\gamma$ ).

Deux cas particuliers peuvent être considérés :

- s'il n'y a pas de biréfringence, le vecteur  $\vec{\Omega}$  est selon  $S_3$ , et la rotation se fait dans le plan de l'équateur (figure II.3b) : il s'agit de l'effet Faraday classique, avec conversion entre les deux modes sans apparition d'ellipticité. Si la lumière est injectée dans le mode TM, elle va osciller périodiquement entre les modes TE et TM
- s'il y a de la biréfringence mais pas de couplage magnétooptique, le vecteur  $\vec{\Omega}$  est selon  $S_1$ , et la rotation se fait dans un plan  $S_1 = cst$  (figure II.3c), c'est-à-dire que la répartition entre les modes TE et TM ne change pas, seul le déphasage entre ces modes change : il s'agit bien du comportement normal d'une lame de phase.

a Rotation du vecteur polarisation en présence de biréfringence : le cercle suivi par le point de sortie est incliné d'un angle  $\tan \zeta = \frac{\Delta\beta}{2K}$

b Rotation du vecteur polarisation en l'absence de biréfringence : si la lumière entre dans le mode TM, elle parcourt l'équateur de la sphère, et oscille périodiquement entre les modes TE et TM

c Rotation du vecteur polarisation en présence de biréfringence mais sans couplage magnétooptique : le point de sortie oscille à  $S_1 = cst$

FIGURE II.3 – Exemples de trajectoires du vecteur polarisation en l'absence de pertes : le cercle épais matérialise la trajectoire, le vecteur  $\vec{\Omega}$  est le vecteur rotation. Dans ces schémas, on a supposé que  $K$  est réel.

Comme l'explique HUTCHINGS, 2003, ce mouvement circulaire peut être analysé comme une conséquence de la conservation de l'énergie : le hamiltonien (c'est-à-dire l'énergie totale), qui s'écrit  $H = -\Delta\beta S_1 + 2K S_3$  est constant ; le mouvement se fait donc dans un plan  $-\Delta\beta S_1 + 2K S_3 = cst$ , c'est-à-dire un plan de normale  $(\Delta\beta, 0, 2K) = \vec{\Omega}$ . De plus, le mouvement doit rester sur la sphère de Poincaré. L'intersection du plan avec la sphère donne un cercle de normale  $\vec{\Omega}$ .

La figure II.4 montre le mouvement du point projeté sur le plan  $(S_1, S_2)$ , en partant de l'état  $TM$ , pour différentes valeurs du rapport  $\frac{\Delta\beta}{2K}$ . Plus ce rapport augmente, moins l'ellipse s'approche du point  $TE$  : la conversion est moins efficace.

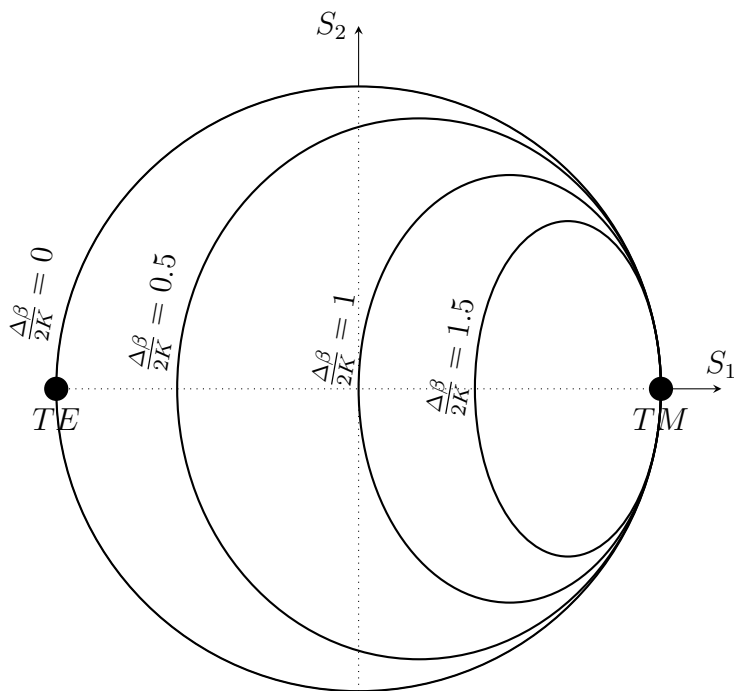


FIGURE II.4 – Évolution de l'état de polarisation dans le plan  $(S_1, S_2)$  en l'absence de pertes, pour une injection en  $TM$ , en fonction du rapport  $\frac{\Delta\beta}{2K}$ . On constate de nouveau que, lorsque la biréfringence augmente, le rendement de conversion diminue. La conversion de 50 % de mode  $TM$  vers le mode  $TE$  n'est possible que si  $\Delta\beta < 2K$ .

L'équation (II.11), qui régit la propagation, admet deux points fixes : les intersections de la droite passant par  $O$  et dirigée par  $\vec{\Omega}$ , avec la sphère. Ces points donnent les caractéristiques ellipsométrique des modes propres du guide ; leur position va dépendre de  $\tan \zeta$ . La figure II.5 montre l'évolution de ces positions lorsque la biréfringence augmente : les états propres sont circulaires en l'absence de biréfringence, et se rapprochent des états linéaires lorsque la biréfringence augmente.



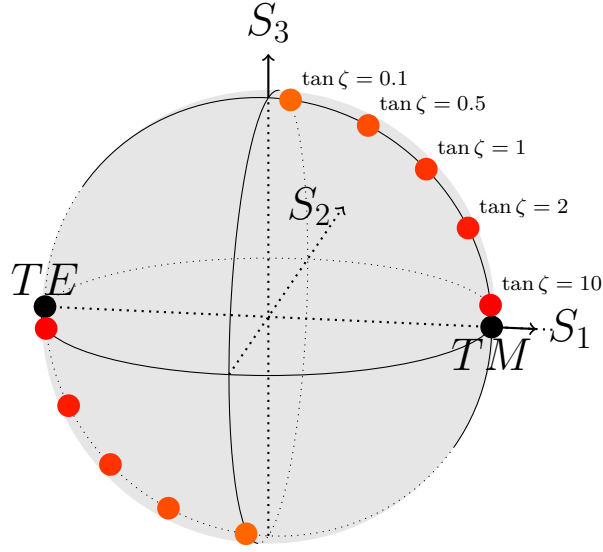


FIGURE II.5 – États propres sur la sphère de Poincaré en l'absence de pertes, pour différentes valeurs du rapport  $\tan \zeta = \frac{\Delta\beta}{2K}$ . Pour  $\Delta\beta \ll K$ , les états propres sont quasiment les états circulaires, comme dans l'effet Faraday en espace libre ; pour  $\Delta\beta \gg K$ , ce sont plutôt les états linéaires comme dans un guide non magnétooptique.

### II.1.3 Evolution des modes, avec absorption

En plus des pertes classiques de propagation dans un guide d'onde, l'ajout d'une couche magnétooptique souvent absorbante va amener l'apparition de pertes supplémentaires, différentes pour chaque mode. Ces pertes aboutissent, si on les considère seules, à une décroissance exponentielle de l'amplitude de l'onde propagative ; par exemple pour le mode TE, on aura une évolution de la forme  $\underline{A}_E(z) = \underline{\tilde{A}}_E(0)e^{-\beta''_{TE}z}$ . L'intensité du mode décroît alors comme  $I_{TE}(z) = I_{TE}(0)e^{-\alpha_{TE}z}$  avec  $\alpha_{TE} = 2\beta''_{TE}$ . On peut définir de même  $\alpha_{TM}$ . Les deux coefficients d'absorption ne sont pas égaux a priori : ce phénomène s'appelle le dichroïsme.

#### Équations couplées avec absorption

On peut alors modifier les équations II.2 de la façon suivante :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{d\underline{A}_E}{dz} + i(\beta - \beta_{TE})\underline{A}_E + \frac{\alpha_{TE}}{2}\underline{A}_E = -K\underline{A}_M \\ \frac{d\underline{A}_M}{dz} + i(\beta - \beta_{TM})\underline{A}_M + \frac{\alpha_{TM}}{2}\underline{A}_M = K\underline{A}_E \end{array} \right. \quad \text{(II.12a)}$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{d\underline{A}_E}{dz} + i(\beta - \beta_{TE})\underline{A}_E + \frac{\alpha_{TE}}{2}\underline{A}_E = -K\underline{A}_M \\ \frac{d\underline{A}_M}{dz} + i(\beta - \beta_{TM})\underline{A}_M + \frac{\alpha_{TM}}{2}\underline{A}_M = K\underline{A}_E \end{array} \right. \quad \text{(II.12b)}$$

et les équations II.3 :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{d\tilde{A}_E}{dz} - i\beta_{TE}\tilde{A}_E + \frac{\alpha_{TE}}{2}\tilde{A}_E = -K\tilde{A}_M \\ \frac{d\tilde{A}_M}{dz} - i\beta_{TM}\tilde{A}_M + \frac{\alpha_{TM}}{2}\tilde{A}_M = K\tilde{A}_E \end{array} \right. \quad \begin{array}{l} \text{(II.13a)} \\ \text{(II.13b)} \end{array}$$

### Évolution sur la sphère de Poincaré en présence d'absorption

Il faut faire attention désormais au fait que l'intensité totale diminue lors de la propagation. Les équations II.13 permettent de calculer les dérivées des paramètres de Stokes :

$$\begin{aligned} \frac{dS_0}{dz} &= -\tilde{\alpha}S_0 + \frac{\Delta\alpha}{2}S_1 \\ \frac{dS_1}{dz} &= -2K'S_2 - \tilde{\alpha}S_1 + \frac{\Delta\alpha}{2}S_0 \\ \frac{dS_2}{dz} &= 2K'S_1 + \Delta\beta S_3 - \tilde{\alpha}S_2 \\ \frac{dS_3}{dz} &= -\Delta\beta S_2 - \tilde{\alpha}S_3 \end{aligned} \quad \text{(II.14)}$$

avec  $\tilde{\alpha} = \frac{\alpha_{TE} + \alpha_{TM}}{2}$  l'absorbance moyenne, et  $\Delta\alpha = \alpha_{TE} - \alpha_{TM}$ .

Si on s'intéresse aux paramètres ellipsométriques  $\gamma$  et  $\varepsilon$ , l'intensité totale n'intervient pas. On va donc définir les paramètres de Stokes normalisés :

$$S_{1n} = \frac{S_1}{S_0} \quad S_{2n} = \frac{S_2}{S_0} \quad S_{3n} = \frac{S_3}{S_0} \quad \text{(II.15)}$$

On peut alors montrer, à partir des équations (II.14), les expressions suivantes :

$$\frac{dS_{1n}}{dz} = -2K'S_{2n} + 2K''S_{3n} - \frac{\Delta\alpha}{2}(S_{1n}^2 - 1) \quad \text{(II.16a)}$$

$$\frac{dS_{2n}}{dz} = 2K'S_{1n} + \Delta\beta S_{3n} - \frac{\Delta\alpha}{2}S_{1n}S_{2n} \quad \text{(II.16b)}$$

$$\frac{dS_{3n}}{dz} = 2K''S_{1n} - \Delta\beta S_{2n} - \frac{\Delta\alpha}{2}S_{1n}S_{3n} \quad \text{(II.16c)}$$

En posant désormais  $\vec{S}_n = \begin{pmatrix} S_{1n} \\ S_{2n} \\ S_{3n} \end{pmatrix}$ , on obtient l'équation d'évolution :

$$\frac{d\vec{S}_n}{dz} = \vec{\Omega} \wedge \vec{S}_n + \frac{\Delta\alpha}{2}\vec{u}_1 - S_{1n}\frac{\Delta\alpha}{2}\vec{S}_n \text{ avec } \vec{u}_1 = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (\text{II.17})$$

On observe donc 3 termes dans l'évolution de  $\vec{S}_n$  :

- le terme  $\vec{\Omega} \wedge \vec{S}_n$ , identique à précédemment, caractérise l'effet du couplage magnétooptique et de la biréfringence
- le terme  $\frac{\Delta\alpha}{2}\vec{u}_1$  caractérise l'effet du dichroïsme : il tire le point dans la direction TM (si  $\Delta\alpha > 0$ ) ou TE (si  $\Delta\alpha < 0$ )
- le terme  $-S_{1n}\frac{\Delta\alpha}{2}\vec{S}_n$ , colinéaire à  $\vec{S}_n$ , n'apporte aucune modification à  $\gamma$  et  $\varepsilon$  ; il est là simplement pour normaliser le vecteur

On peut donc caractériser l'influence du dichroïsme (linéaire) par le rapport sans dimension :

$$R_{Dl} = \frac{\left\| \frac{\Delta\alpha}{2}\vec{u}_1 \right\|}{\left\| \vec{\Omega} \wedge \vec{S}_n \right\|} \approx \frac{\Delta\alpha}{4\kappa} \quad (\text{II.18})$$

On sait que la période des battements vaut  $l_{bat} = \frac{\pi}{\kappa}$ , et aussi que  $\kappa > \frac{\Delta\beta}{2}$  et  $\kappa > |K|$  par définition, on en déduit donc le critère suivant :

$$\text{le dichroïsme est négligeable} \Leftrightarrow R_{Dl} \ll 1 \Leftrightarrow \Delta\alpha.l_{bat} \ll 1 \Leftrightarrow \begin{cases} \Delta\alpha \ll \Delta\beta \\ \text{ou} \\ \Delta\alpha \ll |K| \end{cases} \quad (\text{II.19})$$

Ce critère est important, car la manière la plus directe pour fabriquer un isolateur consiste, comme on l'a vu au paragraphe I.2.2, à insérer un rotateur non-réciproque de  $45^\circ$ . La présence de dichroïsme perturbe le fonctionnement d'un tel rotateur, et il sera avantageux que son effet soit négligeable.

Une autre façon de vérifier ce critère consiste à tracer les états propres sur la sphère de Poincaré. Ces points vérifient  $\frac{d\vec{S}_n}{dz} = \vec{0}$ , ce qui donne d'après l'équation (II.17) (avec  $K'' = 0$ ) :

$$\begin{cases} 0 = -\cos \zeta S_{2n} - R_{Dl} (S_{1n}^2 - 1) \\ 0 = \cos \zeta S_{1n} + \sin \zeta S_{3n} - R_{Dl} S_{1n} S_{2n} \\ 0 = -\sin \zeta S_{2n} - R_{Dl} S_{1n} S_{3n} \end{cases} \quad (\text{II.20})$$

La figure II.6 montre l'évolution de ce point pour une valeur fixée de  $\zeta$  ; on retrouve bien le fait que les états propres diffèrent sensiblement de leur position sans dichroïsme lorsque  $R_{Dl} > 0.2$  environ.

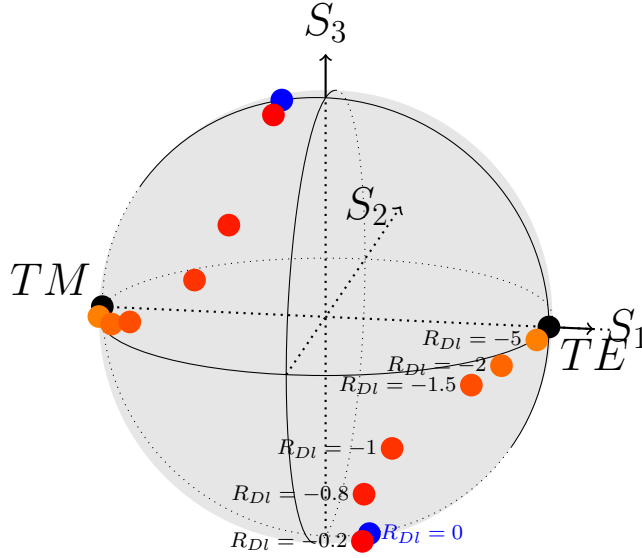


FIGURE II.6 – États propres sur la sphère de Poincaré, en fonction du rapport  $R_{Dl} = \frac{\Delta\alpha}{2\kappa}$ , avec  $\tan \zeta = 0.2$  fixé, pour des  $\Delta\alpha$  négatifs (pour les valeurs positives, il suffit de changer  $S_2$  de signe). Les points bleus représentent les états propres sans dichroïsme.

### II.1.4 Evolution avec absorption et couplage quelconque

La présence d'une couche absorbante se traduit par l'apparition d'une composante imaginaire dans l'indice de cette couche. Cela va amener l'apparition de parties imaginaires dans les champs électriques des modes TE et TM. De plus, on tient compte désormais des parties réelle et imaginaire de  $\epsilon_{xy}$  : on notera  $\epsilon_{xy} = \epsilon'_{xy} + i.\epsilon''_{xy}$ . Par conséquent, les coefficients de couplage  $K_{ME} = \frac{\pi}{N\lambda} \iint \epsilon_{xy} \underline{E}_{0y}^{*TE} \underline{E}_{0x}^{TM} dx dy$  et  $K_{EM} = \frac{\pi}{N\lambda} \iint \epsilon_{xy}^* \underline{E}_{0y}^{*TE} \underline{E}_{0x}^{TM} dx dy$  n'ont plus de rapport direct l'un avec l'autre : ils ne sont ni égaux, ni opposés, ni conjugués,...

#### Equations couplées générales

Les équations s'écrivent de la manière la plus générale :

$$\begin{cases} \frac{dA_E}{dz} + i(\beta - \beta_{TE}) A_E + \frac{\alpha_{TE}}{2} A_E = -K_{ME} A_M & \text{(II.21a)} \\ \frac{dA_M}{dz} + i(\beta - \beta_{TM}) A_M + \frac{\alpha_{TM}}{2} A_M = K_{EM}^* A_E & \text{(II.21b)} \end{cases}$$

et :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{d\tilde{A}_E}{dz} - i\beta_{TE}\tilde{A}_E + \frac{\alpha_{TE}}{2}\tilde{A}_E = -K_{ME}\tilde{A}_M \\ \frac{d\tilde{A}_M}{dz} - i\beta_{TM}\tilde{A}_M + \frac{\alpha_{TM}}{2}\tilde{A}_M = K_{EM}^*\tilde{A}_E \end{array} \right. \quad \begin{array}{l} \text{(II.22a)} \\ \text{(II.22b)} \end{array}$$

### Évolution sur la sphère de Poincaré

Pour traiter désormais le fait qu'il y a deux coefficients de couplage différents, nous allons calculer les dérivées des paramètres de Stokes et voir comment ces coefficients interviennent. Si on commence par l'intensité, on obtient

$$\frac{dS_0}{dz} = -\tilde{\alpha}S_0 + \frac{\Delta\alpha}{2}S_1 + \underline{\tilde{A}_E\tilde{A}_M}^* (K_{EM}^* + K_{ME}^*) - \underline{\tilde{A}_M\tilde{A}_E}^* (K_{EM} - K_{ME})$$

On va donc poser  $K = \frac{K_{EM} + K_{ME}}{2}$  et  $\Xi = \frac{K_{EM} - K_{ME}}{2}$ , avec la notation  $K = K' + iK''$  et  $\Xi = \Xi' + i\Xi''$ . On arrive alors facilement à l'équation :

$$\frac{dS_0}{dz} = -\tilde{\alpha}S_0 + \frac{\Delta\alpha}{2}S_1 + 2\Xi'S_2 - 2\Xi''S_3 \quad \text{(II.23a)}$$

De même pour les autres composantes :

$$\frac{dS_1}{dz} = +\frac{\Delta\alpha}{2}S_0 - \tilde{\alpha}S_1 - 2K'S_2 + 2K''S_3 \quad \text{(II.23b)}$$

$$\frac{dS_2}{dz} = +2\Xi'S_0 + 2K'S_1 + \tilde{\alpha}S_2 + \Delta\beta S_3 \quad \text{(II.23c)}$$

$$\frac{dS_3}{dz} = -2\Xi''S_0 + 2K''S_1 - \Delta\beta S_2 - \tilde{\alpha}S_3 \quad \text{(II.23d)}$$

En combinant ces équations, on trouve celles de l'évolution sur la sphère de Poincaré fixe :

$$\frac{dS_{1n}}{dz} = -2K'S_{2n} + 2K''S_{3n} - \frac{\Delta\alpha}{2}(S_{1n}^2 - 1) - 2\Xi'S_{1n}S_{2n} + 2\Xi''S_{1n}S_{3n} \quad \text{(II.24a)}$$

$$\frac{dS_{2n}}{dz} = +2\Xi' + 2K'S_{1n} + \Delta\beta S_{3n} - \frac{\Delta\alpha}{2}S_{1n}S_{2n} - 2\Xi'S_{2n}^2 + 2\Xi''S_{2n}S_{3n} \quad \text{(II.24b)}$$

$$\frac{dS_{3n}}{dz} = -2\Xi'' + 2K''S_{1n} - \Delta\beta S_{2n} - \frac{\Delta\alpha}{2}S_{1n}S_{3n} - 2\Xi'S_{2n}S_{3n} + 2\Xi''S_{3n}^2 \quad \text{(II.24c)}$$

soit finalement :

$$\frac{d\vec{S}_n}{dz} = \vec{\Omega} \wedge \vec{S}_n + \frac{\Delta\alpha}{2}\vec{u}_1 + 2\Xi'\vec{u}_2 - 2\Xi''\vec{u}_3 + \left[ -\frac{\Delta\alpha}{2}S_{1n} - 2\Xi'S_{2n} + 2\Xi''S_{3n} \right] \vec{S}_n$$

avec  $\vec{\Omega} = \begin{pmatrix} -\Delta\beta \\ 2K'' \\ 2K' \end{pmatrix}$ ,  $\vec{u}_2 = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \\ 0 \end{pmatrix}$  et  $\vec{u}_3 = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix}$

(II.25)

On observe donc désormais 4 termes dans l'évolution de  $\vec{S}_n$  :

- le terme  $\vec{\Omega} \wedge \vec{S}_n$ , traduisant l'effet du couplage magnétooptique et de la biréfringence
- le terme  $\Delta\alpha\vec{u}_1$  traduisant l'effet du dichroïsme linéaire
- le terme  $+2\Xi'\vec{u}_2 - 2\Xi''\vec{u}_3$  traduisant l'effet de la différence entre  $K_{EM}$  et  $K_{ME}$
- le dernier terme, colinéaire à  $\vec{S}_n$ , est encore là pour normaliser le vecteur

Comme précédemment, il faut savoir si les nouveaux termes apparus vont modifier de façon importante le mouvement du point représentatif sur la sphère de Poincaré. Pour cela, il est facile de voir qu'il faut évaluer

$$R_{Dc} = \frac{\|2\Xi'\vec{u}_2 - 2\Xi''\vec{u}_3\|}{\|\vec{\Omega} \wedge \vec{S}_n\|} \approx \frac{|\Xi|}{|K|}$$

Reprenons les équations (V.39c) ; dans le cas où les parties imaginaires des champs électriques des modes sont négligeables (cas usuel), alors :

$$K_{ME} = \frac{\pi}{N\lambda} \iint \epsilon_{xy} \underline{E}_{0y}^T \underline{E}_{0x}^{TM} dx dy$$

$$K_{EM} = \frac{\pi}{N\lambda} \iint \epsilon_{xy}^* \underline{E}_{0y}^T \underline{E}_{0x}^{TM} dx dy$$

(II.26)

d'où on voit facilement que  $K_{EM} \approx K_{ME}^*$ . On en déduit que :

$$\begin{aligned} K' &= \Re[K_{EM}] & K'' &= 0 \\ \Xi' &= 0 & \Xi'' &= \Im[K_{EM}] \end{aligned}$$

(II.27)

d'où on tire :

$$R_{Dc} \approx \frac{\Xi''}{K'} = \frac{\epsilon''_{xy}}{\epsilon'_{xy}}$$

(II.28)

Par conséquent, le terme  $\Xi''$  ne sera pas du tout négligeable, et aura pour effet un dichroïsme circulaire (il attire vers le pôle PCG ou PCD) dont il faudra tenir compte. La figure II.7 donne par exemple l'évolution du point sur la sphère de Poincaré, en présence d'un dichroïsme circulaire  $R_{Dc} = 0,45$  (observé dans les nanoparticules de ferrite de cobalt à  $1550nm$ ). Sur une portion de tour, l'effet est non négligeable, et sur plusieurs tour il devient prédominant. Il faut de plus retenir que cet effet est non-réciproque, car il dépend des coefficients  $K_{EM}$  et  $K_{ME}$ .

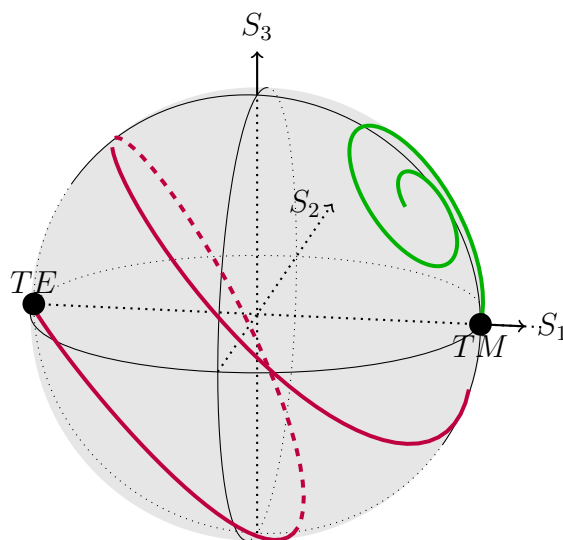


FIGURE II.7 – Trajectoire sur la sphère de Poincaré, avec une entrée en TE (en violet) ou en TM (en vert), pour  $\tan \zeta = 0.35$  et  $R_{Dc} = 0.45$ . Les trajectoires tournent tout en étant attirées par un même point fixe.

### II.1.5 Évaluation de l'importance des différents termes

Pour évaluer l'importance de chaque terme, reprenons le modèle du guide plan résolu au paragraphe V.2. Dans les cas que nous étudions dans cette thèse, c'est la couche qui recouvre le guide qui est magnétooptique (figure II.8), et c'est elle principalement qui absorbe.

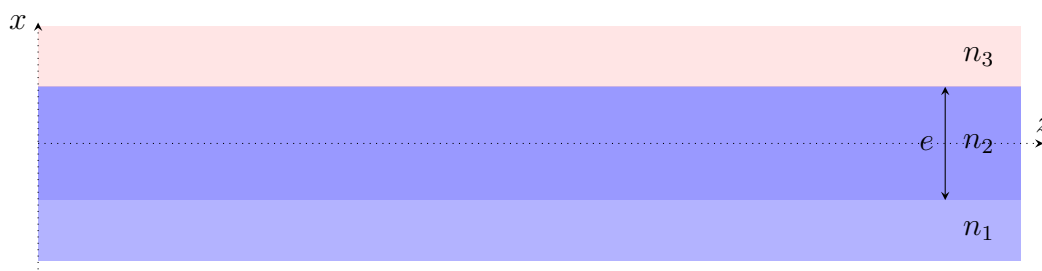


FIGURE II.8 – Modèle du guide plan étudié

Considérons par exemple un guide d'épaisseur  $e$  et d'indice  $n_2 = 1.54$ , sur un substrat d'indice  $n_1 = 1.50$ , et recouvert d'un superstrat magnétooptique dopé avec 0.45% de nanoparticules de ferrite de cobalt, dont les caractéristiques sont : indice  $n_3 = 1.527 + 1,28.10 - 4i$ , terme hors diagonal  $\epsilon_{xy} = (1,1 + 0,5i).10^{-4}$  ; cela implique un effet Faraday de  $84^\circ/\text{cm}$  pour une absorption  $\alpha = 45 \text{ dB/cm} =$

## II.1. Équations de la conversion de modes dans un guide magnétooptique

---

$10.4 \text{ cm}^{-1}$ , ce qui correspond à un facteur de mérite  $F = 1.9^\circ/\text{dB}$ . On peut alors calculer exactement les indices et profils des modes du guide plan, puis les intégrales donnant  $K_{EM}$  et  $K_{ME}$ . Pour tracer les résultats obtenus, il faut faire varier la quantité de champ se propageant dans la couche magnétooptique ; pour cela, nous ferons varier l'épaisseur  $e$  de la couche guidante.

Les étapes de la simulation (dont les résultats sont représentés sur les figures II.9a à II.9f) sont les suivantes :

- la résolution des équations (V.22) et (V.29) permet de trouver les indices effectifs  $N_{TE}$  et  $N_{TM}$  (figure II.9a) ainsi que le désaccord de phase  $\Delta\beta$ .

↪

L'évolution constatée correspond à ce qu'on attend : pour un guide très étroit, la plus grande partie du mode est dans la couche magnétooptique, donc l'indice effectif est proche de celui du guide magnétooptique ; quand le guide s'élargit, l'indice effectif se rapproche de celui de la couche guidante.

- à partir de ces indices, la résolution des systèmes matriciels (V.18) et (V.27) permet de connaître la répartition des champs électriques  $\underline{E}_{0iy}^{TE}$ ,  $\underline{E}_{0ix}^{TM}$  et  $\underline{E}_{0iz}^{TM}$ , en normalisant le carré du champ électrique de chaque mode
- on peut alors évaluer, pour chaque mode, la proportion d'énergie contenue dans la couche magnétooptique, par les intégrales

$$P_{mo}^{TE, TM} = \iint_{x > \frac{e}{2}} \left| \underline{E}_{0i}^{TE, TM} \right|^2 dx dy$$

On parle de confinement magnétooptique, il est tracé sur la figure II.9b

↪

On constate bien que, plus le guide est épais, plus la quantité de champ dans la couche magnétooptique diminue.

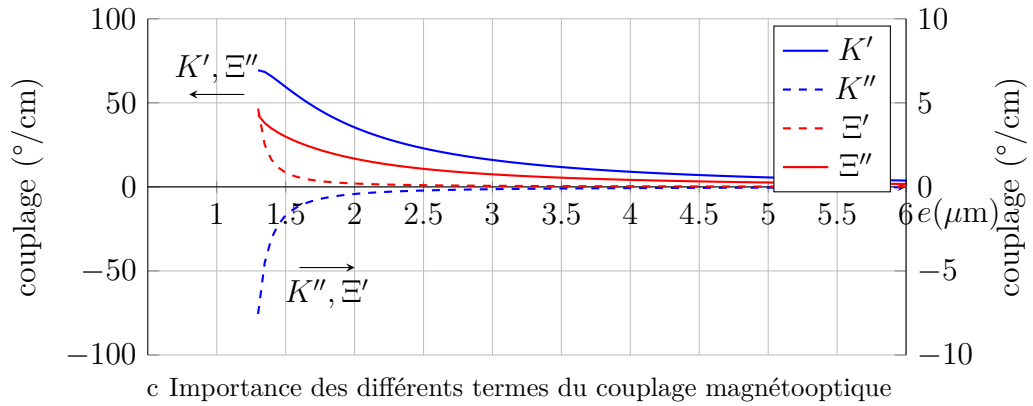
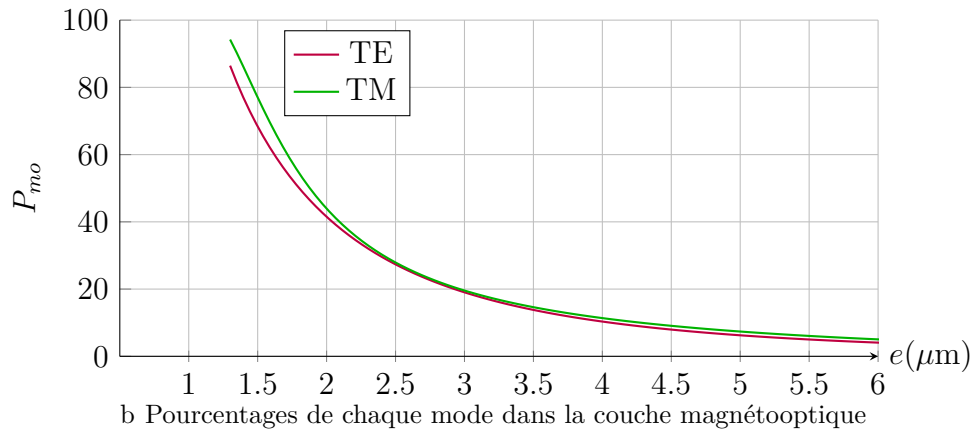
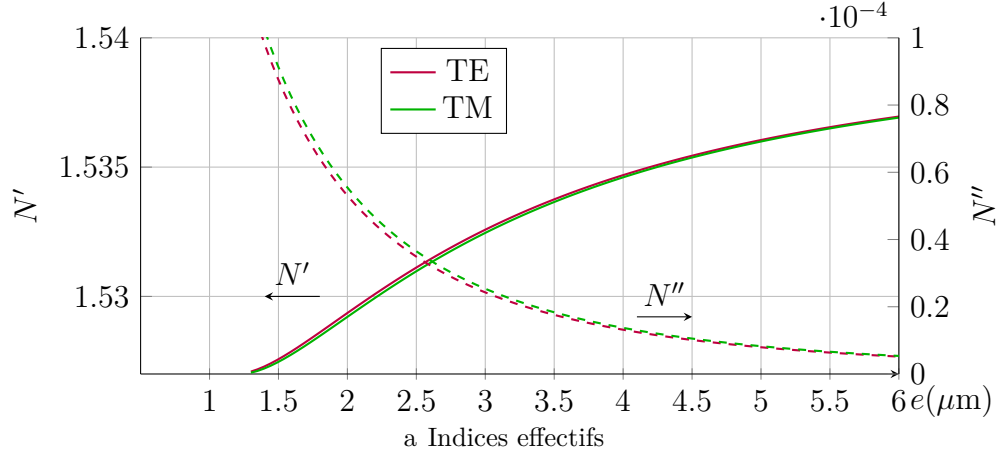
- à partir des répartitions des champs dans la couche magnétooptique, on calcule les coefficients de couplage magnétooptique  $K_{EM}$  et  $K_{ME}$ , puis  $K$  et  $\Xi$ . Les parties réelles et imaginaires sont tracées sur la figure II.9c.

↪

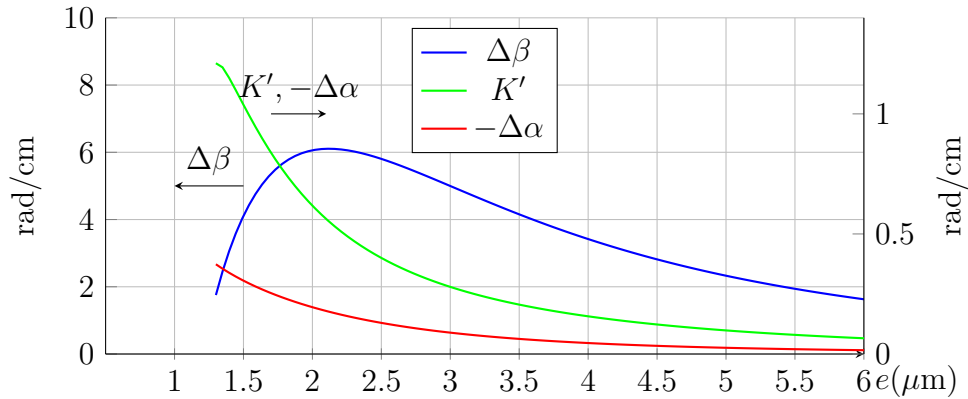
On constate d'une part que, plus le mode pénètre dans la couche magnétooptique, plus le couplage est fort. D'autre part, on voit que les coefficients  $K''$  et  $\Xi'$  restent un ordre de grandeur en-dessous de  $K'$  et  $\Xi''$ .



## II. Propagation de la lumière dans un guide magnétooptique



## II.1. Équations de la conversion de modes dans un guide magnétooptique



d Comparaison de l'importance de la biréfringence, du dichroïsme et du couplage magnétooptique ; les valeurs de  $K'$  et  $\Delta\beta$  sont laissées en  $rad/cm$  pour permettre la comparaison avec  $\Delta\alpha$

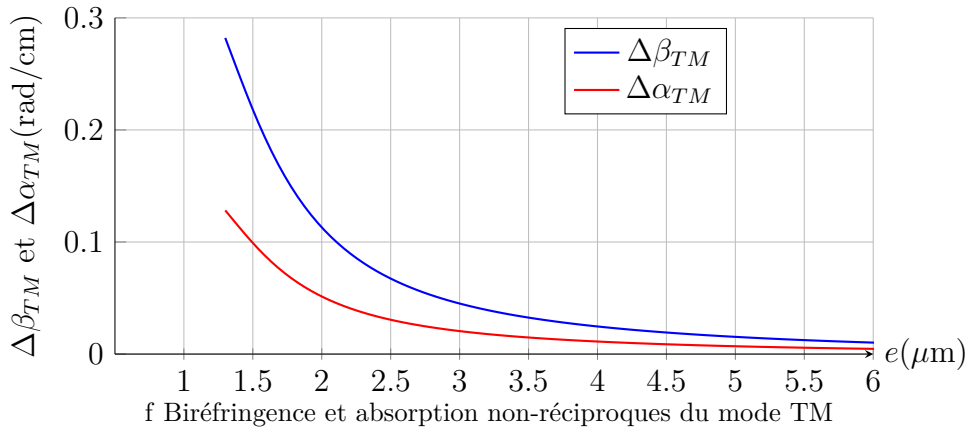
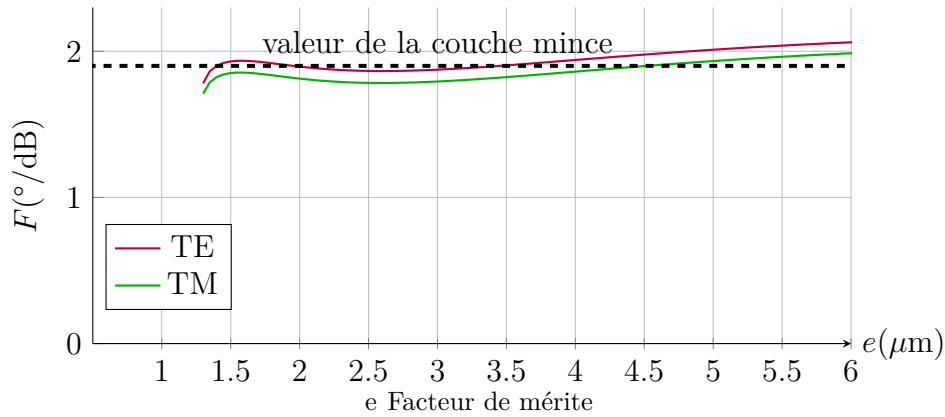


FIGURE II.8 – Caractéristiques de propagation des modes TE et TM d'un guide : substrat  $n_1 = 1.5$  / guide  $n_2 = 1.54$  / superstrat magnétooptique, en fonction de l'épaisseur du guide

- toutes les données précédentes permettent de tracer sur le même graphique  $\Delta\beta$ ,  $\Delta\alpha$  et  $|K'|$  (figure II.9d).

↪

On constate que pour un guide plan, très dissymétrique, la biréfringence est importante, et reste ici bien supérieure à  $K'$ . Par contre, le dichroïsme  $\Delta\alpha$  reste faible, à environ un quart de  $K'$ . On a donc  $R_{DI} \approx \frac{1}{8}$ , ce qui, d'après la figure II.6, indique qu'on peut négliger le dichroïsme.

- à partir de l'indice effectif, on trouve facilement le coefficient d'absorption. Le facteur de mérite  $F$  est alors tracé sur la figure II.9e.

↪

Un raisonnement rapide au paragraphe I.3.1 nous avait conduit à penser que le facteur de mérite en configuration guidée est proche de celui en espace libre. On constate ici que le facteur de mérite est à peu près constant, très proche de sa valeur dans la couche mince.

- enfin, on peut aussi en profiter pour calculer les biréfringence et absorption non-réciproque induites sur le mode TM (figure II.9f)

↪

On observe des valeurs qui varient comme  $K'$  mais plus faibles, d'un facteur 4 pour  $\Delta\beta_{TM}$ .

*Les calculs de cette section nous ont permis de comprendre le rôle des différents termes qui apparaissent dans les équations couplées régissant la propagation de deux modes TE et TM dans un guide magnétooptique. On en déduit que, pour réaliser un bon rotateur non-réciproque nécessaire à la fabrication d'un isolateur, les conditions suivantes doivent être réunies :*

- un coefficient de couplage  $K'$  supérieur à la biréfringence  $\Delta\beta$  du guide. Il faudra donc réaliser des guides le moins biréfringents possibles.
- un dichroïsme très faible devant la biréfringence
- des coefficients de couplage  $K_{EM}$  et  $K_{ME}$  le plus possible égaux et réels

*Les simulations réalisées sur un guide plan indiquent que la plupart de ces conditions sont facilement réalisées. La seule constante gênante qui reste alors est  $\Xi''$ , qui est due à la partie imaginaire du tenseur non-réciproque de permittivité, et qui va introduire un dichroïsme circulaire lors de la propagation. La seule façon d'agir sur ce paramètre consiste à trouver un matériau magnétique pour lequel le rapport ellipticité/rotation Faraday est plus faible.*

## II.2 Étude expérimentale de la propagation dans des guides magnétooptiques

### II.2.1 Description du banc de mesures expérimentales

Les guides magnétooptiques sont étudiés sur le banc de mesures ellipsométriques schématisé sur la figure II.9. Un faisceau laser (à  $\lambda = 1550nm$  en principe, quoiqu'on puisse prendre une autre source si besoin) passe par un polariseur ( $P$ ) permettant de choisir d'envoyer la lumière dans le mode TM, TE ou encore une combinaison des deux. Un objectif de microscope concentre alors la lumière sur l'entrée du guide à étudier, lequel est posé sur une platine permettant de le déplacer pour régler le meilleur alignement possible. La lumière traverse alors le guide, puis, en sortie, est collectée par un autre objectif de microscope. Elle traverse alors un dispositif de mesure ellipsométrique composé d'un modulateur photoélastique, d'un analyseur ( $A$ ) incliné à  $45^\circ$  par rapport aux axes propres du modulateur, et d'un détecteur (diode au germanium). Une détection synchrone analyse alors le signal détecté.

En sortie du guide, la lumière possède un azimuth  $\gamma$  et une ellipticité  $\varepsilon$ . Elle traverse le modulateur qui impose une différence de phase  $\delta_0 + A_m \sin(\omega t)$  entre les polarisations suivant ses deux axes, modulée à 40 kHz, où  $\delta_0$  est la différence de phase résiduelle et  $A_m$  l'amplitude de modulation. Après passage dans l'analyseur, on peut montrer (cf. [ABOU DIWAN, 2014](#)) que l'intensité de la lumière s'écrit :

$$I(t) = I_0 + I_s \sin(\delta_0 + A_m \sin(\omega t)) + I_c \cos(\delta_0 + A_m \sin(\omega t)) \quad (\text{II.29})$$

avec  $I_s = I_0 \sin(2\varepsilon)$  et  $I_c = I_0 \cos(2\varepsilon) \sin(2\gamma)$

où  $I_0$  représente l'intensité captée si on enlève le modulateur.

Un développement en série à l'aide des fonctions de Bessel donne l'expression du terme continu et des 2 premières harmoniques contenues dans  $I(t)$  :

$$I_{0F} = I_0 + J_0(A_m) (I_c \cos \delta_0 + I_s \sin \delta_0) \quad (\text{II.30a})$$

$$I_{1F} = 2J_1(A_m) (I_s \cos \delta_0 - I_c \sin \delta_0) \quad (\text{II.30b})$$

$$I_{2F} = 2J_2(A_m) (I_c \cos \delta_0 + I_s \sin \delta_0) \quad (\text{II.30c})$$

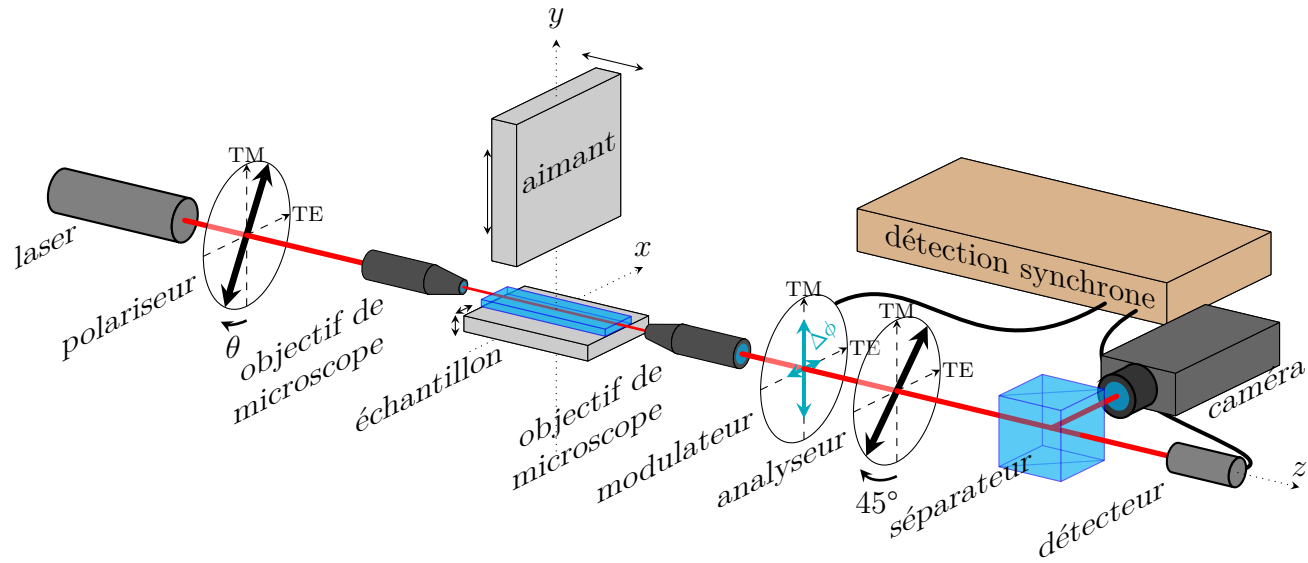


FIGURE II.9 – Description du banc expérimental. La lumière du laser est préparée dans l'état de polarisation souhaité, puis injectée dans l'échantillon grâce à un objectif de microscope. En sortie, la lumière collectée par un autre objectif est analysée pour mesurer précisément son état de polarisation. Si on déplace un aimant au-dessus de l'échantillon, on peut observer en direct son influence sur l'état de polarisation de la lumière.

## II.2. Étude expérimentale de la propagation dans des guides magnétooptiques

---

Si on mesure  $I_{0F}$ ,  $I_{1F}$  et  $I_{2F}$  à l'aide de deux détections synchrones, les équations (II.30) permettront d'obtenir  $I_0$ ,  $I_s$  et  $I_c$  à condition de connaître  $\delta_0$  et  $A_m$ ; les équations (II.29) permettront alors de remonter à  $\gamma$  et  $\varepsilon$ , et de connaître l'état de polarisation de l'onde à la sortie du guide, avec une précision de l'ordre du millièm de degré. On pourra en déduire aussi la quantité de lumière dans les modes TE et TM, ainsi que le déphasage entre ces deux modes en sortie.

Une procédure de calibration automatique, décrite dans [ABOU DIWAN, 2014](#), a été mise en place. Elle se base sur 4 mesures réalisées dans les conditions suivantes :

- injection de la lumière en mode TM (polariseur tourné à  $0^\circ$ ), mesure avec le modulateur tourné à  $+45^\circ$ , puis avec le modulateur tourné à  $-45^\circ$
- injection de la lumière avec le polariseur tourné à  $45^\circ$ , mesure avec le modulateur tourné à  $0^\circ$ , puis avec le modulateur tourné à  $+45^\circ$

Cet ensemble de 4 mesures permet d'obtenir 8 valeurs (les rapports  $\frac{I_{1F}}{I_{0F}}$  et  $\frac{I_{2F}}{I_{0F}}$ ) donc de déterminer :

- les paramètres  $\delta_0$  et  $A_m$  du modulateur
- les facteurs d'amplification  $t_1$  et  $t_2$  de la chaîne d'acquisition, pour les harmoniques 1 et 2
- le déphasage  $\Delta$  entre le mode TM et le mode TE. Il s'agit du déphasage total, mais il ne suffit pas à déterminer la biréfringence du guide, car il n'est connu qu'à  $n$  fois  $360^\circ$  près.
- le dichroïsme, mesuré ici par un angle  $\psi$  défini par :

$$\tan \psi = \frac{\text{coefficient de transmission du mode TM}}{\text{coefficient de transmission du mode TE}} \quad (\text{II.31})$$

Il est facile d'exprimer les rapports sortie/entrée en fonction des coefficients d'absorption  $\alpha$ , et de montrer que :

$$\ln(\tan \psi) = \Delta \alpha \cdot L \quad (\text{II.32})$$

où  $L$  est la longueur de l'échantillon. Ainsi,  $\psi = 45^\circ$  signifie que l'échantillon n'est pas dichroïque;  $\psi > 45^\circ$  signifie que le mode TE est plus absorbé que le mode TM, et réciproquement pour  $\psi < 45^\circ$ .

- deux mesures sont redondantes, et permettent de vérifier a posteriori la réussite de la calibration.

Une fois la calibration effectuée, une autre platine motorisée permet de déplacer un aimant au-dessus du guide et d'enregistrer en direct l'évolution des paramètres ellipsométrique ( $\gamma$ ,  $\varepsilon$ ) de la lumière en sortie.

### II.2.2 Description du guide étudié

Pour décrire la panoplie de mesures qu'on peut effectuer sur ce banc, nous allons choisir un guide de référence, et présenter tous les résultats expérimentaux

obtenus dessus.

Le guide choisi appartient à l'échantillon 2013-10-15-StE2. Il s'agit d'une plaque de verre GO14 sur laquelle des guides ont été fabriqués en surface par échange d'ions, puis enterrés loin de la surface, hormis une zone de 18 mm de large au centre ; c'est dans cette seule zone que la lumière se propageant dans le guide sera en interaction avec la couche magnétooptique. Le masque utilisé pour l'échange est représenté sur la figure II.10, le guide choisi est celui de la série I fabriqué à travers une ouverture de  $2\mu\text{m}$  de large.

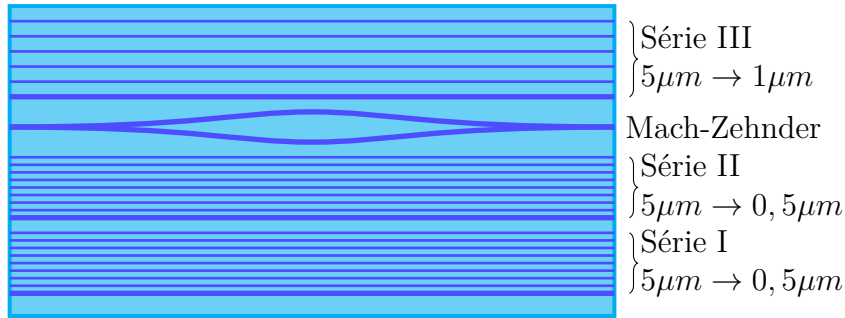


FIGURE II.10 – Plan des guides sur l'échantillon 2013-10-15-StE2.

La figure II.11 montre la carte d'indices simulés pour la partie centrale de ce guide.

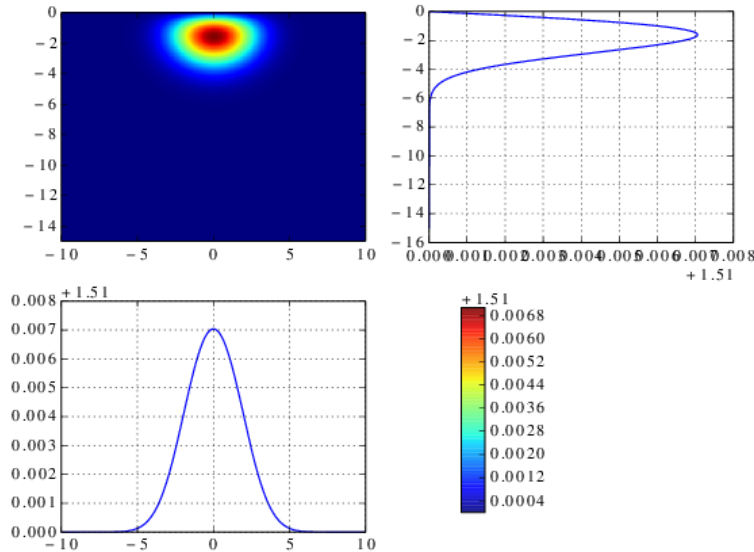


FIGURE II.11 – Carte d'indices simulée d'un guide fabriqué par échange d'ions sous un masque de  $2\mu\text{m}$  de large.

## II.2. Étude expérimentale de la propagation dans des guides magnétooptiques

L'ensemble a alors été recouvert d'une couche de sol-gel, de composition 10:7:7 dopé avec 0.45% de nanoparticules de ferrite de cobalt. Pour caractériser cette couche, une couche semblable a été déposée sur une plaque de verre témoin.

- Une mesure au profilomètre donne l'épaisseur de la couche :  $1.3 \mu\text{m}$
- Des mesures en M-lines et en ellipsométrie (cf. CHOUEIKANI et al., 2009) confirment l'épaisseur et donnent l'indice optique de la couche :  $n = 1.527 + 1.28 \cdot 10^{-4} i$  ce qui correspond à une absorption  $\alpha = 45 \text{ dB/cm} = 10.4 \text{ cm}^{-1}$
- Un banc réalise des mesures ellipsométriques en configuration d'espace libre (cf. CHOUEIKANI et al., 2009) : le principe de la mesure est le même qu'en configuration guidée, mais la lumière traverse l'échantillon orthogonalement, tandis qu'un électroaimant fait varier le champ magnétique appliqué. Les courbes obtenues, tracées sur la figure II.12, permettent d'évaluer les caractéristiques magnétooptiques à saturation :  $84^\circ/\text{cm}$  de rotation Faraday et  $38^\circ/\text{cm}$  d'ellipticité Faraday, ce qui correspond à  $\varepsilon_{xy} = (1.1 + 0.5i) \cdot 10^{-4}$ .
- Le facteur de mérite de cette couche vaut donc  $F = 1.9^\circ/\text{cm}$ .

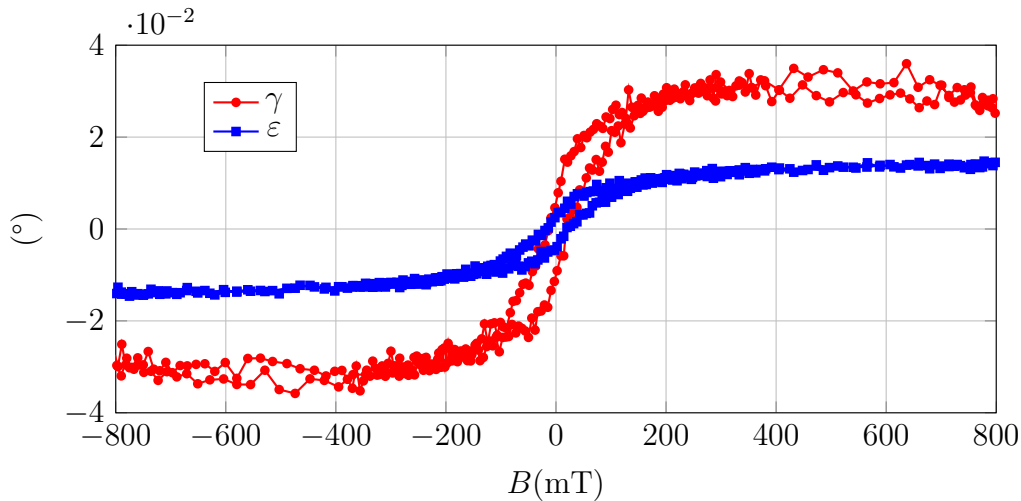


FIGURE II.12 – Rotation et ellipticité d'une couche témoin ( $2 \mu\text{m}$  d'épaisseur) de l'échantillon de référence, en fonction du champ magnétique.

A partir de la carte d'indice du guide et de l'indice de la couche, on peut simuler la répartition du champ électrique dans les modes TE et TM à partir du logiciel OptiBPM. Les cartes correspondantes sont représentées sur la figure II.13.

On trouve deux modes qui se propagent :

- un mode TE d'indice effectif  $1.51052 + 5,9 \cdot 10^{-6} i$
- un mode TM d'indice effectif  $1.51029 + 2,8 \cdot 10^{-6} i$

ce qui permet de prévoir une biréfringence  $\Delta N = 2,3 \cdot 10^{-4}$  et un dichroïsme  $\Delta\alpha = 25.1 \text{ m}^{-1}$  soit  $\psi = 56.9^\circ$ .



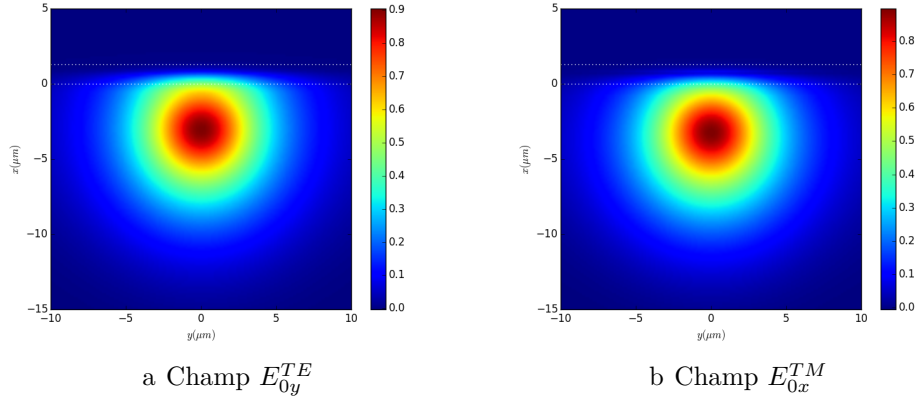


FIGURE II.13 – Champs électriques simulés des modes TE et TM de la structure hybride. Il y a du verre pour  $-15 \mu\text{m} < x < 0 \mu\text{m}$ , une couche MO pour  $0 \mu\text{m} < x < 1.3 \mu\text{m}$  puis de l'air au-dessus.

On peut alors évaluer par des intégrales :

- le pourcentage d'énergie de chaque mode contenu dans la couche magnétooptique : on trouve  $P_{mo}^{TE} = 8.4\%$  et  $P_{mo}^{TM} = 5.5\%$ .
- les coefficients de couplage magnétooptique à saturation :  $K_{EM} \approx K_{ME} = 5.6 - 2.6i^\circ/\text{cm}$
- la variation non-réciproque de constante de propagation du mode TM à saturation :  $\Delta\beta_{TM} = 2.1 \text{ rad/m} = 1.2^\circ/\text{cm}$
- la variation non-réciproque de l'absorption du mode TM à saturation :  $\Delta\alpha_{TM} = 1.9 \text{ rad/m} = 0.08 \text{ dB/cm}$

Ces paramètres seront comparés aux mesures expérimentales.

Enfin, la calibration effectuée sur l'échantillon indique les valeurs suivantes :

- Déphasage accumulé :  $\Delta = 196.6^\circ \pm 0.4^\circ [360^\circ]$ . Cette valeur ne peut être exploitée tant qu'on ne sait pas sa valeur exacte ; on en reparlera plus loin.
- Dichroïsme linéaire :  $\psi = 54.64^\circ \pm 0.04^\circ$ . Cette valeur est assez proche des prédictions théoriques ; les incertitudes viennent de la carte d'indices. Néanmoins, cela confirme que le mode TE va être plus absorbé que le mode TM.

### II.2.3 Balayage horizontal et battements

#### Principe de l'expérience

La première expérience, qui consiste à balayer un aimant en configuration longitudinale le long d'un guide, va permettre de déterminer les caractéristiques lo-

## II.2. Étude expérimentale de la propagation dans des guides magnétooptiques

---

cales d'un échantillon. Son principe est illustré sur la figure II.14 dans le cas d'une entrée suivant le mode TM, mais le raisonnement est identique si on entre selon le mode TE.

FIGURE II.14 – Principe de l'analyse d'un guide par balayage horizontal de l'aimant

La lumière se propage de droite à gauche : elle entre en  $A$  et ressort en  $D$ . Entre les deux, à une distance  $z = DC$  de la sortie du guide, on approche un petit aimant qui va créer localement un champ magnétique longitudinal. Si le guide contient un matériau magnétooptique, une petite fraction du mode TE va être convertie

en TM. On peut remarquer que, même en l'absence de matériau magnétooptique, l'effet Faraday dans le verre va suffire à permettre cette expérience, quoiqu'avec des effets mille fois plus faibles.

On peut donc distinguer 3 zones dans le guide :

- de  $A$  à  $B$ , la lumière se propage simplement dans le mode TM
- de  $B$  à  $C$ , une partie du mode TM se convertit en TE
- de  $C$  à  $D$ , le mode TM et le mode TE se propagent avec des constantes de propagation différentes.

Il est essentiel de remarquer que l'état de la lumière au point  $C$  ne dépend pas de la position  $z$  de l'aimant. Lorsque  $z$  change, seule la partie  $CD$  est modifiée. Sur la figure II.14, le schéma du bas montre ce qui se passe sur la sphère de Poincaré : plus la longueur  $z$  est grande, plus l'arc de cercle  $CD$  (correspondant à une évolution sous biréfringence pure) sera grand. Quand  $z$  augmente, le point  $D$  tourne autour de l'axe  $S_1$ , provoquant des oscillations en quadrature des paramètres ellipsométriques  $\gamma$  et  $\varepsilon$  (représentés sur le graphique du milieu).

Il est essentiel aussi de comprendre que la propagation de  $C$  à  $D$  se fait sans effet magnétooptique (si on suppose que le champ créé par l'aimant diminue très rapidement). On sonde donc les caractéristiques intrinsèques du guide, en particulier sa biréfringence, puisqu'il est facile de voir que la période des battements sera la période en l'absence de couplage magnétooptique :

$$l_{bat}^{\infty} = \frac{360^{\circ}}{\Delta\beta} \quad (\text{II.33})$$

Bien évidemment, cette explication fonctionne dans le cas d'un guide parfaitement homogène. Néanmoins, dans le cas plus compliqué où le désaccord de phase  $\Delta\beta$  dépend de la position  $z$ , on peut montrer que les battements vont être de la forme :

$$\gamma(z) = \gamma_0 \cos \left( \int_0^z \Delta\beta(z) dz + \phi_0 \right) \quad (\text{II.34})$$

ce qui indique que cette méthode locale permet même de remonter à l'évolution de la biréfringence en fonction de la position, moyennant quelques calculs qu'on détaillera dans la partie II.3.

### Mesure de la biréfringence, du dichroïsme et du couplage magnétooptique

La figure II.15 montre la courbe obtenue dans le cas du guide de référence, pour une entrée TE ou TM, avec un aimant de 0.5 mm d'épaisseur (et 5 mm × 5 mm de section). La première chose qu'on remarque, c'est que les battements n'existent qu'au centre de l'échantillon. En effet, les guides ont subi un enterrage sélectif sous champ électrique, le centre ayant été protégé par un scotch de 18 mm de

## II.2. Étude expérimentale de la propagation dans des guides magnétooptiques

large. Sous le scotch, le guide est resté proche de la surface, conduisant à un profil d'indice très dissymétrique, donc à une biréfringence suffisamment forte pour être observable, tandis que, dans les parties enterrées, le profil d'indice est plus symétrique, la biréfringence est donc plus faible, et la longueur de battements est bien trop grande pour être observable. On constate que la taille de la zone où on observe les battements (environ 15 mm) est compatible avec la largeur du scotch.

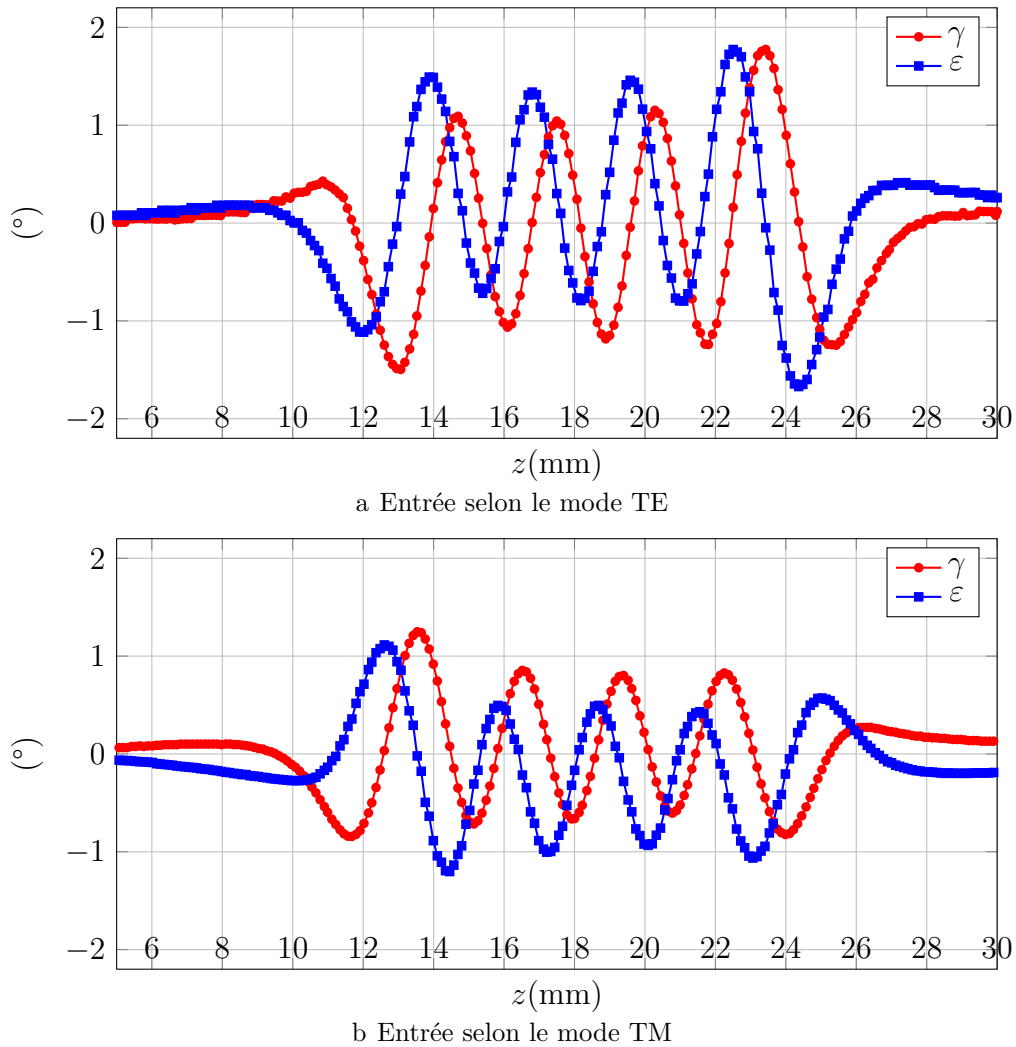


FIGURE II.15 – Balayage d'un aimant de 0.5 mm d'épaisseur au-dessus du guide de référence : on observe des battements des paramètres ellipsométriques.

Il est facile de mesurer la période des battements au centre ; elle est la même pour les deux entrées,  $l_{bat}^{\infty} = 2.81 \pm 0.05$  mm, ce qui donne :

$$\Delta\beta = 1280 \pm 20^\circ/\text{cm} \text{ et } \Delta N = (5.5 \pm 0, 1).10^{-4}$$

soit, sur une longueur  $L$  de propagation, un déphasage total  $\Delta = L.\Delta\beta$ ; or on a mesuré expérimentalement lors de la calibration le déphasage total  $\Delta = 196^\circ + 360^\circ.n$  avec  $n$  le nombre d'oscillations visibles dans les courbes de la figure II.15, soit  $n = 4$ . On en déduit donc que la longueur d'interaction effective vaut :

$$L = \frac{196 + 4 \times 360}{1280} \approx 13 \text{ mm}$$

Le scotch empêchant l'enterrage au centre faisait 18 mm de large sur cet échantillon. Il semble que la partie réellement non enterrée mesure 5 mm de moins que la taille du scotch. Cette évaluation sera confirmée plus tard par les simulations numériques (paragraphe II.3.5).

L'observation des courbes montre néanmoins une différence entre les cas des entrées en TE et TM : sur la figure II.15a, les oscillations ont tendance à croître en amplitude, tandis que, sur la figure II.15b, elles tendent à décroître. Ceci est caractéristique du phénomène de dichroïsme linéaire. Considérons l'entrée en TE. La lumière qui ressort en TE a parcouru la longueur  $L$  de l'échantillon et a subi une absorption conduisant à une multiplication du champ électrique par  $e^{-\frac{\alpha_{TE}}{2}L}$ . Quant à celle qui est ressortie en TM, elle s'est propagée de  $A$  à  $B$  en mode TE et de  $C$  à  $D$  en mode TM (la portion  $BC$  ne joue pas grand rôle ici, elle est très petite); elle a donc subi une absorption  $e^{-\frac{\alpha_{TE}}{2}(L-z)}.e^{-\frac{\alpha_{TM}}{2}z} = e^{-\frac{\alpha_{TE}}{2}L}.e^{\frac{\Delta\alpha}{2}z}$ . On voit donc une variation de l'intensité sortante en TM suivant la position où s'est effectuée la conversion de modes.

Dans le cas de l'expérience tracée ici, où l'aimant est petit et la conversion très faible, on peut voir que, aux points où  $\gamma$  est maximal et  $\varepsilon$  nul, on a la relation

$$\frac{\text{amplitude du mode TE}}{\text{amplitude du mode TM}} = \tan \gamma_{pic} \approx \gamma_{pic}$$

ce qui montre que la valeur de  $\gamma_{pic}$  en ces points va évoluer suivant une loi :

$$\gamma_{pic} = \gamma_{pic}(0)e^{-\frac{\Delta\alpha}{2}z} \tag{II.35}$$

Il est difficile d'obtenir directement le dichroïsme  $\Delta\alpha$  par un ajustement de la courbe, car on voit bien qu'elle n'est pas bien symétrique, à cause d'effets que notre modèle simple n'a pas pris en compte. Néanmoins, on peut mesurer les amplitudes entre deux maxima-minima successifs<sup>2</sup>, et par une régression linéaire on trouve :

---

2. En enlevant le premier et le dernier, qui sont bizarres à cause des effets de transition sur les bords de la zone enterrée.

$$\Delta\alpha = 0.203 \text{ cm}^{-1} = 0.88 \text{ dB/cm}$$

dichroïsme de signe positif, qui confirme que le mode TE est plus absorbé que le mode TM.

Dans le cas d'une entrée en TM, c'est bien évidemment le même phénomène qui explique cette fois la croissance des oscillations. La même analyse conduit à la mesure  $\Delta\alpha = 0.210 \text{ cm}^{-1} = 0.91 \text{ dB/cm}$ , ce qui montre la précision correcte de cette mesure. À partir de la valeur de  $\Delta\alpha$  obtenue et de celle de  $\psi$  donnée par la calibration, et par l'équation (II.32), on peut évaluer la longueur d'interaction à  $L = \frac{\ln \tan \psi}{\Delta\alpha} = 15.7 \text{ mm}$  avec la première mesure (et 15.3 mm avec la seconde), ce qui est plus élevé que les évaluations précédentes. Néanmoins, ces mesures de dichroïsmes sont moins précises que celles de biréfringence.

La dernière mesure qu'on peut effectuer sur ces courbes est celle de  $K'$ . Il s'agit d'une mesure très approximative, mais intéressante pour obtenir un ordre de grandeur. Notons  $\gamma_{0,5mm}$  la valeur maximale de rotation obtenue avec un balayage par un aimant de 0.5 mm d'épaisseur. La formule (II.8) indique que, par un développement limité dans le cas d'une longueur d'interaction faible :

$$\gamma_{0,5mm}^2 \approx R(dz) \approx |K'|^2 dz^2 \quad (\text{II.36})$$

On obtient comme ordre de grandeur (avec  $dz = 0.5 \text{ mm}$  la longueur de l'aimant, en mesurant  $\gamma_{0,5mm}$  au milieu de l'échantillon) :

$$|K'| = \frac{0.85}{0.05} = 17^\circ/\text{cm} \quad (\text{II.37})$$

mais cette évaluation est fortement exagérée, car le champ magnétique n'est pas confiné aux 0.5 mm situés sous l'aimant.

### Influence de la largeur de l'aimant

La formule (II.8) indique une évolution sinusoïdale du rendement de conversion en fonction de la longueur d'interaction. Dans notre cas, on peut grossièrement contrôler la longueur d'interaction magnétooptique en modifiant la taille de l'aimant, à condition d'admettre que le champ magnétique décroît très vite dès qu'on n'est plus sous l'aimant (ce qui se vérifie assez bien, cf paragraphe II.3.2).

On réalise donc l'expérience suivante : on empile des aimants de 0,5 mm d'épaisseur, on réalise un balayage et on note l'amplitude de l'oscillation de  $\gamma$ . Le résultat est représenté sur la figure II.16.

On constate tout de suite que la courbe obtenue dévie par rapport à la formule théorique, surtout pour de petites épaisseurs ; de plus, l'amplitude diffère suivant qu'on entre en TE ou TM. Ces déviations proviennent vraisemblablement des

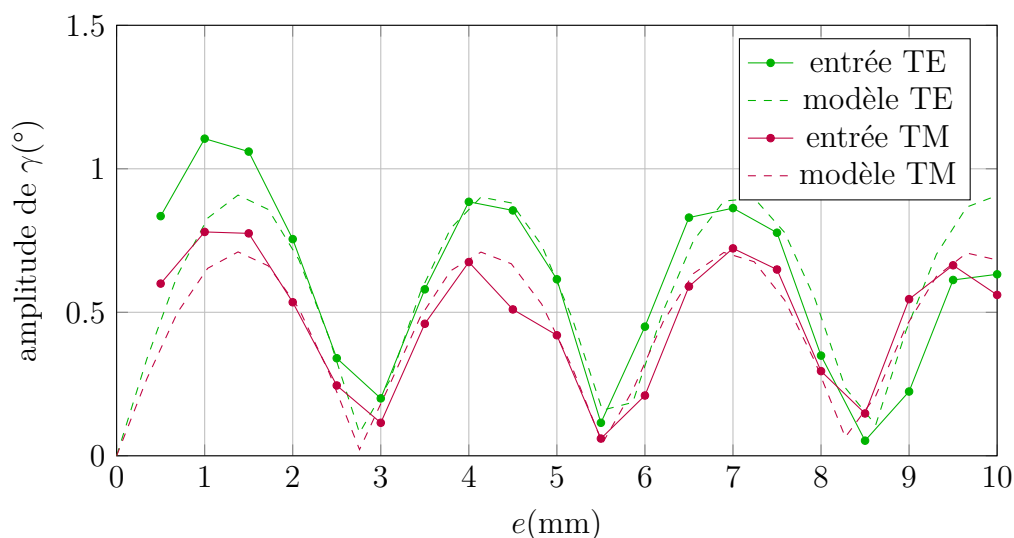


FIGURE II.16 – Rotation maximale en fonction de l'épaisseur de l'aimant. Les modèles ont été tracés en optimisant numériquement les valeurs de  $\Delta\beta$  et  $K$ .

deux dichroïsmes (linéaire et circulaire) ; le fait que le champ magnétique n'est pas exactement localisé sous l'aimant peut jouer aussi. On peut tenter de modéliser la courbe par la formule théorique tirée de (II.8) ; le résultat est montré sur la figure II.16. Les valeurs trouvées par un tel ajustement sont :

- pour le mode TE :  $\Delta\beta = 1268^\circ/\text{cm}$  et  $K' = 10^\circ/\text{cm}$
- pour le mode TM :  $\Delta\beta = 1292^\circ/\text{cm}$  et  $K' = 8^\circ/\text{cm}$

Les deux mesures de  $\Delta\beta$  coïncident à 2% et sont très proches de la mesure obtenue à partir des battements ; par contre, la mesure de  $K'$  n'est pas très fiable, car on n'a pas tenu compte en particulier de  $\Xi''$ .

## II.2.4 Aller-retours verticaux

L'expérience permet aussi de faire des aller-retours verticaux avec un aimant ; on choisit un aimant de grande taille, qui couvre tout le guide d'un champ magnétique homogène. L'aimant part en position basse, monte à une grande distance ; on le retourne, il redescend, puis remonte ; on le retourne encore, et il revient à sa position initiale. Ceci permet de faire varier le champ magnétique perçu par l'échantillon et de tracer la réponse à un cycle de champ magnétique.

### Aimant créant un champ longitudinal

Si on met l'aimant en configuration longitudinale, alors on va faire varier l'intensité des coefficients de couplage magnétooptique  $K'$  et  $\Xi''$ . Les résultats sont tracés sur la figure II.17.

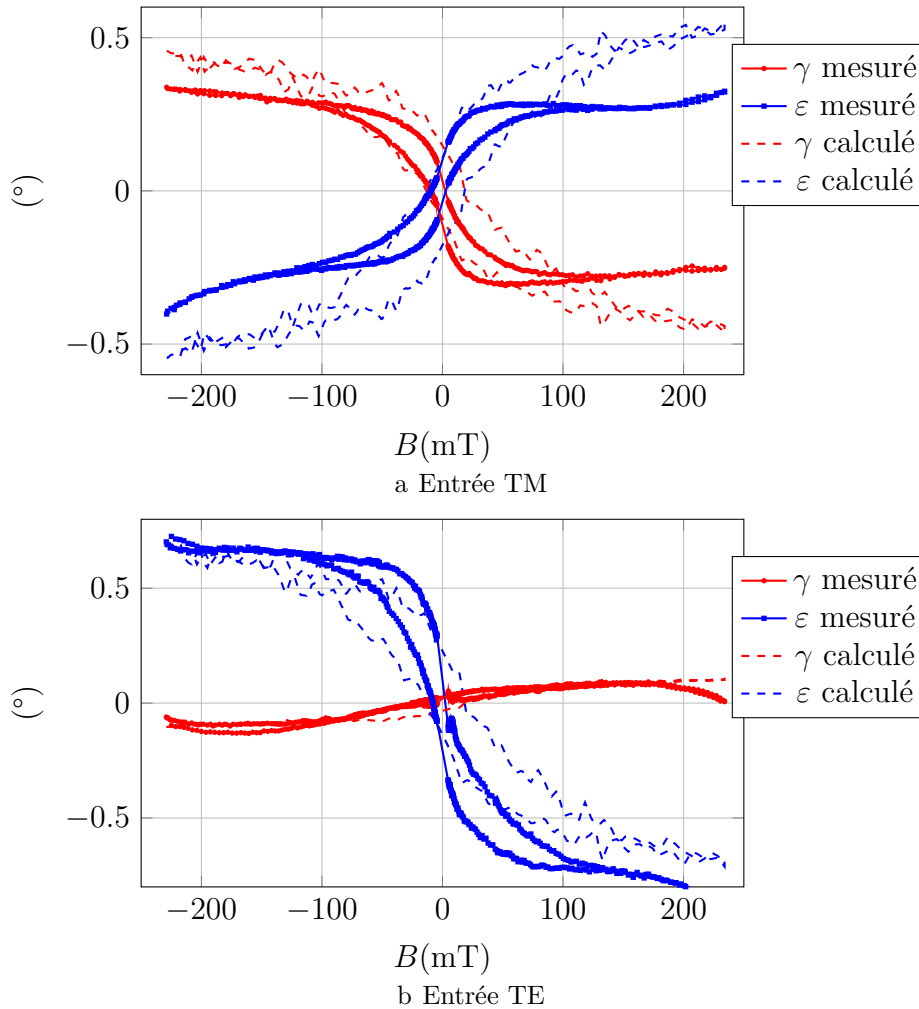


FIGURE II.17 – Rotation et ellipticité en sortie en fonction de l'intensité du champ magnétique longitudinal appliqué. Les mesures ont été modélisées (en pointillé) grâce à un ajustement à la main des paramètres du guide.

On voit des résultats très différents suivant que l'entrée est TE ou TM, ce qui ne serait pas le cas si seul le coefficient magnétooptique  $K'$  était non nul ; l'existence de  $\Xi''$  est ici importante. Pour vérifier cela, on peut faire un modèle numérique : pour différentes valeurs du champ  $B$ , on évalue le coefficient  $K'$  à partir de



la courbe II.12 et d'une valeur proposée pour  $K'_{max}$ . À partir du rapport  $R_{Dc}$ , on trouve  $\Xi''$ . On peut alors lancer une simulation numérique de la propagation sur la sphère de Poincaré, avec des valeurs de  $L$  et  $\Delta\beta$ . Les cycles obtenus dépendent alors de 4 variables :  $L$ ,  $\Delta\beta$ ,  $K'_{max}$  et  $R_{Dc}$ . Ces paramètres sont liés : multiplier par 2 la longueur  $L$  est équivalent à multiplier par 2 chacun des autres paramètres. Ainsi, on peut effectuer un ajustement des paramètres aux courbes à condition de fixer l'un d'entre eux ; celui qui est le mieux déterminé est  $\Delta\beta$ , mesuré précisément au II.2.3 :  $\Delta\beta = 1280^\circ/\text{cm} = 2230 \text{ rad/m}$ . Un ajustement informatique par la méthode des moindres carrés devrait être possible, mais les courbes sont très bruitées et l'ajustement échoue. Une tentative d'ajustement à la main avec  $R_{Dc} = 0.45$  donne des résultats corrects avec  $L = 16.1 \text{ mm}$  et  $K' = 15 \text{ rad/m} = 8.6^\circ/\text{cm}$  (les courbes correspondantes sont en pointillé sur la figure II.12). Ces valeurs sont entièrement cohérentes avec les estimations précédentes.

Un point important concerne le coefficient  $K'$ . On vient de trouver une valeur aux alentours de  $8.6^\circ/\text{cm}$ . Au paragraphe II.2.3, on avait trouvé entre  $8^\circ/\text{cm}$  et  $10^\circ/\text{cm}$ , ce qui est cohérent. Mais ces méthodes sont longues à mettre en place. Au contraire, au paragraphe II.2.3, une mesure de l'amplitude  $\gamma_{0,5mm}$  des battements sous un aimant de  $0.5 \text{ mm}$  nous avait donné une évaluation rapide mais peu précise de  $K'$  ; l'incertitude provenait de la taille exacte de la zone aimantée sous l'aimant. Néanmoins, dans cette méthode rapide, nous pouvons postuler deux choses :

- la valeur mesurée de  $\gamma_{0,5mm}$  est indépendante de la biréfringence, comme le montre l'équation II.36 ; on le voit aussi sur la courbe II.1, toutes les courbes démarrent identiquement, quelle que soit la valeur de  $\Delta\beta$
- la valeur mesurée de  $\gamma_{0,5mm}$  est proportionnelle à  $K'$

En croisant les valeurs  $\gamma_{0,5mm} = 0.85^\circ$  avec  $K' = 8.6^\circ/\text{cm}$ , on déduit que :

$$K' \approx \frac{\gamma_{0,5mm}}{0.1 \text{ cm}} \quad (\text{II.38})$$

Cette relation très importante nous servira pour évaluer rapidement la valeur de  $K'$  pour d'autres guides dans le chapitre III.

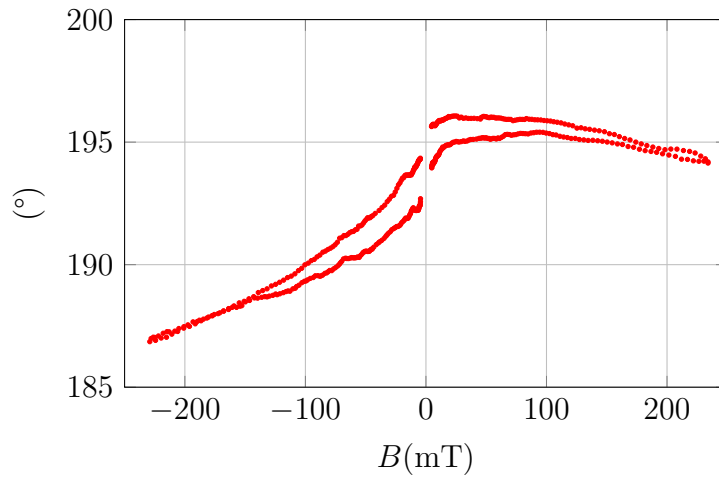
### Aimant créant un champ transverse

Si on met l'aimant<sup>3</sup> en configuration transverse, on va créer un déphasage non-réciproque supplémentaire sur le mode TM. En entrant à  $45^\circ$  dans le guide et en observant le déphasage en sortie entre les modes TE et TM, on obtient la figure II.18a.

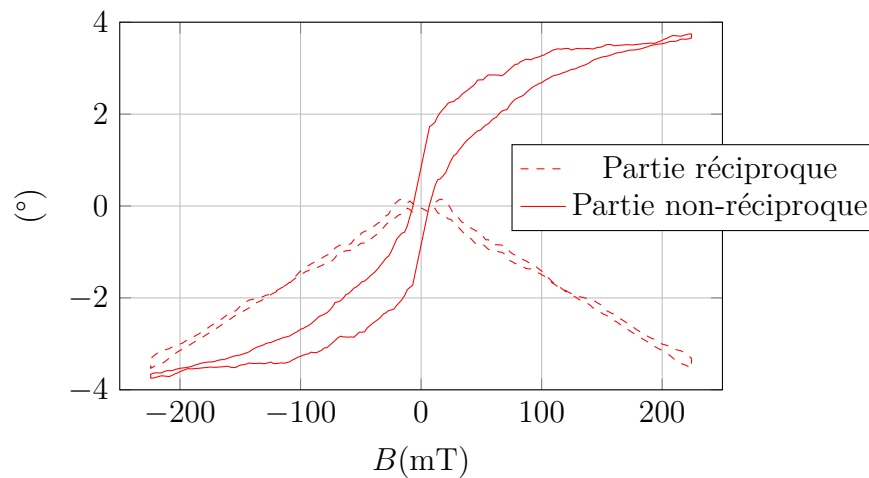
L'effet est complexe. En prenant les parties paires et impaires, on peut obtenir sur la courbe II.18b les effets réciproque et non-réciproque. On observe ainsi :

---

3. On rappelle qu'on a pris un gros aimant pour créer un champ magnétique homogène sur tout le guide.



a Cycle de déphasage en fonction du champ magnétique transverse



b Parties réciproque et non-réciproque du déphasage

FIGURE II.18 – Déphasage entre les modes TE et TM induit par un champ magnétique transverse.

- un déphasage non-réciproque de quelques degrés, présentant un cycle d'hystérésis semblable aux courbes d'aimantation du matériau. On identifie donc cet effet au déphasage non-réciproque prévu par la théorie.
- un déphasage réciproque, de même ordre de grandeur, sans hystérésis, et qui semble varier comme la valeur absolue de  $\vec{B}$ . Il ne peut s'agir d'un effet Cotton-Mouton, qui serait très faible d'après les simulations (1000 fois plus faible que celui dû à  $\Delta\beta_{TM}$  non-réciproque). L'origine de cet effet reste à déterminer. Il pourrait correspondre à l'effet observé par CAICEDO et al.,

2010, interprété comme un effet magnéto-réfractif; néanmoins, dans cette publication, il s'agissait d'une couche mince, et l'effet semblait relié à des effets de conduction électrique, ce qui n'est pas directement transposable à des nanoparticules.

On a donc bien un effet de biréfringence non-réciproque entre les modes TE et TM, même si nos mesures ne prouvent pas explicitement que c'est le mode TM qui est impacté et le mode TE qui n'est pas modifié. Cet effet présente un cycle d'hystérésis semblable à celui de  $\epsilon'_{xy}$  de la figure II.12<sup>4</sup> (courbe  $\gamma$ ). L'effet de déphasage non-réciproque attendu est donc bien conforme à la théorie. Sa valeur maximale atteint quasiment  $4^\circ$  pour l'échantillon, soit environ  $2.3^\circ/\text{cm}$ . C'est environ 3 à 4 fois plus faible que le coefficient de couplage magnétooptique longitudinal. Ce facteur est important, car il montre qu'il sera bien plus difficile d'obtenir  $45^\circ$  de déphasage non-réciproque en configuration transverse, que  $45^\circ$  de rotation non-réciproque en configuration longitudinale.

On peut reprendre la même mesure en enlevant le modulateur et l'analyseur. Dans ce cas, on mesure directement les variations de l'intensité totale en sortie du guide. D'après la théorie de la section V.3.3, le mode TE n'est pas impacté, tandis que le mode TM subit une variation non-réciproque de son absorption, notée  $\Delta\alpha_{TM}$ .

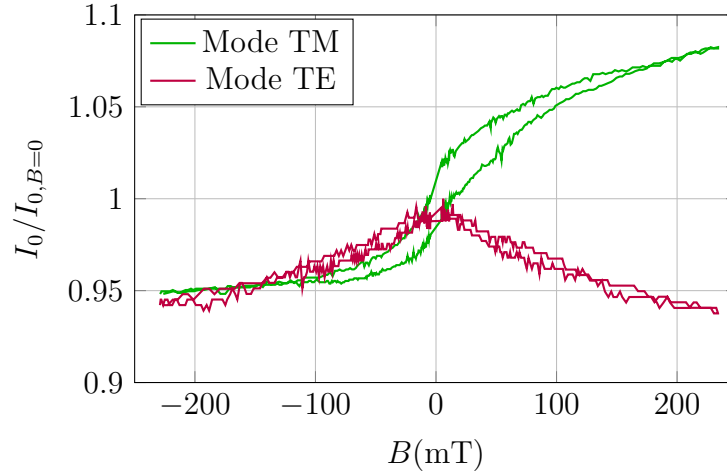


FIGURE II.19 – Variations d'intensité induites par un champ magnétique transverse.

Les résultats sont tracés sur la figure II.19. On observe dans les deux cas un effet réciproque faible, mais l'essentiel est l'apparition d'un effet non-réciproque pour le

4. D'après la théorie, c'est  $\epsilon_{xz}$ ; mais les orientations des nanoparticules étant aléatoires, on peut supposer que la dépendance de  $\epsilon_{xz}$  par rapport à  $B_y$  est la même que la dépendance de  $\epsilon_{xy}$  par rapport à  $B_z$ .

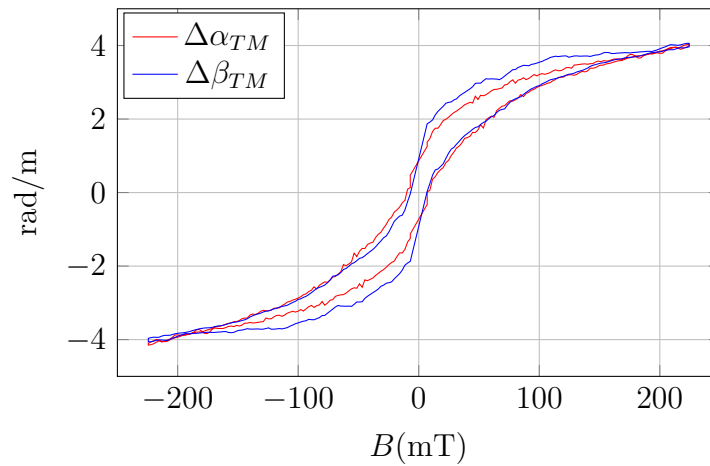
## II.2. Étude expérimentale de la propagation dans des guides magnétooptiques

mode TM uniquement. Cela correspond aux prédictions théoriques de l'équation V.41d : l'effet présente encore un cycle d'hystérésis semblable à celui de  $\epsilon''_{xy}$  (fig. II.12, courbe  $\epsilon$ ).

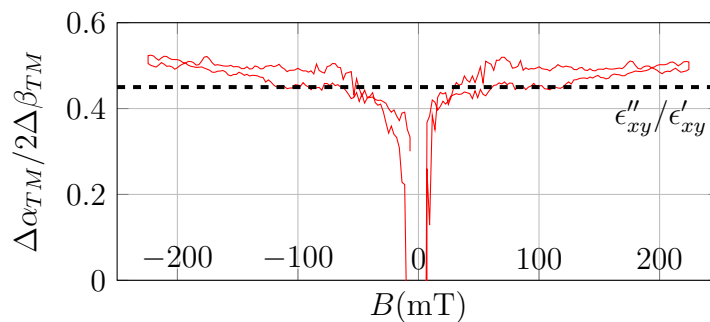
De plus, d'après la section V.3.3, la biréfringence non-réciproque  $\Delta\beta_{TM}$  et l'absorption non-réciproque  $\Delta\alpha_{TM}$  sont reliés par la relation :

$$\frac{\Delta\alpha_{TM}}{2\Delta\beta_{TM}} = \frac{\epsilon''_{xy}}{\epsilon'_{xy}} \quad (\text{II.39})$$

À partir des données des figures II.18b et II.19, on peut extraire  $\Delta\beta_{TM}$  et  $\Delta\alpha_{TM}$ . Le rapport des deux est tracé sur la figure II.20. On obtient bien une valeur constante, égale à  $\frac{\epsilon''_{xy}}{\epsilon'_{xy}} = 0.45$ .



a Biréfringence et absorption



b Rapport  $\Delta\alpha_{TM}/2\Delta\beta_{TM}$

FIGURE II.20 – Absorption et la biréfringence induites par un champ  $\vec{B}$  transverse.

### II.2.5 Conclusion

*Cette section a donc permis de démontrer l'étendue des capacités du banc de mesures pour obtenir l'ensemble des paramètres caractéristiques d'un guide magnétooptique. Tous les paramètres du guide peuvent être caractérisés, et l'adéquation avec la théorie est bonne ; de plus, plusieurs de ces paramètres peuvent être évalués de plusieurs façons, avec une bonne cohérence entre toutes les évaluations obtenues. On constate que les paramètres magnétooptiques du guide sont du même ordre de grandeur que ceux calculés à partir de la répartition du champ électrique (voir tableau II.1), mais les imprécisions quant à la carte réelle des indices ne permettent pas d'avoir mieux qu'un facteur 2 d'écart.*

*On retiendra en particulier la formule empirique II.38 qui sera utilisée afin d'obtenir une évaluation rapide du couplage magnétooptique d'un guide.*

Valeurs calculées	Valeurs mesurées
$\Delta N = 2, 3 \cdot 10^{-4}$	$\Delta N = 5, 5 \cdot 10^{-4}$
$\Delta\beta = 530^\circ/\text{cm}$	$\Delta\beta = 1280^\circ/\text{cm}$
$\psi = 56.9^\circ$	$\psi = 54.6^\circ$
$K' = 5.6^\circ/\text{cm}$	$K' = 8 - 10^\circ/\text{cm}$
$\Delta\beta_{TM} = 1.2^\circ/\text{cm}$	$\Delta\beta_{TM} = 2.3^\circ/\text{cm}$
$\Delta\alpha_{TM} = 0.08 \text{ dB}/\text{cm}$	$\Delta\alpha_{TM} = 0.17 \text{ dB}/\text{cm}$

TABLE II.1 – Comparaison des caractéristiques simulées et mesurées pour le guide de référence ; les coefficients magnétooptiques sont donnés à saturation de l'aimantation.

*La limite de cette analyse vient du caractère inhomogène de l'échantillon. Pour en tenir compte, nous avons arbitrairement considéré que l'échantillon n'avait de couplage magnétooptique que dans sa partie centrale ; en réalité, les transitions sont plus compliquées, et un modèle plus fin est nécessaire pour analyser ces résultats jusqu'au bout.*

## II.3 Modélisation numérique d'un guide magnétooptique à enterrage sélectif

### II.3.1 Modélisation du comportement magnétique des nanoparticules bloquées dans le sol-gel

Le ferrofluide à partir duquel on dope le sol-gel est constitué de nanoparticules magnétiques de tailles variables. Une étude statistique a permis de mettre en évidence une répartition des diamètres des nanoparticules d'un ferrofluide donné suivant une loi log-normale :

$$\mathcal{P}(d) = \frac{1}{d\sigma\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{(\ln d - \ln d_0)^2}{2\sigma^2}} \quad (\text{II.40})$$

où  $d_0$  représente le diamètre typique et  $\sigma$  détermine l'écart-type de la distribution. Pour déterminer les paramètres, une solution consiste à étaler le ferrofluide sur une plaque, à l'observer au microscope électronique, et à effectuer un décompte statistique des diamètres. Cette démarche est représentée sur la figure II.21, avec la loi passant le mieux possible par l'histogramme de comptage.

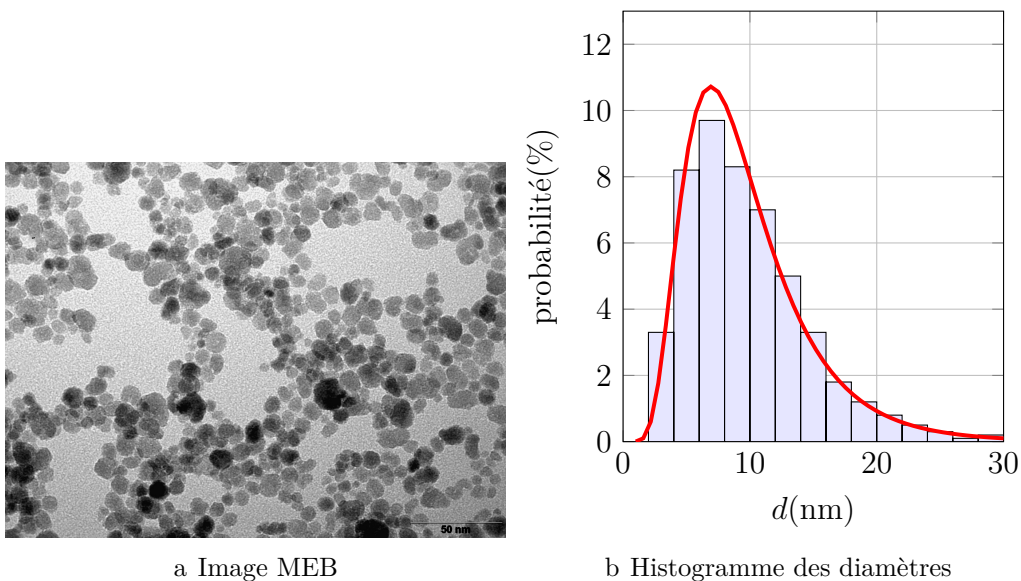


FIGURE II.21 – Étude statistique des diamètres d'une suspension classique de nanoparticules de ferrite de cobalt ; la courbe rouge correspond à une répartition log-normale avec  $d_0 = 8.7$  nm et  $\sigma = 0.48$  nm.

L'aimantation de chaque nanoparticule est alors modélisée par un modèle de Stoner–Wohlfarth : chacune est considérée comme monodomaine, ce qui est vrai pour des tailles inférieures à 20 nm. On suppose également que, lors de la prise du sol-gel, leurs axes de facile aimantation ont été distribués aléatoirement<sup>5</sup> selon une loi constante. La figure II.22a indique alors les paramètres du modèle : le champ magnétique est suivant l'axe  $z$  :  $\vec{B} = B\vec{e}_z$ . La nanoparticule possède un axe de facile aimantation<sup>6</sup> incliné d'un angle  $\theta$  par rapport à  $z$ . L'aimantation de la nanoparticule a une norme constante  $M_0$  (puisque la particule est monodomaine) et fait un angle  $\phi$  avec l'axe  $z$ . L'énergie potentielle de la nanoparticule est modélisée par la formule globale :

$$E_p = -K \sin^2(\phi - \theta) - M_0 B \cos \phi \quad (\text{II.41})$$

où  $-M_0 B \cos \phi$  est l'énergie potentielle dipolaire et  $-K \sin^2(\phi - \theta)$  est l'énergie d'anisotropie, qui est minimale lorsque  $\phi = \theta[\pi]$  et maximale lorsque  $\phi = \theta + \frac{\pi}{2}[\pi]$  ; le coefficient  $K$  est une constante caractéristique du matériau.

La minimisation de l'énergie potentielle indique que l'aimantation va choisir un angle  $\phi$  vérifiant l'équation  $\frac{\partial E_p}{\partial \phi} = 0$ , ce qui donne après quelques simplifications :

$$\frac{1}{2} \sin(2(\phi - \theta)) + \frac{B}{B_c} \cos \phi = 0 \quad \text{avec } B_c = \frac{2K}{M_0} \quad (\text{II.42})$$

où  $B_c$  représente le champ coercitif lorsque  $\theta = 0$  (champ magnétique suivant l'axe de facile aimantation). Il est alors possible de calculer, pour un angle  $\phi$  fixé, le champ magnétique  $B$ , ainsi que l'aimantation  $M = \pm M_0 \cos \phi$ . En analysant la stabilité de la position d'équilibre (par le signe de la dérivée seconde  $\frac{\partial^2 E_p}{\partial \phi^2}$ ), on obtient finalement les courbes d'hystérésis de la figure II.22b :

- pour un champ aligné avec l'axe de facile aimantation, on obtient un cycle carré de champ coercitif  $B_c$  ;
- si l'axe de facile aimantation s'incline, le cycle s'arrondit et le champ coercitif diminue ;
- pour un champ quasiment orthogonal à l'axe de facile aimantation, l'hystérésis devient quasi-inexistant.

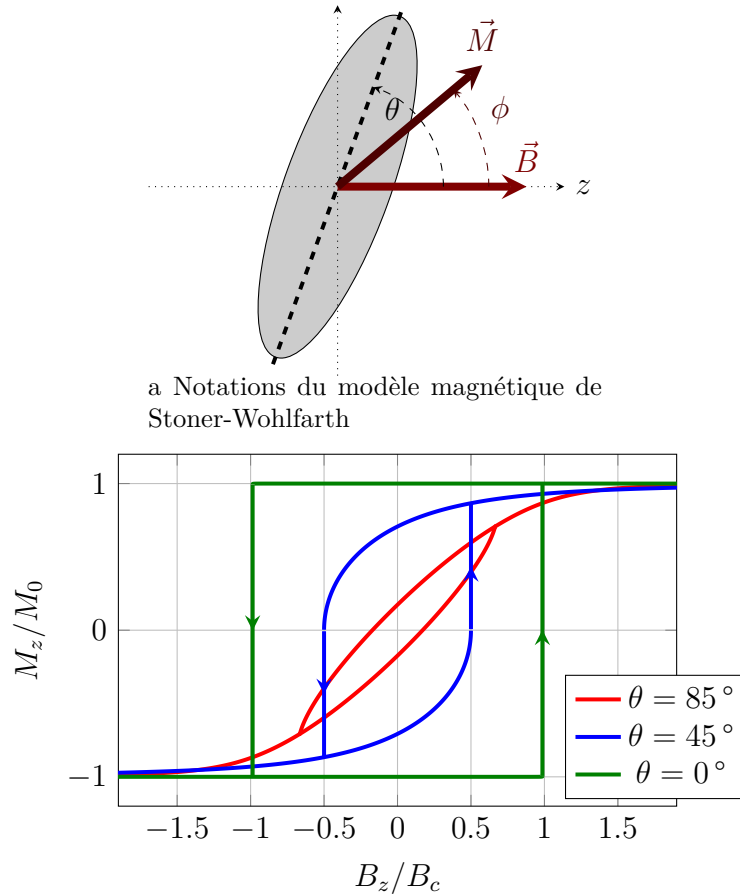
Si on prend maintenant une assemblée de particules toutes identiques, mais ayant des axes de facile aimantation répartis aléatoirement de façon isotrope, une simulation numérique permet d'obtenir la courbe de la figure II.23.

Le modèle peut alors servir pour modéliser une assemblée de nanoparticules de taille répartie selon une loi statistique ; les particules auront alors des comportements variables. En effet, pour toute particule, il existe un minimum absolu

---

5. On peut aussi étudier des échantillons fabriqués sous champ magnétique, dans ce cas les axes sont tous majoritairement alignés.

6. D'origine essentiellement cristalline ici, les particules étant de forme faiblement anisotrope.



b Courbes d'hystérésis obtenues pour différents angles  $\theta$  entre le champ magnétique et l'axe de facile aimantation

FIGURE II.22 – Illustration du modèle de Stoner-Wohlfarth sur une nanoparticule mono-domaine

d'énergie potentielle, aligné plutôt dans la direction du champ magnétique, et un autre minimum local orienté plutôt dans le sens opposé. Entre ces deux positions se trouve une barrière d'énergie potentielle, due essentiellement à l'énergie d'anisotropie. Pour de petites nanoparticules, cette barrière devient inférieure à l'agitation thermique, et l'aimantation bascule de façon aléatoire entre les deux positions : la particule n'est plus ferromagnétique, mais superparamagnétique. Elle n'a plus d'aimantation rémanente, mais plutôt une courbe d'aimantation qui est modélisée par une fonction de Langevin. Les particules plus grosses sont ferromagnétiques, selon le modèle de Stoner-Wohlfarth proposé ; on fera dépendre leurs propriétés en fonction de leur volume  $V$  par les suppositions suivantes :

- l'aimantation  $M_0$  d'une nanoparticule est proportionnelle à son volume tant



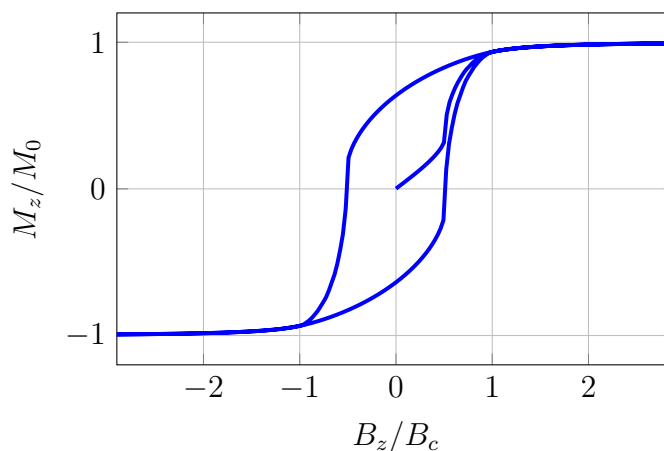


FIGURE II.23 – Simulations de courbes d'aimantations d'un ensemble de nanoparticules identiques ayant leurs axes de facile aimantation répartis aléatoirement, selon le modèle de Stoner-Wohlfarth.

qu'elle est mono-domaine

- le champ coercitif a une variation plus complexe, de la forme :

$$B_c = B_m \left[ 1 - \sqrt{\frac{V_{sp}}{V}} \right] \quad (\text{II.43})$$

d'après CHOUËIKANI et al., 2009, où  $B_m$  est le champ coercitif du matériau massif, et  $V_{sp}$  le volume limite de superparamagnétisme.

Sur la figure II.24, on voit les données expérimentales  $\gamma(B)$  à travers une couche mince. On propose donc la modélisation suivante de cet échantillon :

- on répartit les nanoparticules avec des diamètres et des orientations aléatoires
- on choisit une taille limite  $d_{sp}$  : les particules de diamètre inférieur seront superparamagnétiques, celles de diamètre supérieur seront ferromagnétiques
- on choisit les paramètres magnétiques des nanoparticules : aimantation et champ coercitif des particules.
- on modélise un cycle d'aimantation, et on ajuste les paramètres pour correspondre au mieux à la courbe expérimentale.

La courbe obtenue est tracée sur la figure II.24 : l'accord avec l'expérience est suffisant pour les simulations ultérieures ; néanmoins, de nombreux choix de paramètres donnent des courbes d'aimantation à peu près semblable, donc ce genre de modélisation ne permet pas de remonter à une évaluation des paramètres exacts des nanoparticules.

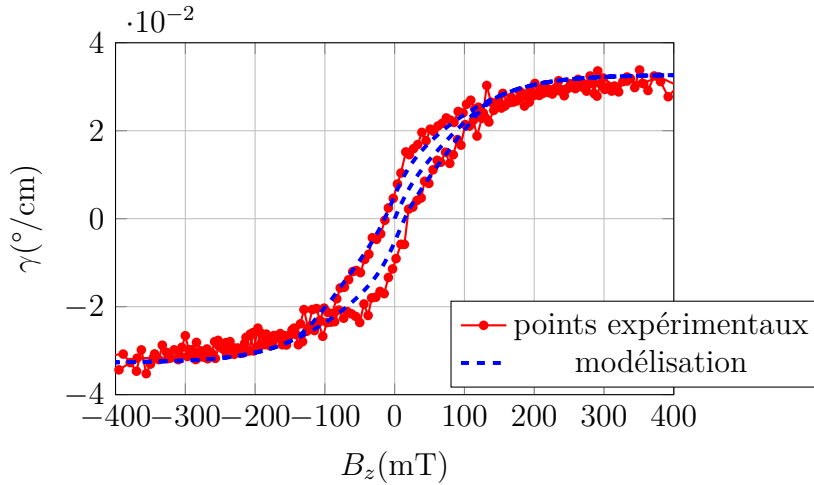


FIGURE II.24 – Simulations de courbes d'aimantations d'un ensemble de nanoparticules de diamètre réparti selon une loi log-normale, simulant la couche magnétique de l'échantillon de référence 2013-10-15-StE2, selon le modèle de Stoner-Wohlfarth.

### II.3.2 Modélisation de l'aimant

Les aimants utilisés sont des aimants au néodyme-fer-bore parallélépipédiques. L'aimant le plus utilisé pour sonder localement un guide a pour largeur et pour hauteur 5 mm et pour épaisseur (dans le sens de l'aimantation) 0.5 mm. On le modélisera par un parallélépipède ayant une aimantation volumique  $\vec{M}_a$  homogène ; le champ magnétique créé en tout point peut alors être calculé par triple intégration du champ créé par des dipôles  $\vec{M}_a \cdot d^3V$ . Pour déterminer la valeur de  $\|\vec{M}_a\|$  et vérifier la pertinence du modèle, on mesure le champ longitudinal sous l'aimant en fonction de la distance (figure II.25). Un ajustement des mesures expérimentales par la courbe calculée numériquement (figure II.25b) permet de déterminer

$$\mu_0 \|\vec{M}_a\| = 680 \text{ mT}$$

Une fois cette valeur déterminée, on peut calculer le champ magnétique longitudinal créé par l'aimant en tout point de l'espace. Dans l'application de balayage horizontal qui nous intéresse, l'échantillon est posé horizontalement à une distance  $d$  en-dessous du bas de l'aimant (figure II.26a). On peut alors tracer l'évolution du champ magnétique  $B_z$  sous l'aimant en fonction du déplacement suivant la coordonnée  $z$  ; les courbes pour différentes valeurs de la distance  $d$  sont représentées sur la figure II.26b. On constate bien évidemment que l'intensité du champ sous l'aimant augmente fortement pour de faibles valeurs de  $d$  ; mais l'intensité des deux

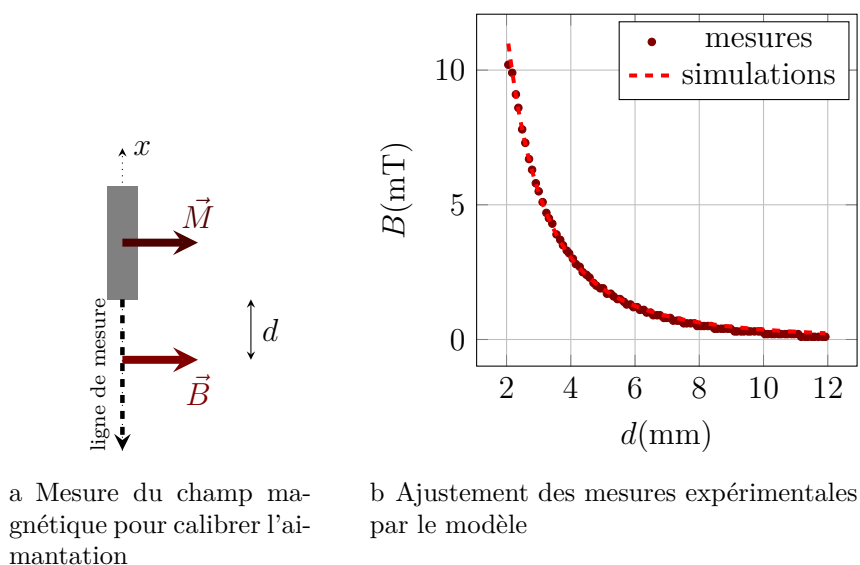


FIGURE II.25 – Calibration de l'aimantation de l'aimant utilisé.

lobes latéraux présentant une inversion du sens de  $B_z$ <sup>7</sup> augmente aussi. Cela jouera un rôle important sur l'état de magnétisation de l'échantillon après le passage de l'aimant.

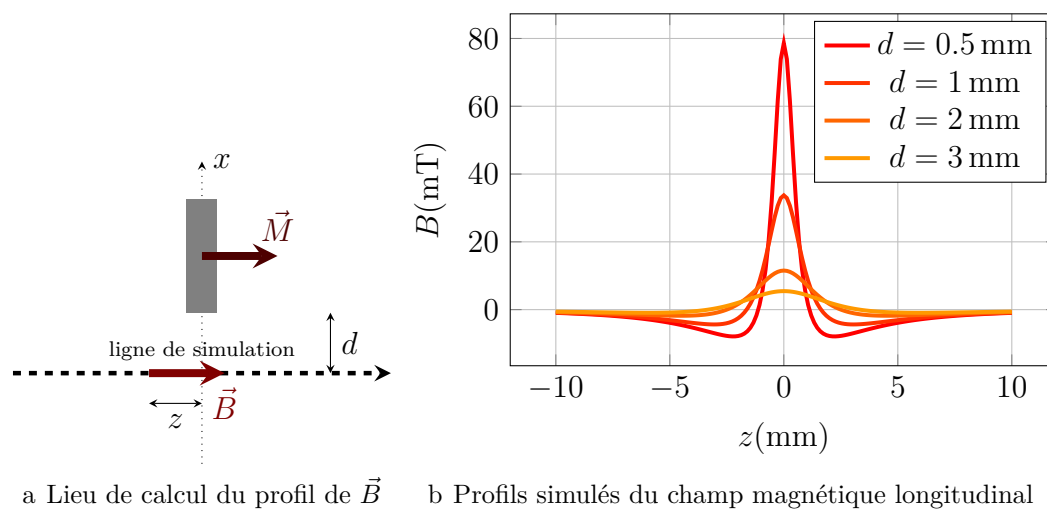


FIGURE II.26 – Profil du champ magnétique longitudinal sous l'aimant, à différentes distances.

7. Ces lobes de signe opposé existent toujours, car le théorème d'Ampère permet de montrer que  $\int_{-\infty}^{+\infty} B_z(z)dz = 0$ .

### II.3.3 Modélisation du balayage horizontal

La modélisation de la propagation de la lumière dans un guide magnétooptique non homogène s'effectue selon un découpage par éléments infinitésimaux. La méthode suit les étapes suivantes :

1. La couche magnétooptique est découpée en  $N_{\text{mmo}}$  cellules ; chacune est modélisée selon un modèle de SW. L'aimantation selon  $z$  de ces cellules est choisie soit aléatoirement (conditions initiales avec échantillon désaimanté), soit toutes dans le mêmes sens (conditions initiales avec échantillon déjà aimanté).
2. À partir des dimensions de l'aimant choisi, et d'une estimation de la hauteur de l'aimant au-dessus de l'échantillon, le profil  $B(\mathbf{z})$  du champ magnétique longitudinal dans la couche magnétooptique, en fonction de la distance à l'aimant, est calculé (cf. paragraphe II.3.2).
3. Une position  $z_{\text{aimant}}$  est choisie pour déterminer la position de l'aimant. Le champ magnétique au point  $z$  est alors donné par  $B(\mathbf{z}-z_{\text{aimant}})$  ; à partir de ce champ, les nouvelles valeurs de l'aimantation de chaque cellule de la couche magnétooptique sont calculées, toujours selon le même modèle du paragraphe II.3.1.
4. Le coefficient de couplage magnétooptique  $K(z)$  pour chaque valeur de  $z$  peut alors être calculé, comme le produit de l'aimantation  $M(\mathbf{z})$  par un coefficient de couplage maximum  $\frac{K_{\text{max}}}{M_{\text{max}}}$  par un coefficient de couplage local  $C(\mathbf{z})$  décrivant l'intensité du couplage entre le guide et la couche magnétooptique ; ce coefficient  $C(\mathbf{z})$  sera précisé plus loin.
5. De la même manière, il faut choisir un modèle pour la biréfringence du guide. L'absorption, qui a lieu dans la couche magnétooptique, est plus forte lorsque le guide est en surface. La biréfringence est elle aussi plus forte lorsque le guide est en surface, à cause de la géométrie plus dissymétrique de la répartition d'indices. Le profil choisi pour la biréfringence  $\Delta N(\mathbf{z})$  sera précisé plus loin.
6. Tous les paramètres sont alors réunis pour résoudre numériquement les équations de propagation. Pour simplifier, seuls les coefficients  $K'$  et  $\Xi''$  sont pris non nuls, avec  $\frac{\Xi''}{K'} = \frac{\epsilon''_{xy}}{\epsilon'_{xy}} = R_{Dc}$  fixé à sa valeur en couche mince. Par conséquent, on aura  $K_{EM}(z) = K(z) [1 + i.R_{Dc}]$  et  $K_{ME}(z) = K(z) [1 - i.R_{Dc}]$ .  
On crée deux variables **ATE** et **ATM** représentant les amplitudes  $\tilde{A}_E$  et  $\tilde{A}_M$ . Leurs valeurs initiales sont choisies en fonction de l'état de la lumière qu'on veut injecter (TE, TM, ...).

Les équations de propagation de ATE et ATM :

$$\begin{cases} \frac{d\text{ATE}}{dz} = -i \frac{\pi \Delta N(z)}{\lambda} \cdot \text{ATE} - \frac{\ln(\tan \psi)}{2} \mathbf{C}(z) \cdot \text{ATE} + K(1 - iR_{\text{DC}}) \mathbf{M}(z) \mathbf{C}(z) \cdot \text{ATM} \\ \frac{d\text{ATM}}{dz} = i \frac{\pi \Delta N(z)}{\lambda} \cdot \text{ATM} + \frac{\ln(\tan \psi)}{2} \mathbf{C}(z) \cdot \text{ATM} - K(1 - iR_{\text{DC}}) \mathbf{M}(z) \mathbf{C}(z) \cdot \text{ATE} \end{cases} \quad (\text{II.44})$$

sont alors résolues par un modèle numérique de type Runge-Kutta d'ordre 4 (cf. GARCÍA, 2000). Les valeurs des différents paramètres qui interviennent ( $\Delta N$ ,  $\psi$ ,  $\mathbf{C}(z)$ ,  $K$ ,  $R_{\text{DC}}$ , ...) sont fixées à partir des autres mesures effectuées sur le guide, puis affinées pour correspondre le mieux possible aux courbes expérimentales. Une méthode d'optimisation automatique n'est pas envisageable à cause du très grand nombre de paramètres et de la dépendance compliquée envers chacun d'eux.

7. À partir des valeurs de ATE et ATM à la fin de la propagation, on détermine l'état polarimétrique ( $\gamma$ ,  $\varepsilon$ ) de la lumière en sortie du guide.
8. En faisant varier `zaimant` pas à pas et en reprenant au point 3, on simule le balayage de l'aimant au-dessus de l'échantillon, et on peut alors tracer les courbes de balayage en azimuth et en ellipticité.

L'ensemble de ces calculs a été implémenté sous Python à l'aide de la librairie Scipy ; le temps d'exécution est de quelques minutes pour une simulation avec 500 positions de l'aimant.

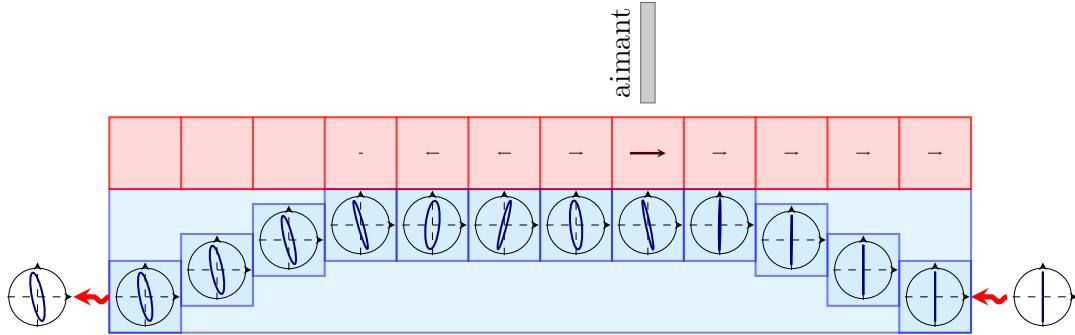


FIGURE II.27 – Modélisation par éléments finis d'un guide magnétooptique.

### II.3.4 Détermination des paramètres de la modélisation

Les paramètres d'aimantation des domaines magnétiques ont été déterminés au paragraphe II.3.1 ; le champ magnétique créé par l'aimant a été modélisé au paragraphe II.3.2. À l'aide de ces deux modèles, on peut facilement simuler l'aimantation au fur et à mesure du passage de l'aimant. Le graphique II.28 montre

l'évolution de l'aimantation d'une cellule contenant 5000 nanoparticules en fonction de la position de l'aimant. On constate en particulier que, si la couche n'est pas aimantée en avant de l'aimant, elle garde une aimantation rémanente derrière celui-ci. Si on réalise un nouveau passage, les conditions initiales seront donc une couche magnétique déjà partiellement aimantée. Cela est important à prendre en compte. Les simulations seront faites, sauf mention contraire, sur une couche aimantée avec son aimantation rémanente après un premier passage de l'aimant, car on effectue le plus souvent plusieurs passages d'affilée pour obtenir une courbe.

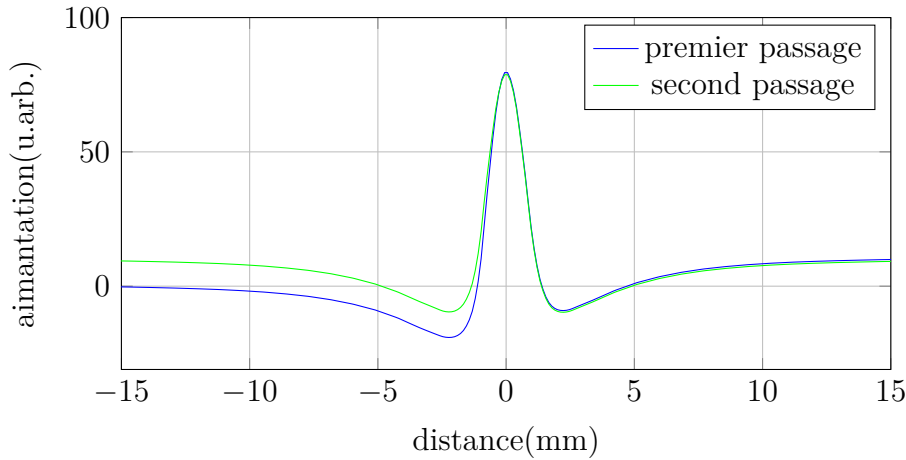


FIGURE II.28 – Évolution de l'aimantation d'une cellule de la couche magnétooptique lors du balayage de l'aimant. On constate une aimantation rémanente après le premier passage de l'aimant.

Le couplage magnétique dépend de la profondeur d'enterrage du guide, elle dépend donc de  $z$ . Pour le déterminer, on peut, à partir d'une courbe expérimentale déjà obtenue avec une entrée en TM, tracer la quantité totale de mode TE en sortie du guide. Néanmoins, les essais qui ont été faits n'ont pas été concluants. Pour ce qui est de la biréfringence, les mesures obtenues par balayage permettent de déduire la phase totale accumulée entre le point de conversion et la fin de l'échantillon. Un exemple est tracé sur la figure II.29. On constate trois zones de pentes différentes, avec des transitions très brusques, de largeur inférieure au mm. On en déduit que la biréfringence  $\Delta N(z)$  peut être modélisée par une fonction rectangulaire, avec une valeur forte pour la zone en surface et quasi-nulle sur la zone enterrée. Pour des raisons de stabilité numérique du modèle, on choisira cependant plutôt une fonction continue avec une transition sur une distance de l'ordre du millimètre.

Faute de plus d'informations, on choisira le même type de fonction de couplage magnétique  $C(z)$ .

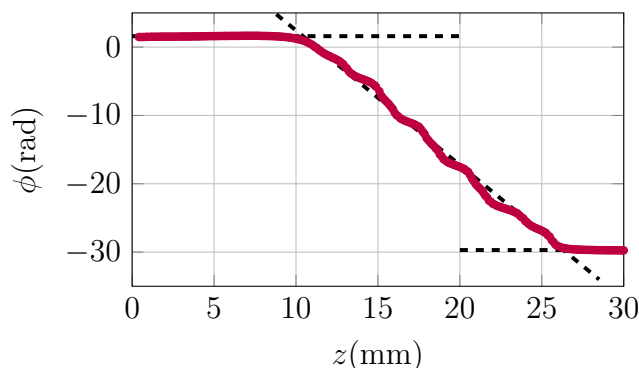


FIGURE II.29 – Phase accumulée après la conversion de mode, en fonction de la position de l’aimant. Les droites asymptotiques sont tracées en pointillé.

### II.3.5 Résultats obtenus sur le guide de référence

La figure II.30 montre une première simulation sur les courbes obtenues précédemment sur le guide de référence de la section II.2. La bonne détermination faite auparavant des paramètres du guide permet d’obtenir directement de courbes ayant un très bon accord avec l’expérience (figure II.30). Néanmoins, l’obtention du profil exact sur les zones de transition reste très difficile. En effet, ces simulations sont très sensibles à de nombreux paramètres dont :

- la distance échantillon-aimant, qui est inférieure au millimètre, mais pas déterminée exactement. À cette distance, un tout petit changement entraîne une grande variation du champ magnétique vu par la couche. De plus, le parallélisme entre le guide et le déplacement de l’aimant n’est pas garanti au dixième de millimètre près.
- la transition sur les bords, qui peut donner lieu à des résonances très imprévisibles dues aux lobes négatifs du champ magnétique dont la taille correspond plus ou moins avec la période des battements.

La biréfringence est déterminée avec une bonne précision, et sa valeur ( $\Delta\beta = 1260^\circ/cm$ ) est en très bon accord avec les évaluations précédentes du II.2.3. La longueur d’interaction est trouvée égale à  $L = 13$  mm, ce qui est là encore cohérent avec les détermination précédente, soit 5 mm de moins que la largeur du scotch. Par contre, la détermination de  $K'$  reste peu précise, car elle dépend beaucoup de la hauteur exacte de l’aimant au-dessus de l’échantillon (paramètre connu avec une incertitude de plus de 20 %), comme l’illustre la figure II.31, sur laquelle les trois modèles sont quasiment indiscernables dans la zone centrale, et changent sur les bords. Sur l’exemple de la figure II.31, la courbe avec  $K' = 7.5^\circ/cm$  semble meilleure autour de  $z = 5$  mm, tandis que la courbe avec  $K' = 15^\circ/cm$  est meilleure autour de  $z = -7$  mm. La courbe choisie est un compromis des deux, mais aucune

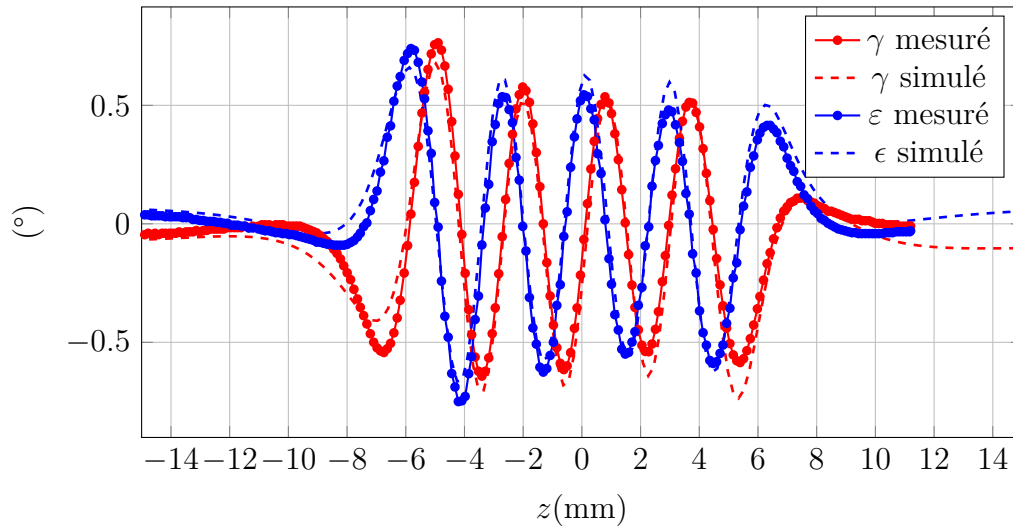


FIGURE II.30 – Modélisation numérique des battements observés sur le guide de référence. Valeurs des principaux paramètres :  $\Delta N = 5,43 \cdot 10^{-4}$  ;  $L = 13$  mm ;  $K' = 10^\circ/\text{cm}$  ;  $R_{Dc} = 0.45$  ;  $\psi = 54^\circ$ .

n'est vraiment satisfaisante, laissant une grande incertitude sur la valeur de  $K'$ .

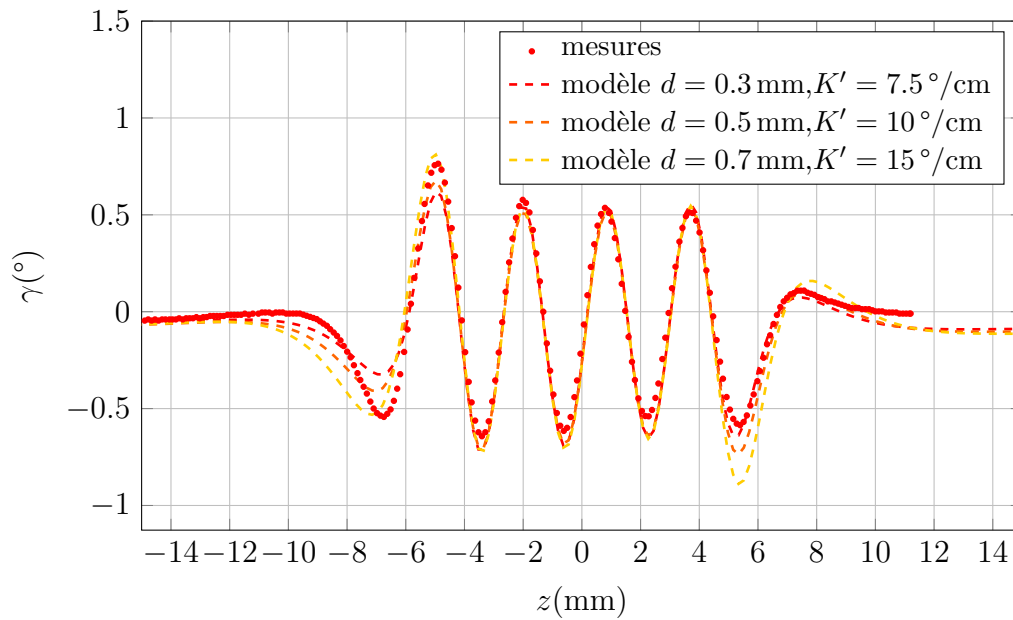


FIGURE II.31 – Modélisation de l'évolution de  $\gamma$  lors d'un balayage du guide de référence, pour trois paires de valeur de la distance  $d$  entre l'aimant et l'échantillon, et du couplage maximal  $K'$ .



Enfin, la figure II.32 présente la comparaison des résultats obtenus si on néglige les dichroïsmes linéaire ou circulaire. On constate que ces deux termes ne sont pas totalement négligeables. Ils ne perturbent pas la mesure de la biréfringence. Le dichroïsme linéaire donne lieu à des amplitudes différentes d'environ 20 % à la fin du balayage, tandis que le dichroïsme circulaire modifie surtout le comportement sur les zones de transition.

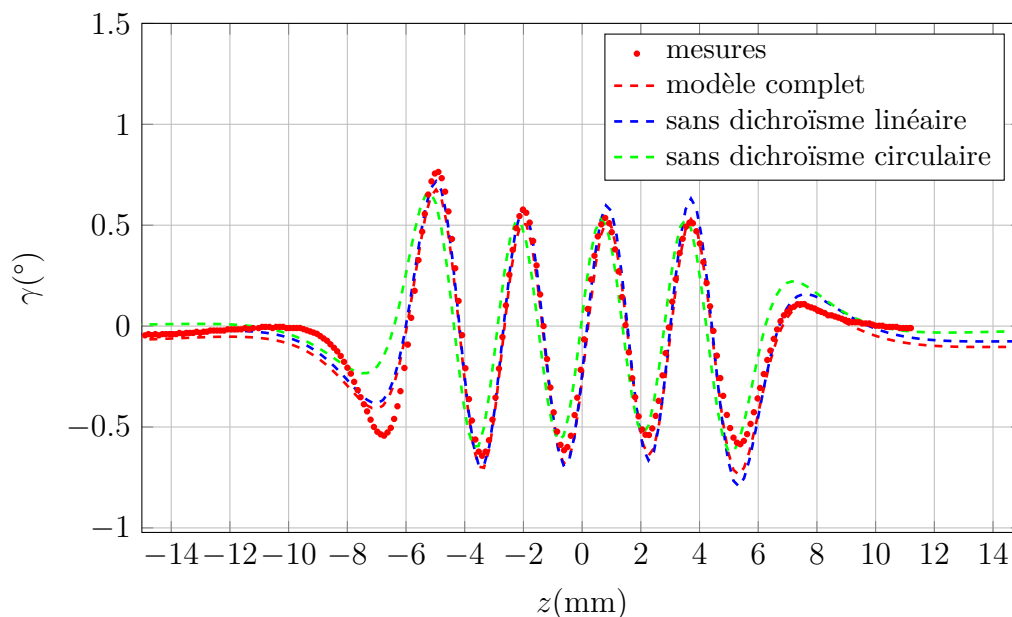


FIGURE II.32 – Modélisation de l'évolution de  $\gamma$  lors d'un balayage du guide de référence, en tenant compte ou non des dichroïsmes.

### II.3.6 Résultats obtenus sur un guide peu biréfringent

Il se trouve que l'échantillon 2013-10-15-StE2 est un échantillon très biréfringent, à cause de la composition de sa couche magnétooptique. Sur la plupart des échantillons, la couche magnétooptique a pour composition 10:3:3 au lieu de 10:7:7, et cela donne des biréfringences maximales de l'ordre de  $\Delta N \lesssim 1,5 \cdot 10^{-4}$  à 1550 nm, soit une période de battements  $l_{bat}^{\infty} \gtrsim 10$  mm. C'est aussi la longueur typique de la zone non enterrée de ces échantillons. Par conséquent, on a de la peine à voir un battement entier (à cause des effets de bord) et la détermination précise des paramètres de l'échantillon est difficile. C'est là que le modèle numérique développé est important. Par tâtonnements, on arrive à approcher la courbe expérimentale avec une bonne précision, et à déterminer les paramètres du guide.

Par exemple, la courbe II.33 montre le cas d'un guide de l'échantillon 2013-10-15-StE3. La modélisation rend bien compte de l'allure générale de la courbe, mais là encore, les hauteurs des pics sont mal rendues.

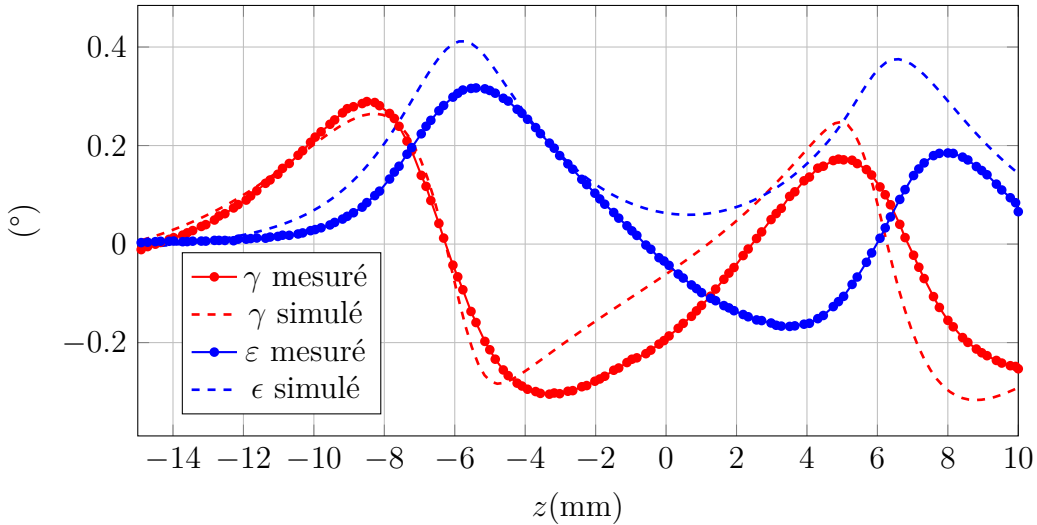


FIGURE II.33 – Modélisation numérique des battements observés sur un guide de l'échantillon 2012-11-07-b. Valeurs des principaux paramètres :  $\Delta N = 6,5 \cdot 10^{-5}$  ;  $L = 14 \text{ mm}$  ;  $K' = 6^\circ/\text{cm}$  ;  $R_{Dc} = 0.45$  ;  $\psi = 47^\circ$ .

L'ajustement des paramètres est toujours compliqué, mais il est possible d'obtenir une évaluation approchée de la biréfringence. La figure II.33 est proposée avec  $\Delta\beta = 150^\circ/\text{cm}$  soit  $\Delta N = 6,5 \cdot 10^{-5}$ . Cette détermination souffre cependant d'une grande incertitude. La figure II.34, qui propose trois simulations avec des valeurs très différentes de  $\Delta\beta$ , permet de voir qu'avec 30% de variation de la biréfringence, on commence à voir des déformations de la courbe qui indiquent clairement que les valeurs ne sont plus bonnes. Après avoir étudié de nombreuses courbes, on peut affirmer que la valeur de  $\Delta\beta$  est ici connue à environ  $25^\circ/\text{cm}$ , soit 17% d'erreur. C'est plutôt grand, mais les renseignements ainsi obtenus seront quand même utiles dans la suite.

On peut noter que, pour un tel guide, il faudrait un couplage  $K' = 75^\circ/\text{cm}$  pour obtenir 50% de rendement de conversion ; ici, le dopage de la couche est faible, et la simulation estime  $K'$  aux alentours de  $K' = 6^\circ/\text{cm}$ , avec une forte incertitude.

Il existe une autre méthode pour évaluer le désaccord de phase. La calibration nous a donné une évaluation du déphasage total  $\Delta$  accumulé entre les modes TE et TM ; on a trouvé  $\Delta = 220^\circ$ . Comme il y a moins d'un battement sur les courbes de la figure II.33 (il y a toujours deux pics dus aux effets de bords, à retirer), cela signifie que  $\Delta$  vaut bien  $220^\circ$ , sans avoir à ajouter  $360^\circ$ . La taille du scotch était

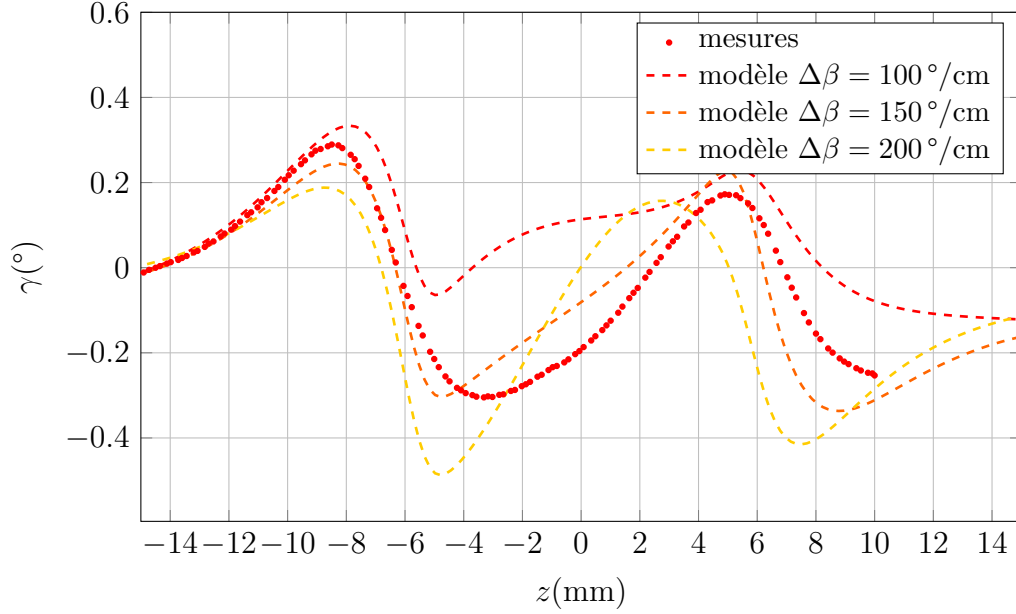


FIGURE II.34 – Modélisation de l'évolution de  $\gamma$  lors d'un balayage d'un guide peu biréfringent, pour trois valeurs du désaccord de phase  $\Delta\beta$ .

de 17 mm ; ici on trouve  $L = 14$  mm pour la longueur d'interaction. Le quotient des deux donne :

$$\frac{\Delta}{L} = \frac{220}{1,4} = 157^\circ/\text{cm}$$

ce qui est cohérent avec l'évaluation  $\Delta\beta = 150^\circ/\text{cm}$  de la simulation. On voit donc que, pour les guides peu biréfringents, on peut évaluer le désaccord de phase et la biréfringence à partir de la calibration, à condition de connaître la longueur exacte d'interaction : elle était de 5 mm inférieure à la taille du scotch pour le guide de référence, elle est de 3 mm inférieure ici. Une étude plus complète sur d'autres échantillons serait intéressante pour mieux comprendre ce paramètre.

Enfin, on pourrait penser à évaluer  $\Delta\beta$  à partir d'une courbe semblable à celle de la figure II.29, en mesurant la pente  $\frac{d\phi}{dz}$  dans la partie centrale. Néanmoins, cette courbe ne peut être tracée que si les zéros de  $\gamma$  et  $\varepsilon$  ont été très bien réglés dans l'expérience. Pour cela, il faut avoir pris le temps de désaimanter l'échantillon, puis de bien chercher les axes des modes TE et TM. Sur ce guide, cela n'a pas été fait, et la courbe de phase présente du coup de fortes oscillations qui, combinées au fait que la pente est faible, ne permettent pas de réaliser la mesure.

*Le modèle numérique développé nous a donc permis de reproduire des courbes semblables à celles mesurées sur les échantillons étudiés ; à l'heure actuelle, le grand nombre de paramètres à régler rend difficile la détermination exacte des*

*caractéristiques de l'échantillon, ce qui est un peu décevant au vu de la grande quantité de détails intégrés au modèle. Il reste que ce modèle est le seul qui permette de mesurer des biréfringences pour des guides pour lesquels  $\Delta N < 10^{-4}$ , ce qui est important, car seuls ces guides permettront à l'avenir de réaliser des rotateurs non-réciproques à  $45^\circ$ .*

## II.4 Conclusion

Les mesures effectuées sur les échantillons, en particulier les balayages horizontaux, nous ont permis de comprendre le fonctionnement du couplage magnétooptique dans les guides dopés. Nous avons pu comparer les résultats avec la théorie grâce à différentes simulations. L'accord général est bon, validant à la fois les hypothèses du modèle théorique, et les approximations couramment faites pour décrire ces guides.

Cet accord nous permet de mieux cerner les exigences à mettre en œuvre pour réaliser le rotateur non-réciproque à  $45^\circ$  nécessaire pour un isolateur à conversion de mode ; il permet aussi d'explorer et de comparer cette voie avec les autres, comme le Mach-Zehnder à déphasage non-réciproque. Nous allons donc pouvoir, dans la partie suivante, étudier plus généralement les caractéristiques d'un ensemble de guides magnétooptiques, afin de trouver les paramètres idéaux pour leur conception.



Le chapitre précédent nous a permis de mettre en évidence les moyens par lesquels nous pouvons étudier les guides magnétooptiques :

- étude théorique à l'aide de la sphère de Poincaré
- étude expérimentale à l'aide du banc de mesures ellipsométriques

Par le croisement des résultats expérimentaux avec la théorie dans des modèles numériques, nous avons pu remonter aux caractéristiques optiques et magnétooptiques des guides. Nous allons donc maintenant utiliser ces outils pour étudier les caractéristiques des guides en fonction des paramètres de fabrication.

Après avoir brièvement rappelé les étapes de fabrication des guides et les paramètres réglables, nous nous pencherons sur l'influence de la largeur des guides sur les caractéristiques magnétooptiques, puis nous considérerons les effets de différents sol-gels dopés.

## III.1 Rappels sur la fabrication des guides magnétooptiques

### III.1.1 Fabrication de guides optiques

Les guides sont fabriqués par échange ionique entre un verre et un bain de nitrate d'argent (figure III.1). À travers des fentes dans un masque, les ions  $Ag^+$  diffusent dans le verre et remplacent les ions  $Na^+$ . La zone chargée en ions argent possède alors un indice optique plus élevé, ce qui crée un guide qui conduit la lumière. Pour plus de détails, voir BROQUIN, 2001 et BROQUIN, 2007.

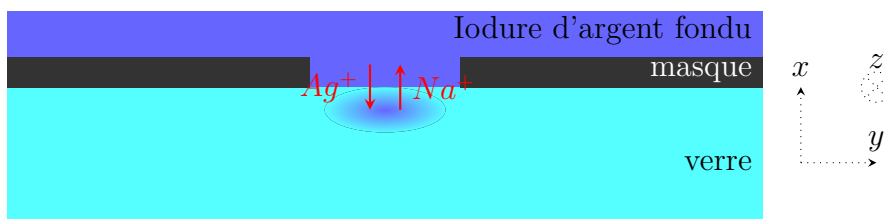


FIGURE III.1 – Réalisation d'un guide optique sur verre par échange d'ions.

Les paramètres de cette étape sont bien maîtrisés par le laboratoire IMEP-LAHC qui fabrique les échantillons. Un échange de 4 min avec un bain à 330 °C

permet d'obtenir des résultats optimaux pour guider la lumière à 1550 nm, longueur d'onde à laquelle toutes nos études sont faites. Les masques au travers desquels se fait l'échange d'ion contiennent différentes fentes de largeurs variées, ce qui permet d'avoir, sur une même plaquette, plusieurs dizaines de guides de tailles différentes mais tous fabriqués dans les mêmes conditions.

Les guides obtenus conduisent la lumière très près de la surface du verre; les modes guidés pénètrent dans l'air. On va ensuite recouvrir les guides d'une couche magnétooptique, avec laquelle les modes vont interagir. Si on veut choisir la longueur de guide qui va être en interaction avec la couche magnétooptique, il faudra ne déposer le sol-gel que sur une longueur bien précise (figure III.2). Mais dans ce cas, les interfaces entre les zones avec et sans couche magnétooptique vont donner lieu à des réflexions multiples, avec possibilité d'effets interférentiels complexes, qui vont perturber le bon fonctionnement du guide.

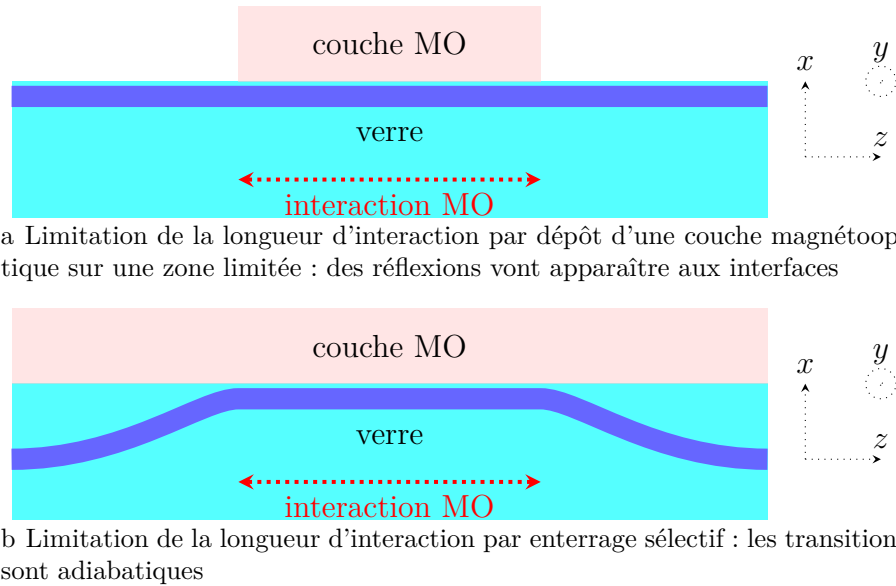


FIGURE III.2 – Limitation de la longueur d'interaction magnétooptique des guides.

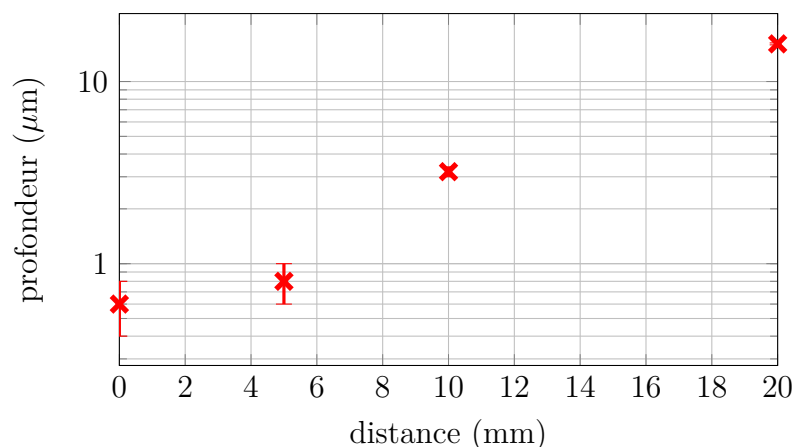
Pour éviter cela et privilégier des transitions adiabatiques, sans réflexions aux interfaces et avec continuité de la propagation dans le même mode, on va plutôt chercher à voir des transitions douces. Cela va se faire en éloignant progressivement le guide de la surface, ce qui diminue l'interaction avec la couche magnétooptique. En vue de cela, on termine donc l'étape de fabrication du guide par un enterrage sélectif, en réchauffant l'échantillon au contact d'un bain de sodium fondu et en le soumettant à un champ électrique qui fait migrer les ions. Une zone au centre est protégée du champ électrique par un scotch et ne migre pas, tandis que les bords s'enterrent de quelques dizaines de microns. Les effets de bords sur le scotch

### III.1. Rappels sur la fabrication des guides magnétooptiques

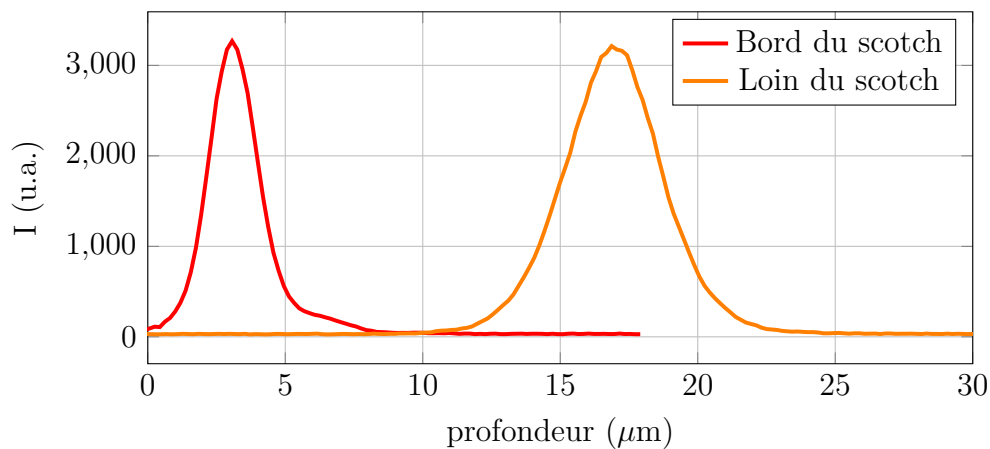
---

vont faire en sorte que la transition soit progressive, et garantir une transition adiabatique même une fois recouvert de la couche magnétooptique.

Pour vérifier l'enterrage, des coupes ont été effectuées par Élodie Jordan de l'IMEP-LAHC, sur un échantillon témoin : un guide de  $2\mu\text{m}$  de large, sur une plaquette de 40 mm de long, enterré sous champ avec un scotch de 18 mm de large. L'échantillon a été recoupé à différentes longueurs, la lumière en sortie photographiée et son profil analysé, ce qui permet de connaître la position du guide et le profil de la lumière dans le mode. On peut donc en déduire la profondeur d'enterrage du guide à différentes positions.



a Profondeur d'enterrage du guide en fonction de la distance au milieu



b Profils du mode

FIGURE III.3 – Profondeur d'enterrage et profil d'intensité d'un guide de  $2\mu\text{m}$  de large enterré sous un scotch de 18 mm de large.

Les résultats sont tracés sur la figure III.3. On observe bien une transition régulière de la surface vers la profondeur, ce qui était recherché. On constate



aussi que le profil du mode est plus écrasé lorsque le guide est en surface que lorsqu'il est enterré, mais il faut se souvenir que les guides étudiés dans ces coupes sont recouverts par de l'air ; l'ajout d'une couche magnétooptique va symétriser la répartition d'indices, et le mode va bien aller pénétrer dans la couche, ce qui est essentiel pour avoir un effet magnétooptique.

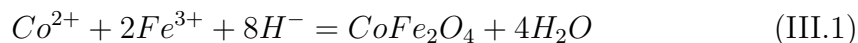
### III.1.2 Dépôt de la couche magnétooptique

- Une fois les guides fabriqués et enterrés, on prépare un sol en mélangeant
- du methacryloxypropyltriméthoxysilane (MAPTMS),
  - du tetrapropylzirconate ( $Zr [OCH(CH_3)_2]_4$ ),
  - de l'acide méthacrylique (MAA).

La composition de ce sol, exprimée en parties de chaque composant, peut être choisie pour mettre une plus ou moins grande proportion de silicium ou de zirconium. Par exemple, un sol de composition 10:7:7 contiendra une plus grande proportion de zirconium qu'un sol de composition 10:3:3 . On remarquera que ces sols utilisent des molécules organiques qui donnent, après recuit, des couche peu biréfringentes grâce aux propriétés élastiques des chaînes carbonées. On peut aussi choisir des sols minéraux, auquel cas la biréfringence sera beaucoup plus forte.

Un ferrofluide est alors mélangé au sol. Un ferrofluide est une suspension colloïdale de nanoparticules magnétiques dispersées dans un solvant, de l'eau ou du glycérol. La difficulté d'une telle synthèse est d'obtenir des nanoparticules qui ne s'agrègent pas, ce qui produirait la précipitation de la partie magnétique. Pour éviter cela, deux méthodes sont décrites dans la littérature : soit on stabilise les nanoparticules en les recouvrant d'un surfactant qui empêche l'agrégation ; soit on réalise des nanoparticules chargées toutes avec le même signe, ce qui fait qu'elles se repoussent électrostatiquement. Cette méthode, décrite par MASSART, 1981, est celle qu'utilise Sophie Neveu, du laboratoire PHENIX de l'Université Pierre et Marie Curie, pour synthétiser les ferrofluides que nous utilisons.

Pour effectuer la synthèse, des ions  $Fe^{3+}$  et  $Co^{2+}$  sont coprécipités en milieu basique avec la stœchiométrie  $[Co^{2+}] / [Fe^{3+}] = 0,5$ , selon l'équation :



(cf. NEVEU et al., 2002 et TOURINHO et al., 1999). La solution est chauffée pendant 2 h, puis transférées en milieu acide. Elle est ensuite traitée de manière à modifier ou à complexer la surface des nanoparticules ; par exemple, un traitement par une solution de nitrate ferrique  $Fe(NO_3)_3$ , à ébullition, protège les nanoparticules par une couche d'hydroxyde de fer amorphe, ce qui leur permet de supporter l'acidité du sol dans lequel on va les diluer. Les nanoparticules sont alors lavées puis dispersées dans de l'eau.

Les conditions de fabrication des nanoparticules peuvent varier, et cela influe sur leurs caractéristiques, en particulier leur dispersion en taille, ce qui change leurs propriétés, entre autres leur champ coercitif et leur aimantation rémanente (figure III.4). On peut aussi produire des nanoparticules d'autres compositions, en particulier des maghémites. Le matériau massif ayant les caractéristiques magnétooptiques les plus intéressantes est le *YIG*, mais pour l'instant l'obtention de nanoparticules de *YIG* ayant des propriétés magnétiques n'est pas une technologie au point.

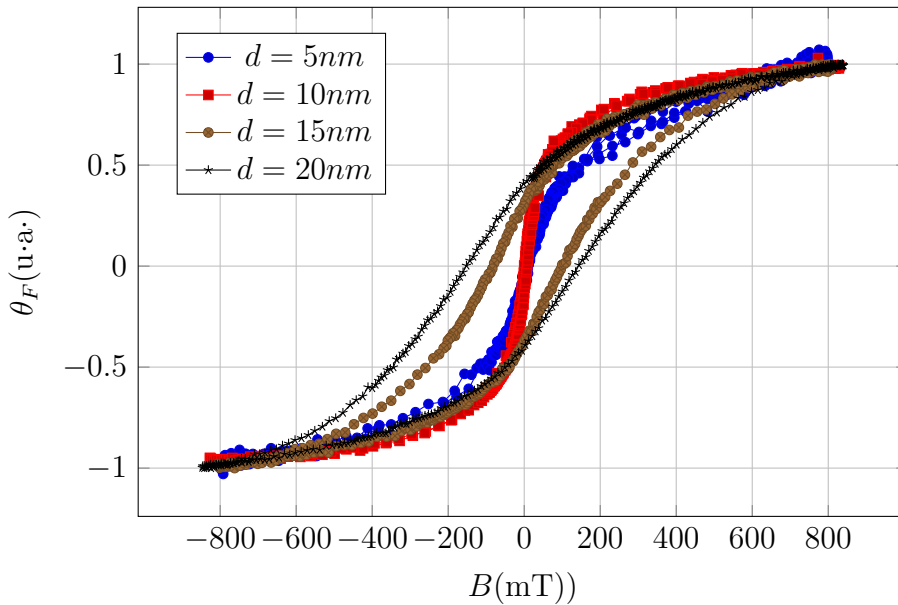


FIGURE III.4 – Pouvoir rotatoire normalisé de nanoparticules magnétiques de ferri-cobalt bloquées dans une matrice sol-gel, en fonction du champ appliqué, pour différents diamètres moyens  $d$  de particules. Au-delà de  $d = 10\text{nm}$  apparaît un hystérésis (d'après LAMAÏ, 2016).

Le ferrofluide est alors mélangé avec le sol, avec une fraction volumique finale pouvant aller jusqu'à 2% environ avec ces sols organiques (20% pour des sols minéraux). Un filtrage dans un filtre à  $0.2\ \mu\text{m}$  élimine les possibles agrégats. On a alors un sol dopé ; il est alors déposé par dip-coating sur l'échantillon, puis gélifié et recuit jusqu'à obtenir une couche magnétooptique de bonne qualité optique, d'indice proche de 1,52 (compatible avec l'indice 1,5 de la plaque de verre utilisée). Un sol contenant plus de zirconium donnera une couche d'indice plus élevé, avec une biréfringence résiduelle plus forte.

Les rotations spécifiques, mesurées sur des couches de référence, varient entre  $10^\circ/\text{cm}$  et  $400^\circ/\text{cm}$  environ suivant la concentration choisie pour le ferrofluide. Les facteurs de mérites mesurés sont tous aux alentours de  $2^\circ/\text{dB}$ .

*Ainsi, on voit que le processus de fabrication permet de contrôler de nombreux paramètres des guides magnétooptiques, en particulier :*

- la largeur des guides*
- la longueur d'interaction magnétooptique*
- l'indice de la couche magnétooptique*
- la rotation Faraday spécifique de la couche magnétooptique*
- l'aimantation rémanente et le champ coercitif de la couche magnétooptique*

*Nous allons désormais étudier l'influence de certains de ces facteurs.*

## III.2 Influence de la largeur des guides

Les différents échantillons étudiés contiennent des séries de guides fabriqués côte à côte par échange d'ions à travers des fentes de largeur variable, allant de  $5\ \mu\text{m}$  à  $0.5\ \mu\text{m}$ . Ces guides subissent alors ensemble les étapes de dépôt : la couche magnétooptique a les mêmes propriétés pour chacun. La variation de largeur des guides<sup>1</sup> va modifier la répartition du champ électrique : plus le guide est étroit, plus le mode monte dans la couche magnétooptique (cf. les simulations réalisées par AMATA et al., 2011). Nous allons donc, dans cette section, étudier les évolutions des caractéristiques des guides d'une série de l'échantillon 2013-10-15-StE3. Il s'agit d'un échantillon fabriqué par échange d'ions, enterré sur les bords avec au centre un scotch de 18 mm de large faisant office de protection ; il a ensuite été recouvert d'une couche magnétooptique : un sol-gel de composition 10:3:3, dopé en nanoparticules de ferrite de cobalt, atteignant une rotation spécifique  $\theta_F = 266^\circ/\text{cm}$  à 1550 nm.

### III.2.1 Évolution de la biréfringence et du dichroïsme

Pour chaque guide, la biréfringence a été mesurée avant dépôt de la couche magnétooptique. Puis, après dépôt de la couche, une nouvelle mesure a été effectuée. Les résultats sont représentés sur la figure III.5.

Pour des guides non recouverts, les résultats sont typiques de ce qu'on observe sur tous les échantillons : plus le guide est large, plus la biréfringence est forte. Cela s'explique par le fait que les guides larges présentent un plus grand contraste de dimensions entre les axes  $x$  et  $y$  (la dimension selon  $x$ , c'est-à-dire sa hauteur, ne dépend quasiment pas de la largeur du guide), ce qui amène une plus forte biréfringence. Les guides les moins larges ne guident pas la lumière. Il faut remarquer que les guides aux alentours de  $1\ \mu\text{m}$  de large guident encore le mode TE mais

---

1. Dans la suite, le terme «largeur d'un guide» désignera en réalité la largeur du motif utilisé en photolithographie pour réaliser la fente à travers laquelle s'est fait l'échange d'ions.

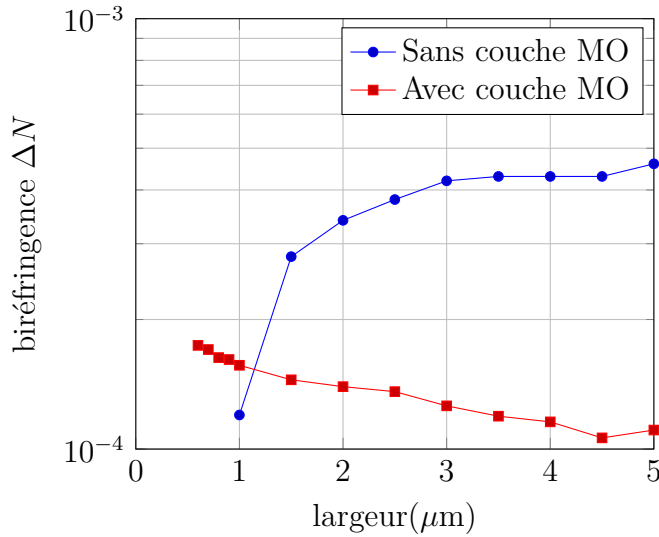


FIGURE III.5 – Évolution de la biréfringence des guides sans puis avec couche magnétooptique. Les guides en-dessous de  $1 \mu\text{m}$  ne guident pas quand il n'y pas de couche magnétooptique ; ils guident jusqu'à  $0.6 \mu\text{m}$  une fois la couche déposée.

quasiment plus le TM. À l'inverse, les guides de largeur supérieure à  $4.5 \mu\text{m}$  sont bimodes : ils guident 2 modes TE et 2 modes TM.

Le recouvrement du guide par une couche magnétooptique a tendance à symétriser la répartition d'indice : cela amène une diminution de la biréfringence. Mais la couche magnétooptique, fabriquée par voie sol-gel, présente une biréfringence résiduelle propre. Du coup, pour des guides peu larges, dans lesquels une plus grande partie du champ se trouve dans la couche magnétooptique, on constate le plus souvent une légère augmentation de la biréfringence<sup>2</sup>.

La figure III.6 trace le dichroïsme de ces mêmes guides. Sans couche magnétooptique, l'absorption est très faible pour les deux modes, et le dichroïsme est proche de  $45^\circ$ , sauf pour les petits guides, car le mode TM est coupé avant le mode TE.

Pour les guides recouverts de la couche magnétooptique, c'est essentiellement la quantité de mode dans la couche magnétooptique, très absorbante, qui va déterminer le dichroïsme. Pour le plupart des guides, le mode TE est plus présent dans la couche que le mode TM, d'où un dichroïsme supérieur à  $45^\circ$ . Pour les guides peu larges, l'évolution devient plus erratique. Néanmoins, on constate que le rapport  $\frac{\Delta\alpha}{\Delta\beta}$  reste petit devant 1 (figure III.7), ce qui, d'après l'équation II.19,

---

2. Cette évolution est très sensible à la technique de fabrication de la couche ; il existe des échantillons pour lesquels l'évolution est en sens contraire. On peut noter que la composition du sol (10:3:3) est celle qui minimise la biréfringence de la couche magnétooptique.

permettra de négliger le dichroïsme.

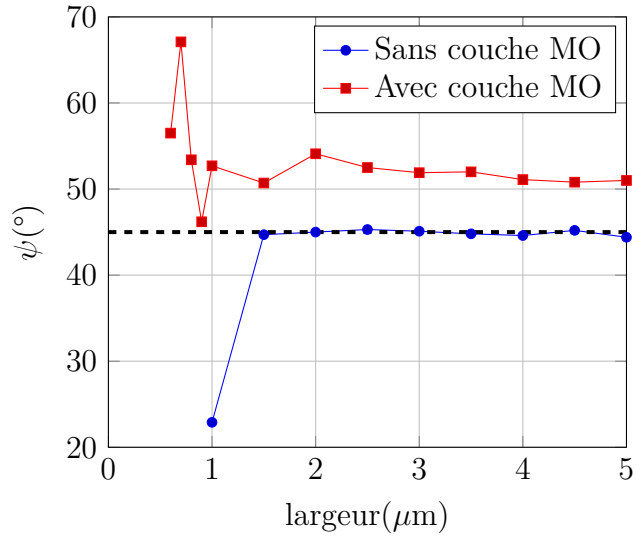


FIGURE III.6 – Évolution du dichroïsme des guides. Sans couche MO, les deux modes sont peu absorbés ; avec couche MO, l’absorption est plus forte et différente pour les deux modes.

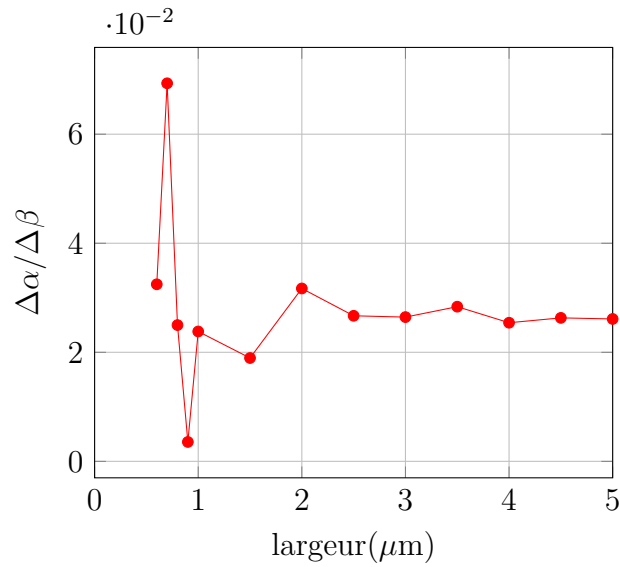


FIGURE III.7 – Évolution du rapport  $R_{DI} \approx \frac{\Delta\alpha}{\Delta\beta}$  pour une série de guides ; l’échantillon a une interaction sur 18 mm.

### III.2.2 Évolution du couplage magnétooptique longitudinal

Une première mesure du couplage magnétooptique en configuration Faraday consiste à effectuer un balayage horizontal avec un aimant de  $0.5 \text{ mm} \times 5 \text{ mm} \times 5 \text{ mm}$  et de mesurer, pour chaque guide, l'amplitude de l'oscillation de l'azimut, notée  $\gamma_{0,5mm}$ . Les mesures sont tracées sur la figure III.8.

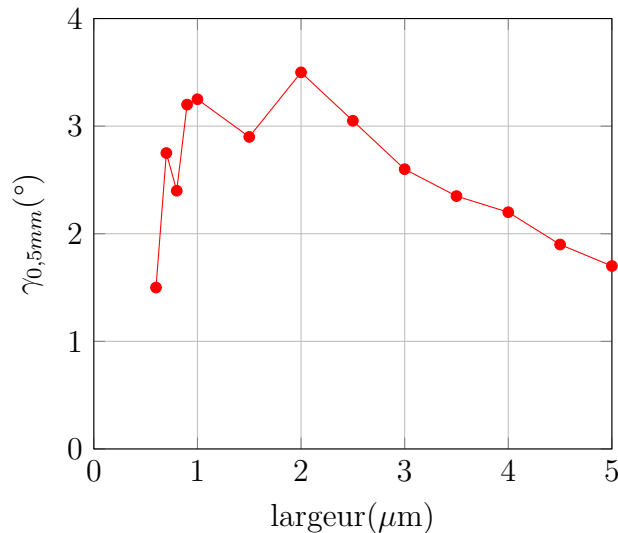


FIGURE III.8 – Évolution de la rotation maximale des guides pour un aimant de  $0.5 \text{ mm} \times 5 \text{ mm} \times 5 \text{ mm}$ .

On constate bien que, plus le guide est étroit, plus la rotation est importante, car les modes sont plus répartis dans la couche. Encore une fois, en-dessous de  $1.5 \mu\text{m}$ , l'évolution devient plus aléatoire.

À partir de cette mesure, on peut établir une évaluation du coefficient de couplage maximal  $K'$  grâce à la formule empirique (II.38) qu'on rappelle ici :

$$K' \approx \frac{\gamma_{0,5mm}}{0.1 \text{ cm}}$$

En appliquant ce résultat à la figure III.8, on voit que cet échantillon atteint au maximum  $K' = 35 \text{ }^\circ/\text{cm}$  pour le guide de largeur  $2 \mu\text{m}$ .

Un autre point à étudier pour concevoir un isolateur, c'est l'état de sortie de la lumière après un éventuel rotateur non-réciproque à  $45^\circ$ . Pour réaliser un isolateur à base de conversion de modes guidés, il faut effectuer une rotation de  $45^\circ$  avec peu d'ellipticité. La figure III.9 indique la rotation maximale obtenue avec un aimant

de 5 mm d'épaisseur, et l'ellipticité résiduelle obtenue dans ce cas-là (valeur de  $\varepsilon$  obtenue à l'abscisse pour laquelle  $\gamma$  est maximal).

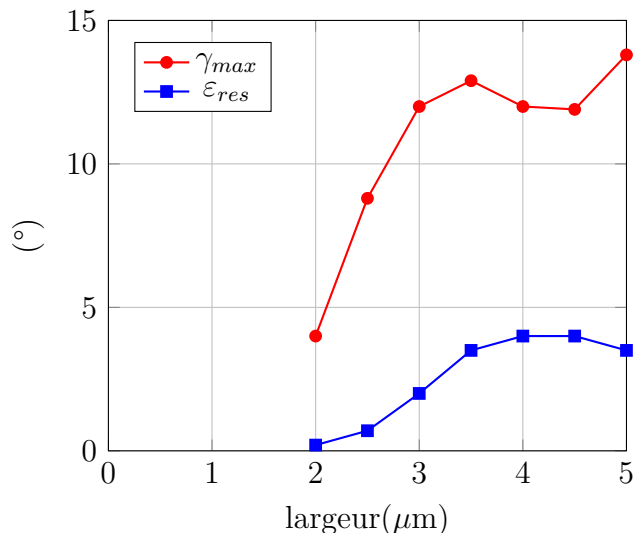


FIGURE III.9 – Rotation maximale  $\gamma_{max}$  obtenue lors d'un balayage avec un aimant de 5 mm d'épaisseur ; on observe, lorsque cette valeur de rotation est obtenue, une ellipticité résiduelle  $\varepsilon_{res}$  égale à environ un tiers de la rotation.

Les valeurs obtenues sont assez comparables pour tous les guides, sauf la chute en-dessous de  $2.5 \mu\text{m}$  lorsqu'on s'approche de la coupure. Il faut remarquer que, pour les guides  $2.5 \mu\text{m}$  et  $2 \mu\text{m}$ , le rapport signal/bruit devient très faible et les incertitudes augmentent beaucoup<sup>3</sup>. On constate donc qu'on obtient une assez bonne rotation, mais avec une ellipticité résiduelle qui représente environ un tiers de la rotation. Pour une rotation de  $45^\circ$ , on peut donc s'attendre à  $15^\circ$  d'ellipticité, ce qui n'est pas négligeable. On reparlera de ce problème au paragraphe IV.1.1.

*Nous avons donc vu dans ce paragraphe qu'on peut obtenir des valeurs de couplage  $K' = 35^\circ/\text{cm}$ . On peut faire mieux, en augmentant la concentration de la couche en ferrofluide. Mais, en même temps, l'absorption va augmenter. Il est donc intéressant d'étudier maintenant le rapport entre rotation et absorption, c'est-à-dire le facteur de mérite.*

### III.2.3 Évolution de l'absorption et du facteur de mérite

Des mesures directes du coefficient d'absorption à partir de la lumière diffusée par le guide ont été tentées, mais les résultats obtenus ne sont pas exploitables.

---

3. Pour le guide  $2 \mu\text{m}$ , le signal vaut environ un quart du bruit.

Il reste donc une solution donnant l'absorption de façon approchée : on mesure l'intensité qui traverse le guide avant dépôt de la couche magnétooptique, puis après le dépôt. Si la diminution d'intensité est imputable uniquement aux pertes de propagation, alors on peut déterminer l'absorption ; puis, connaissant la longueur d'interaction, en déduire l'absorption spécifique. On peut remarquer les défauts suivants à cette méthode :

- Elle n'est pas très précise car suppose qu'on a la même injection dans les guides au cours de deux mesures. Or, quand on enlève l'échantillon pour faire le dépôt et qu'on le remet sur le banc de mesures, l'alignement n'est pas exactement le même.
- L'ajout d'une couche magnétooptique change la répartition d'indices et donc les caractéristiques de propagation des modes. En particulier, pour les guides en-dessous de  $1.5\ \mu\text{m}$ , qui guident mal sans couche magnétooptique et bien une fois celle-ci déposée, cette méthode ne fonctionne pas.
- Au cours du temps, on a tendance à voir une baisse de la luminosité. L'absorption de la couche change donc peut-être suite à des modifications de sa structure, mais il se peut aussi que ce soient les pertes d'injection qui changent, suite à des dépôts de saletés sur les faces.

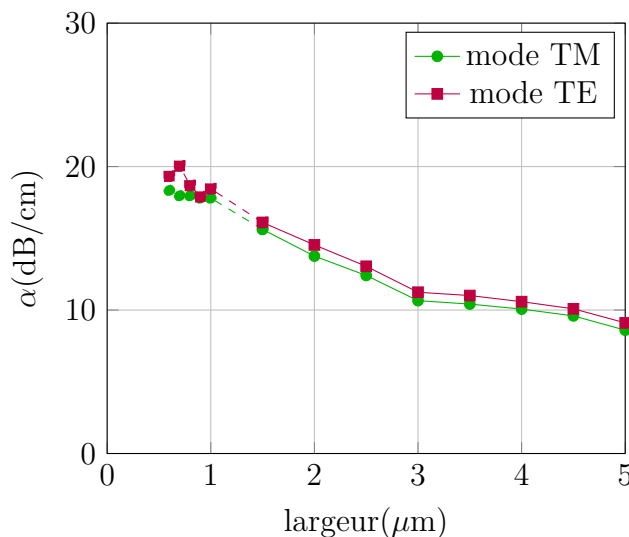


FIGURE III.10 – Évolution de l'absorption des guides magnétooptique. En-dessous de  $1\ \mu\text{m}$ , les résultats ont été extrapolés en prenant une luminosité sans couche magnétooptique identique à la valeur pour le guide de  $1.5\ \mu\text{m}$ .

La figure III.10 représente l'absorption ainsi mesurée. On constate logiquement qu'elle augmente avec la pénétration des modes dans la couche magnétooptique



absorbante. Mais ce qui est important, c'est le rapport entre la rotation et l'absorption, c'est-à-dire le facteur de mérite. Il est représenté sur la figure III.11.

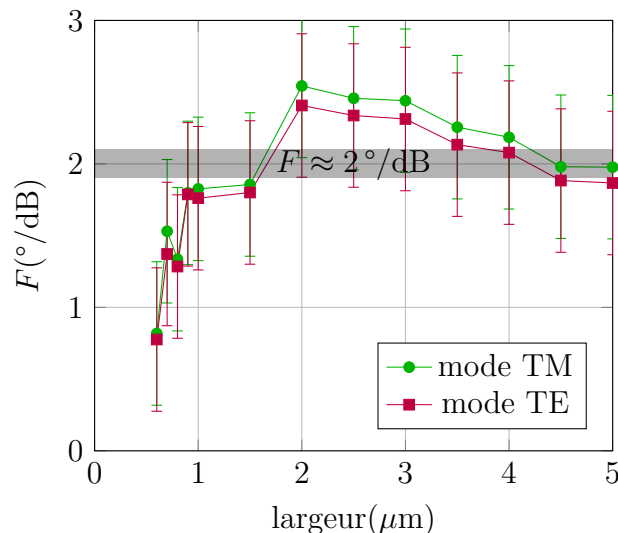


FIGURE III.11 – Évolution du facteur de mérite des guides magnétooptiques. La méthode proposée pour mesurer l'absorption donne une grande erreur de mesure. Le facteur de mérite mesuré sur la couche mince est de l'ordre de  $2^{\circ}/\text{dB}$ .

On constate que, pour les guides pour lesquels la mesure est fiable ( $2\mu\text{m}$  et au-dessus), le facteur de mérite est quasiment constant, augmentant légèrement pour les guides moins larges. L'évaluation théorique qui a été tracées sur la figure II.9e ne prévoyait pas de véritable évolution en fonction de la pénétration du mode dans la couche magnétooptique, mais elle était conduite sur un guide plan, ce qui est différent d'ici.

Mais ce qui est le plus intéressant, c'est de comparer les valeurs mesurées avec le facteur de mérite de la couche magnétooptique seule. Le facteur de mérite de la couche correspondant à cet échantillon précis n'a pas été mesuré ; mais il l'a été sur d'autres couches du même genre, et il a toujours été trouvé aux alentours de  $2^{\circ}/\text{dB}$ . On trouve ici un facteur de mérite de cet ordre-là, légèrement supérieur ; il est moins grand pour le mode TE, qui est plus absorbé que le mode TM.

Ces résultats sont importants. Ils nous montrent l'excellente intégration amenée par la méthode sol-gel, puisque le facteur de mérite en mode guidé est comparable à celui de la couche magnétooptique déposée dessus. Il s'agit d'un avantage indéniable par rapport à d'autres techniques comme l'adhésion moléculaire ou le collage, pour lesquelles les diffusions par les défauts d'interfaces sont nombreuses, et le facteur de mérite bien moins bon après intégration (cf. section I.3.2).

### III.2.4 Évolution de la biréfringence et de l'absorption non-réciproques

Après cette étude complète des caractéristiques des guides magnétooptiques en configuration longitudinale, penchons-nous sur la configuration transverse. Cette étude, ayant été menée tardivement, n'a malheureusement pas pu être menée sur les guides en-dessous de  $2.5 \mu\text{m}$  à cause du vieillissement de l'échantillon qui, après trois années, ne présente plus assez de lumière en sortie des guides de moins de  $2 \mu\text{m}$  de large. Il est possible que cela provienne d'une pollution des arrêtes d'entrée et de sortie.

En plaçant maintenant l'aimant de manière transverse, et en inversant le sens du champ magnétique, on peut mesurer la biréfringence non-réciproque induite par la magnétisation transverse de la couche. Les résultats (figure III.12) montrent un déphasage de l'ordre de la dizaine de degrés par centimètres, sans évolution bien claire en fonction de la largeur du guide.

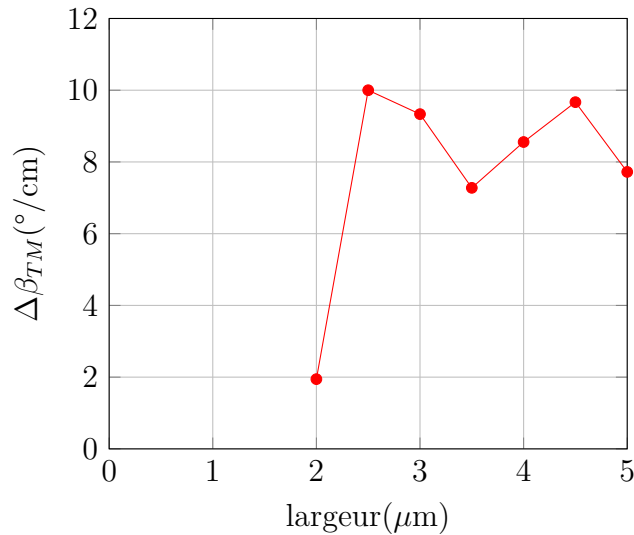


FIGURE III.12 – Biréfringence non réciproque en fonction des guides.

De la même manière, on peut mesurer l'évolution de l'intensité du mode TM selon la magnétisation transverse de la couche magnétooptique. Là encore, aucune évolution ne se dessine clairement (figure III.13). On peut remarquer également la faiblesse de cet effet devant l'absorption des modes.

On peut dire que ces mesures indiquent que les valeurs de  $\Delta\beta_{TM}$  et  $\Delta\alpha_{TM}$  sont assez peu variables d'un guide à l'autre, induisant une bonne prévisibilité des résultats. Par contre, il n'a pas été possible d'en déduire une évolution en

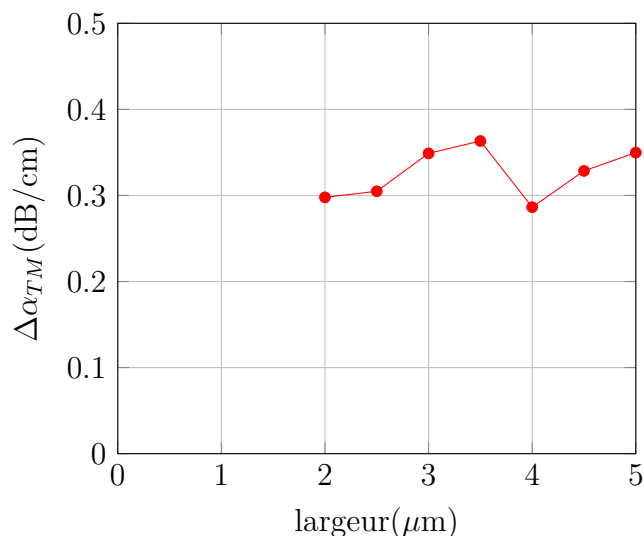


FIGURE III.13 – Dichroïsme non réciproque en fonction des guides.

fonction de la largeur, donc de déterminer la taille de guide optimale dans ce genre de configuration.

### III.2.5 Conclusion

*La comparaison des différents guides nous a montré une évolution conforme à ce qu'on attendait. L'effet magnétooptique longitudinal augmente avec les guides étroits, de même que l'absorption, mais au final le facteur de mérite est meilleur pour les guides moins larges. On constate aussi que, en-dessous de 2 μm de large, les mesures deviennent plus aléatoires, d'autant que le vieillissement de l'échantillon rend le rapport signal/bruit mauvais. On peut donc retenir de cette étude que c'est sur des guides entre 2 μm et 3 μm de large qu'il sera bon de travailler.*

*Pour ce qui est des effets magnétooptiques transverses, les mesures sur des échantillons vieillis n'ont pas permis de déceler beaucoup d'informations intéressantes.*

## III.3 Influence du matériau de la couche magnétooptique

Dans cette partie, on va étudier l'impact des caractéristiques du sol-gel dopé utilisé pour fabriquer la couche magnétooptique, en particulier sa concentration

en nanoparticules, sur les performances des guides magnétooptiques.

### III.3.1 Description des échantillons étudiés

Divers échantillons ont été étudiés au cours de cette thèse. Le tableau III.1 résume leurs caractéristiques.

Dans la suite de cette section, plutôt que de nommer les échantillons par leur nom (date de fabrication), il seront nommés suivant le code DopXXX-EpYY-SolZZZZ avec :

- XXX la rotation spécifique de la couche à 1550 nm, en °/cm, mesurée en espace libre sur une couche témoin
- YY l'épaisseur de la couche, en dixièmes de microns, mesurée au profilmètre mécanique sur la même couche
- ZZZZ la composition du sol-gel ; par exemple 1033 signifie 10:3:3

Échantillon (Code)	Largeur de scotch	Composition du sol	Épaisseur de couche	$n_{couche}$ à 1550 nm	$\theta_{F,couche}$ à 1550 nm
2011-05-26-c (Dop032-Ep42-Sol1033)	20 mm	10:3:3	4.2 $\mu\text{m}$	1,525	32 °/cm
2012-11-07-b (Dop057-Ep34-Sol1033)	17 mm	10:3:3	3.4 $\mu\text{m}$		57 °/cm
2012-11-07-a (Dop450-Ep26-Sol1033)	10 mm	10:3:3	2.6 $\mu\text{m}$		450 °/cm
2013-10-15-StE1 (Dop180-Ep26-Sol1033)	18 mm	10:3:3	2.7 $\mu\text{m}$	1,514	180 °/cm
2013-10-15-StE2 (Dop080-Ep13-Sol1077)	18 mm	10:7:7	1.3 $\mu\text{m}$	1,523	80 °/cm
2013-10-15-StE3 (Dop266-Ep27-Sol1033)	18 mm	10:3:3	2.7 $\mu\text{m}$	1,515	266 °/cm

TABLE III.1 – Principales caractéristiques de fabrication des échantillons étudiés au cours de cette thèse.

Les différents échantillons sont fabriqués sur le même verre GO14, par le même processus déjà décrit au III.1 : échange d'ions à travers une fente, enterrage sélectif

protégé par un scotch dont la largeur (qui détermine la partie du guide en surface) varie entre 1 cm et 2 cm. Ensuite vient le dépôt de la couche magnétooptique. Pour un seul échantillon, une composition 10:7:7 a été choisie : c'est de lui que provient le guide de référence étudié au II.2 ; cela donne des guides fortement biréfringents ( $\Delta N \approx 5.10^{-5}$ ), ce qui permet de bien vérifier la théorie de la propagation dans de tels guides. Tous les autres échantillons ont été recouverts par des sol-gels de composition 10:3:3, ce qui permet d'obtenir la biréfringence la plus faible possible (en-dessous de  $2.10^{-4}$ ) ; comme on l'a vu précédemment, c'est là qu'on obtient les meilleurs rendements de conversion entre les modes. Parmi les 5 échantillons ainsi fabriqués, le principal paramètre qui change est le taux de dopage en ferrofluide, qui va donner donc plus ou moins d'effets magnétooptiques, mais aussi plus ou moins d'absorption.

Nous allons donc procéder maintenant à une étude comparée des différentes propriétés de ces guides : propriétés optiques puis magnétooptiques. Le but est d'observer à la fois leurs propriétés reproductibles, et les lois empiriques qui permettront de concevoir le composant voulu pour fabriquer un isolateur.

#### III.3.2 Biréfringence

La biréfringence est une propriété essentielle si on veut réaliser un rotateur non-réciproque à  $45^\circ$ . Il faut donc vérifier qu'on est capable de produire des guides peu biréfringents, de façon reproductible.

Les échantillons contiennent tous des séries de guides, semblables à la série étudiée au III.2. Pour chaque échantillon, nous avons donc procédé à des mesures semblables à celles décrites dans le paragraphe III.2. Comme les mesures donnent en général une évolution monotone des propriétés étudiées, on se contentera, dans la suite, de donner pour chaque échantillon les valeurs extrêmes mesurées, avec le sens d'évolution lorsqu'on va des guides les plus larges vers les guides les plus étroits.

Les biréfringences des guides avant puis après dépôt de la couche magnétooptique ont été mesurées, et les résultats sont représentés sur la figure III.14. On constate que les échantillons sans couche magnétooptique présentent tous des biréfringences semblables, descendant entre  $2.10^{-4}$  et  $1.10^{-4}$  pour les guides les plus étroits guidants (environ  $1 \mu\text{m}$ ). Pour les guides recouverts, le Dop080-Ep13-Sol1077 est à part à cause de la forte biréfringence de sa couche. Les autres présentent des biréfringences assez basses, souvent inférieures à  $1.10^{-4}$ , sauf le Dop450-Ep26-Sol1033 qui absorbait tellement que seules deux mesures ont pu être faites, aux alentours de  $2, 5.10^{-4}$  pour des guides de  $5 \mu\text{m}$  et  $4.5 \mu\text{m}$  ; les guides peu larges auraient sans doute atteint des valeurs plus faibles, mais absorbaient trop la lumière.

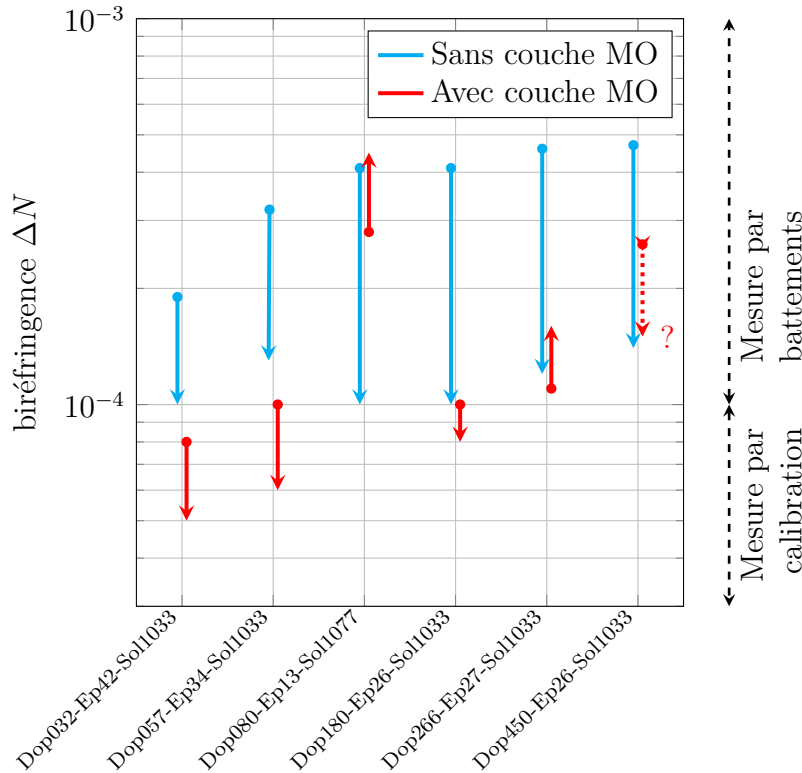


FIGURE III.14 – Évolution de la biréfringence des guides des différents échantillons. La flèche indique l'évolution des guides larges vers les guides étroits. La taille de la partie émergée des guides ne permet des mesures à partir de la période des battements que pour  $\Delta N = 10^{-4}$  ; pour les biréfringences plus basses, on utilise la valeur du déphasage total donné par la calibration, divisé par la longueur du guide en surface, là où se concentre la plus grande partie de la biréfringence.

Ces résultats montrent que des biréfringences inférieures ou égales à  $1.10^{-4}$  semblent pouvoir être obtenues de façon reproductible. Cette valeur reste néanmoins élevée, puisque, pour obtenir une conversion de 50 % du mode TM en TE, il faudra un coefficient de couplage longitudinal  $K' = 120^\circ/\text{cm}$  au moins, avec un couplage sur une distance de l'ordre de 7 mm.

### III.3.3 Couplage magnétooptique

Pour comparer les effets magnétooptiques longitudinaux des différents échantillons, il faut gommer l'effet de la biréfringence, qui limite le rendement maximal de conversion. On peut travailler avec le petit aimant de  $0.5 \text{ mm} \times 5 \text{ mm} \times 5 \text{ mm}$  et obtenir la valeur maximale de  $K'$  par la formule (II.38). Les résultats obtenus sont

tracés sur la figure III.15. L'abscisse choisie pour ce graphique est la rotation spécifique de la couche magnétooptique, mesurée sur un autre banc en configuration orthogonale à la couche.

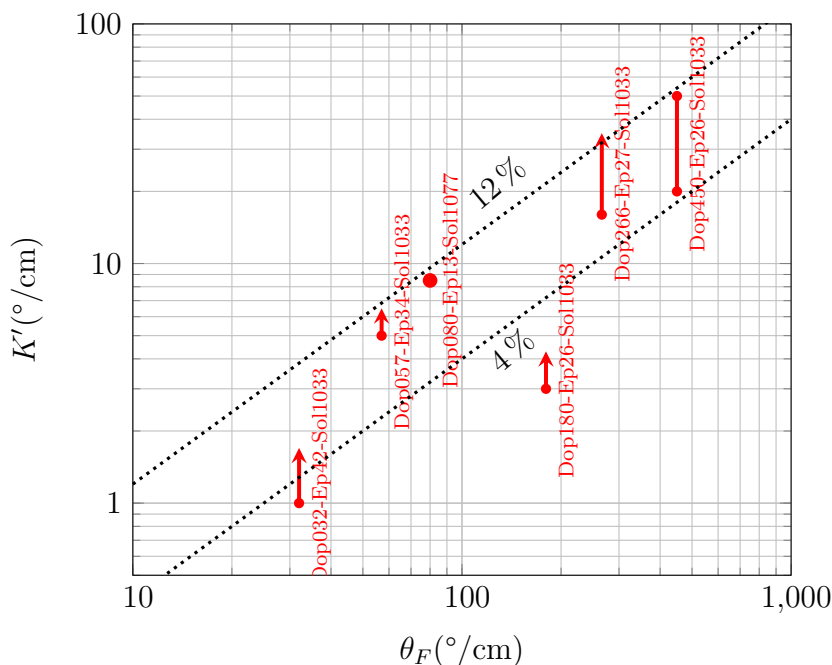


FIGURE III.15 – Évolution du coefficient maximal de couplage magnétooptique des guides des différents échantillons, calculé à partir de mesures effectuées avec un aimant de 0.5 mm. La flèche indique l'évolution des guides larges vers les guides étroits.

On constate que, hormis l'échantillon Dop180-Ep26-Sol1033 sur lequel il y a eu certainement un problème de dépôt, on a une tendance globale à une augmentation du couplage  $K'$  avec la rotation spécifique  $\theta_F$  de la couche, donc avec la concentration. Les droites indicatives correspondant à 4% et 12% de couplage montrent bien que, pour nos échantillons, c'est dans ce domaine-là de couplage que les échantillons ainsi fabriqués vont se trouver. L'échantillon Dop032-Ep42-Sol1033 étant peu dopé, l'incertitude sur  $\theta_F$  est grande. Quant à l'échantillon Dop180-Ep26-Sol1033, il y a eu vraisemblablement un problème de vieillissement du ferrofluide avant dépôt.

Ce qu'on peut donc remarquer sur ce graphique, c'est que les coefficients de couplage obtenus suivent ce qu'on attend en fonction du dopage de la couche magnétooptique ; autrement dit, on a une assez bonne prédictibilité (et donc reproductibilité a priori) du coefficient de couplage des modes ; seul un échantillon donne des résultats décevants. Ce constat est à mettre en face de l'extrême variation des cou-

plages obtenus par adhésion moléculaire par exemple. Dans les cas déjà évoqués (paragraphe I.3.2), les chercheurs étaient obligés de fabriquer de nombreux échantillons tous semblables, et ne présentaient que le meilleur d’entre eux, sans trop parler de la dispersion des mesures. On peut néanmoins citer l’équipe **BI et al., 2011b** qui a réalisé un isolateur résonant avec un taux d’isolation de 19.5 dB ; deux ans plus tard, un échantillon fabriqué de la même manière et semblant présenter des caractéristiques meilleures, n’affichait qu’un taux d’isolation de 1 dB (**GOTO et al., 2014**). Au regard de tels changements, la reproductibilité de la méthode sol-gel utilisée ici semble très satisfaisante.

Néanmoins, la rotation maximale qu’on peut obtenir avec un échantillon donné dépend d’autres paramètres, en particulier sa biréfringence. On peut alors tester chaque échantillon avec un aimant de taille à peu près égale à la moitié de sa période de battements. La figure III.16 montre les résultats obtenus. Des rotations supérieures à  $10^\circ$  sont aisément reproductibles ; un échantillon, le Dop450-Ep26-Sol1033, dépasse la rotation de  $45^\circ$  nécessaire à la fabrication d’un isolateur (cf. I.2.2), mais il n’est pas évident qu’une telle valeur de l’azimuth soit uniquement due à la rotation par couplage magnétooptique : le très fort dichroïsme de cet échantillon joue sans doutes aussi, car, d’après les valeurs mesurées pour  $\Delta\beta$  et  $K'$ , la rotation maximale ne devrait pas dépasser une dizaine de degrés.

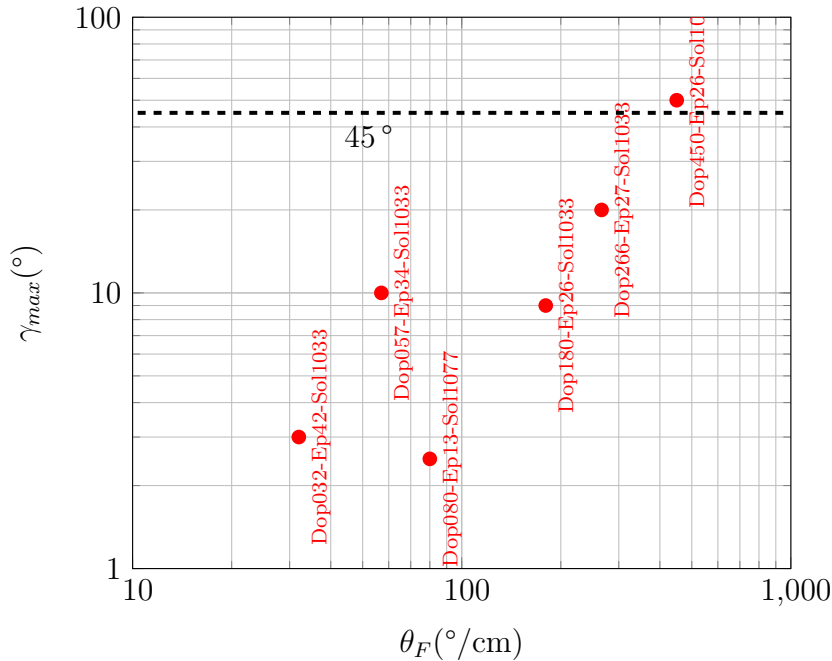


FIGURE III.16 – Rotation maximale mesurée dans les différents échantillons.



### III.3.4 Facteur de mérite

De la même manière qu'au paragraphe III.2.3, on peut évaluer le coefficient d'absorption des guides et leur facteur de mérite. L'évolution des coefficients d'absorption est représentée sur la figure III.17.

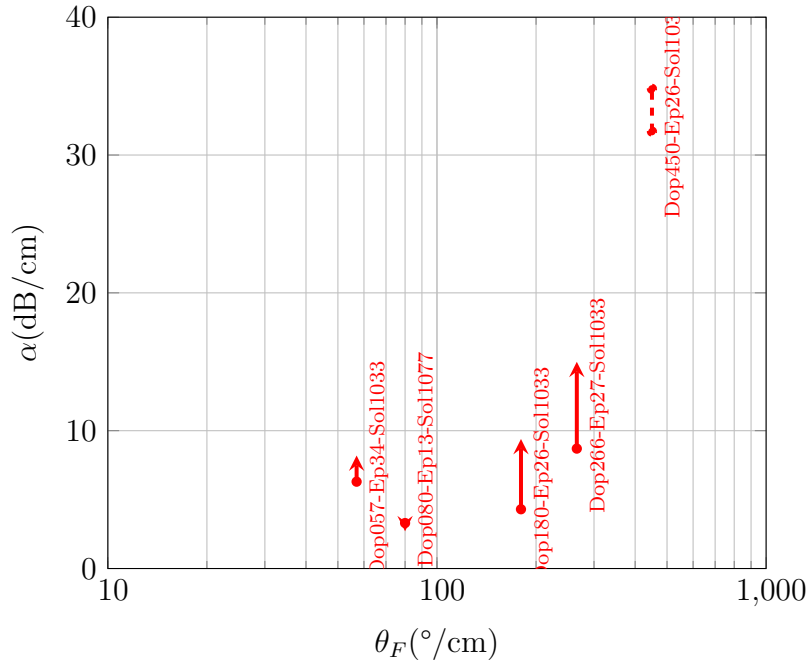


FIGURE III.17 – Évolution du coefficient d'absorption des différents échantillons. La flèche indique l'évolution des guides larges vers les guides étroits. L'absorption de l'échantillon Dop032-Ep42-Sol1033 est trop faible pour être mesurée.

Comme on s'y attend, globalement, plus la couche est dopée en ferrofluide, plus l'absorption est importante. Néanmoins, on observe des valeurs plus faibles pour les échantillons Dop080-Ep13-Sol1077 et Dop266-Ep27-Sol1033 ; le raison en sera expliquée juste après.

Mais pour mieux cerner l'importance de l'absorption, il vaut mieux tracer, sur la figure III.18, le facteur de mérite de chaque échantillon. Si le graphique peut sembler peu instructif, on peut néanmoins distinguer deux groupes qui correspondant à un changement de processus de fabrication. Les échantillons Dop057-Ep34-Sol1033, Dop450-Ep26-Sol1033 et Dop180-Ep26-Sol1033 ont un facteur de mérite légèrement inférieur à  $1^{\circ}/\text{dB}$  ; ce sont les échantillons les plus anciens. Puis pour le Dop080-Ep13-Sol1077 et le Dop266-Ep27-Sol1033, la méthode de nettoyage des arrêtes après dépôt de la couche magnétooptique a été améliorée ; on observe alors des facteurs de mérite aux alentours de  $2^{\circ}/\text{dB}$ .

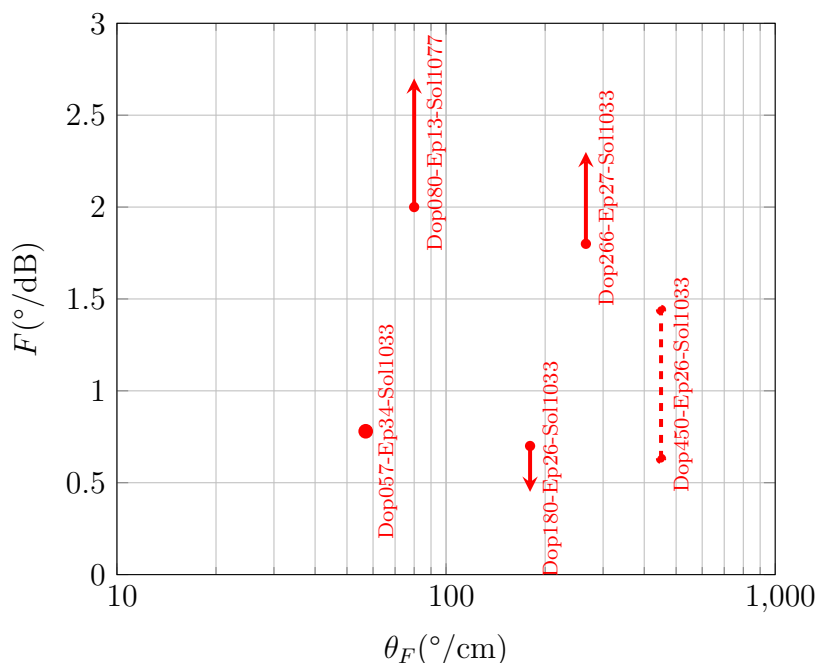


FIGURE III.18 – Évolution du facteur de mérite des différents échantillons. La flèche indique l'évolution des guides larges vers les guides étroits. L'absorption de l'échantillon Dop032-Ep42-Sol1033 est trop faible pour être mesurée.

Or cette valeur correspond aux valeurs mesurées pour la couche seule, en configuration orthogonale. On constate donc encore, sur plusieurs échantillons, qu'on est capable d'obtenir, avec une bonne reproductibilité, un facteur de mérite proche de celui de la couche elle-même. Ce résultat est très important, comme expliqué plus haut.

*On peut donc conclure de ces séries de mesures que, avec la méthode sol-gel, on dispose d'un moyen de déposer des couches magnétooptiques de grande qualité, avec une rotation contrôlable, et une biréfringence reproductible. Avant de conclure, il faut jeter un coup d'œil du côté des effets magnétooptiques transverses.*

### III.3.5 Biréfringence et absorption non-réciproques

Il n'a pas été possible de mener une série complète de mesures de la biréfringence et de l'absorption non-réciproque du mode TM en fonction du champ magnétique transverse appliqué, par manque de temps d'une part, et d'autre part parce que, lorsque la technique de mesure a été mise au point, deux échantillons n'étaient plus utilisables.

### III. Étude comparée des différents guides et échantillons

Le tableau III.2 rappelle les valeurs mesurées sur les échantillons Dop080-Ep13-Sol1077 et Dop266-Ep27-Sol1033. Les rapports  $\frac{\Delta\beta}{K'}$  sont comparables pour les deux échantillons ; on peut donc postuler qu'ils seront du même ordre de grandeur pour les autres échantillons, et en inférer les valeurs de déphasages non-réciproque obtenus. Par contre, pour l'absorption non-réciproque, il y a un facteur 2 entre les deux échantillons. En fait, le Dop080-Ep13-Sol1077 vérifie bien la loi théorique  $\frac{\Delta\alpha_{TM}}{2\Delta\beta_{TM}} \approx \frac{\epsilon''_{xy}}{\epsilon'_{xy}}$ , mais le Dop266-Ep27-Sol1033 s'en écarte d'un facteur 2. En attendant d'autres mesures, on prendra donc la valeur qui s'accorde avec la théorie. Les quatre dernières lignes du tableau présentent donc les valeurs attendues pour les coefficients magnétooptiques transverses.

	Échantillon	$K'$ (°/cm)	$\Delta\beta_{TM}$ (°/cm)	$\Delta\alpha_{TM}$ (dB/cm)	$\frac{\Delta\beta_{TM}}{K'}$	$\frac{\Delta\alpha_{TM}}{K'}$	$\frac{\Delta\alpha_{TM}}{2\Delta\beta_{TM}}$
mesuré	Dop080-Ep13-Sol1077	9	2,3	0,17	0,26	0,25	0,48
	Dop266-Ep27-Sol1033	35	8	0,3	0,23	0,11	0,24
calculé	Dop032-Ep42-Sol1033	1,7	0,44	0,03	0,26	0,25	0,48
	Dop057-Ep34-Sol1033	6,5	1,7	0,12	0,26	0,25	0,48
	Dop450-Ep26-Sol1033	50	13	0,95	0,26	0,25	0,48
	Dop180-Ep26-Sol1033	4,3	1,1	0,08	0,26	0,25	0,48

TABLE III.2 – Caractéristiques magnétooptiques mesurées (en noir) et inférées (en orange) des guides des échantillons étudiés. Pour les rapports des trois dernières colonnes, tous les coefficients sont convertis en *rad/cm*.

On peut remarquer ceci : pour réaliser un isolateur à conversion de mode, il faut atteindre 45° de rotation ; pour un isolateur à déphasage non-réciproque, il faut 45° de déphasage. Or ici, on voit que le rapport  $\frac{\Delta\beta}{K'}$  est de l'ordre de 1/4. Par conséquent, si l'objectif d'une rotation de 45° est réaliste avec les matériaux utilisés actuellement, atteindre un déphasage non-réciproque de 45° semble impossible avec les guides actuels. On discutera plus en détails de ce point dans la partie IV.

#### III.3.6 Conclusion

*L'étude de différents échantillons diversement dopés nous a permis de mettre en évidence le point fort de cette méthode de dépôt de couche magnétooptique par la voie sol-gel : il s'agit d'une méthode fiable, bien reproductible, et permettant de récupérer un facteur de mérite quasiment égal à celui des couches minces.*

*L'obtention d'une rotation non-réciproque de  $45^\circ$  semble aujourd'hui plausible, avec un échantillon fortement dopé mais plus court que ceux déjà réalisés, ayant environ 7 mm d'interaction. A contrario, l'obtention d'un déphasage non-réciproque de  $90^\circ$  ne semble pas atteignable pour le moment.*

## III.4 Conclusion

Cette étude comparée de différents échantillons et de différents guides nous a tout d'abord permis de valider l'utilité du processus utilisé. L'intégration des matériaux magnétooptiques sur du verre est optimale par la voie sol-gel, à condition bien sûr d'être capable de fabriquer des nanoparticules magnétique. À l'heure actuelle, ce n'est pas encore réalisé avec des cristaux à base de *YIG*.

Ensuite, nous avons pu identifier les bons paramètres à utiliser pour nous approcher du rotateur non-réciproque à  $45^\circ$  nécessaire pour construire un isolateur. On a vu que les guides de largeur comprise entre  $2\ \mu\text{m}$  et  $3\ \mu\text{m}$  semblent les plus adaptés. Ensuite, l'efficacité de conversion est souvent limitée par la biréfringence. Les longueurs de battements étant de l'ordre de  $6 - 8\ \text{mm}$ , un échantillon plus court mais très fortement dopé semble être la bonne piste à suivre. Elle pourrait permettre d'obtenir  $45^\circ$  de rotation avec néanmoins une ellipticité d'au moins  $15^\circ$  qu'il faudra prendre en compte. Le facteur de mérite semble rester au voisinage de  $2^\circ/\text{dB}$ , valeur de la couche magnétooptique ; pour améliorer ce facteur, il n'y aurait pas d'autres solutions que de changer de couche magnétooptique, c'est-à-dire de mettre des nanoparticules d'une autre composition chimique que des ferrites de cobalt.

Nous avons donc désormais toutes les données pour entamer, dans le dernier chapitre, une étude complète des différentes possibilités d'isolateurs qui s'offrent à nous, afin de découvrir quelle est la meilleure piste à explorer dans un futur proche.



Les guides magnétooptiques étudiés sont la brique de base qui permettra à terme de construire un isolateur intégré sur verre. Dans cette partie, nous allons reprendre les quatre principaux types d'isolateurs intégrés décrit au paragraphe I.2, et considérer, à partir des guides que nous avons :

- s'il est possible, avec nos moyens actuels, de construire un isolateur
- quelles seraient les caractéristiques de l'isolateur ainsi fabriqué
- quelles améliorations seraient possibles à apporter à cet isolateur.

Le meilleur matériau magnétooptique massif est le  $Ce : YIG$  ; nous prendrons donc le temps, pour chaque type d'isolateur, de considérer les améliorations éventuelles que pourraient apporter le remplacement des nanoparticules de ferrite de cobalt par d'éventuelles nanoparticules de  $Ce : YIG$  présentant des caractéristiques identiques aux couches minces.

## IV.1 Isolateur à base de conversion de modes guidés

### IV.1.1 Principe de la mise en œuvre

#### L'isolateur intégré idéal

En espace libre, un isolateur se fait simplement en plaçant un rotateur non-réciproque de  $45^\circ$  entre deux polariseurs inclinés de  $45^\circ$  l'un par rapport à l'autre (figure I.17). Un tel schéma pose problème en optique intégrée. En effet, les modes principaux de propagation dans la structure, TE et TM, ont des polarisations orthogonales l'une par rapport à l'autre. On sait donc faire des polariseurs qui filtrent le mode TE ou le mode TM ; par exemple, une couche métallique déposée au-dessus du guide filtrera le mode TE dont le champ électrique, parallèle à la couche métallique, pourra produire des courants qui dissiperont son énergie, tandis que le mode TM sera peu absorbé de par son champ électrique orthogonal à la couche (cf. CASTÉRA et al., 1977). On peut aussi citer PARSY, 2013 qui a réalisé au cours de sa thèse un séparateur de polarisation fabriqué selon le procédé d'échange ionique, et qui serait donc facilement intégrable avant ou après nos guides magnétooptiques. Mais la réalisation d'un polariseur ayant des axes inclinés par rapport aux modes TE et TM est une chose très difficile.

La solution la plus simple consiste alors à rajouter, après le rotateur à  $45^\circ$  non-réciproque, un rotateur à  $45^\circ$  réciproque. À l'aller, la lumière entre par exemple dans le mode TM grâce à un premier polariseur, tourne de  $45^\circ$  puis encore de  $45^\circ$  et sort à travers un polariseur TE ; au retour, la lumière entre en TE, tourne de  $-45^\circ$  puis de  $45^\circ$  ce qui la laisse dans le mode TE, et est donc bloquée par le polariseur d'entrée suivant TM. Le principe est représenté sur la sphère de Poincaré avec l'animation de la figure IV.1<sup>1</sup>.

FIGURE IV.1 – Évolution de l'état de polarisation de la lumière sur la sphère de Poincaré, lors de la traversée d'un isolateur idéal formé d'un rotateur non-réciproque de  $45^\circ$  suivi d'un rotateur réciproque de  $45^\circ$ .(Cliquer pour animer)

Un tel isolateur correspond à celui réalisé par CASTÉRA et al., 1977, et déjà présenté figure I.26. Dans cet isolateur, la rotation réciproque se faisait grâce à l'effet Cotton-Mouton sous un fort champ magnétique. Il utilisait un guide en *YIG* massif, de forte rotation Faraday, de sorte que la biréfringence du guide était négligeable. Si on veut fabriquer un tel isolateur sur verre, tous les ingrédients sont disponibles : le séparateur de polarisation fabriqué par PARSY, 2013 joue le

---

1. Il faut rappeler la convention choisie : la lumière, à l'aller comme au retour, est vue depuis la sortie de l'isolateur ; ce n'est pas le point de vue normal en optique. Par conséquent, un effet réciproque donnera des mouvements opposés à l'aller et au retour, de manière à ramener le point représentatif au même endroit ; tandis qu'un effet non-réciproque s'effectuera dans la même sens à l'aller et au retour.

rôle de polariseur, tandis qu'Élodie Jordan (JORDAN, 2016) a réalisé un rotateur de polarisation adiabatique qui permet, avec la même technologie d'échange d'ions sur verre, de faire tourner lentement la direction des axes principaux d'un guide, réalisant ainsi un rotateur de polarisation à très large bande passante. Mais le problème viendra de nos guides magnétooptiques, qui ont l'inconvénient d'avoir une biréfringence non négligeable dont il va falloir tenir compte.

### L'isolateur intégré non idéal

Effectivement, les études effectuées au paragraphe III.2.2 nous ont montré que la rotation s'accompagne de l'apparition d'une ellipticité, due principalement à la biréfringence. Ainsi, sur la figure IV.2, la lumière à l'aller va de  $TM$  à  $P$  dans le rotateur non-réciproque, puis le rotateur réciproque l'amène en  $Q$ . En sortie, il n'est pas pensable de mettre un polariseur qui ne laisse passer que l'état  $Q$ , puisqu'il s'agit d'un état elliptique. On suppose donc qu'il y a un polariseur TE en sortie. La théorie de la sphère de Poincaré indique alors que l'intensité lumineuse s'écrira :

$$I_{aller} = \cos^2 \left( \frac{\overline{TE, Q}}{2} \right) = \cos^2 \varepsilon_P \quad (\text{IV.1})$$

où  $\varepsilon_P$  représente l'ellipticité au point  $P$ . Sur le graphique de gauche de la figure IV.3, on peut voir l'évolution de l'intensité en sortie en fonction de  $\varepsilon_P$ .

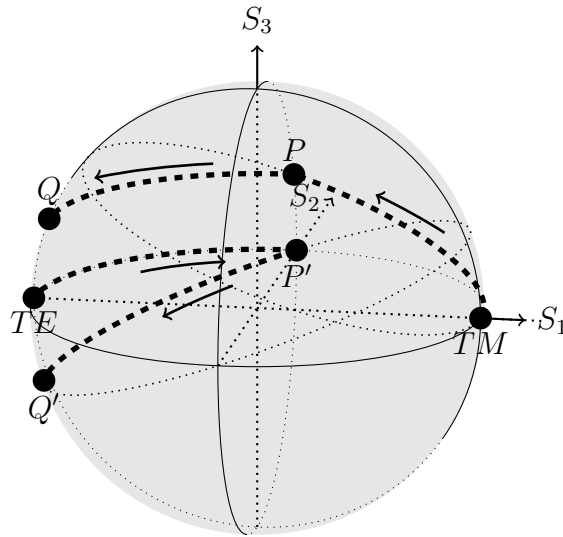


FIGURE IV.2 – Évolution de l'état de polarisation de la lumière sur la sphère de Poincaré lors de la traversée d'un isolateur non idéal, formé d'un rotateur non-réciproque de  $45^\circ$  biréfringent, suivi d'un isolateur réciproque de  $45^\circ$ .



Au retour, la lumière arrive en  $TE$ , et le rotateur réciproque l'amène en  $P'$ . La lumière traverse alors le rotateur non-réciproque à l'envers. Seul l'effet magnétooptique est non-réciproque, la biréfringence, elle, est réciproque. À l'aller, la rotation se faisait autour d'un vecteur  $\vec{\Omega} = \begin{pmatrix} -\Delta\beta \\ 0 \\ 2K' \end{pmatrix}$ ; au retour, on aura le vecteur

$\vec{\Omega}' = \begin{pmatrix} \Delta\beta \\ 0 \\ 2K' \end{pmatrix}$ . On peut facilement se convaincre que cela revient à tourner dans le

même sens qu'à l'aller, mais en effectuant une symétrie haut/bas par rapport au plan  $S_3 = 0$ . Par conséquent, le trajet de la lumière sera de  $P'$  à  $Q'$ , symétrique de  $Q$  par rapport à  $TE$ . La lumière traverse alors le polariseur d'entrée, qui est selon le mode  $TM$ . Comme le point  $Q'$  n'est pas diamétralement opposé au point  $TM$  sur la sphère de Poincaré, la lumière ne sera pas entièrement bloquée. Plus exactement, l'intensité transmise au retour vaudra :

$$I_{retour} = \cos^2\left(\frac{\overline{TM, Q'}}{2}\right) = \sin^2 \varepsilon_P \quad (\text{IV.2})$$

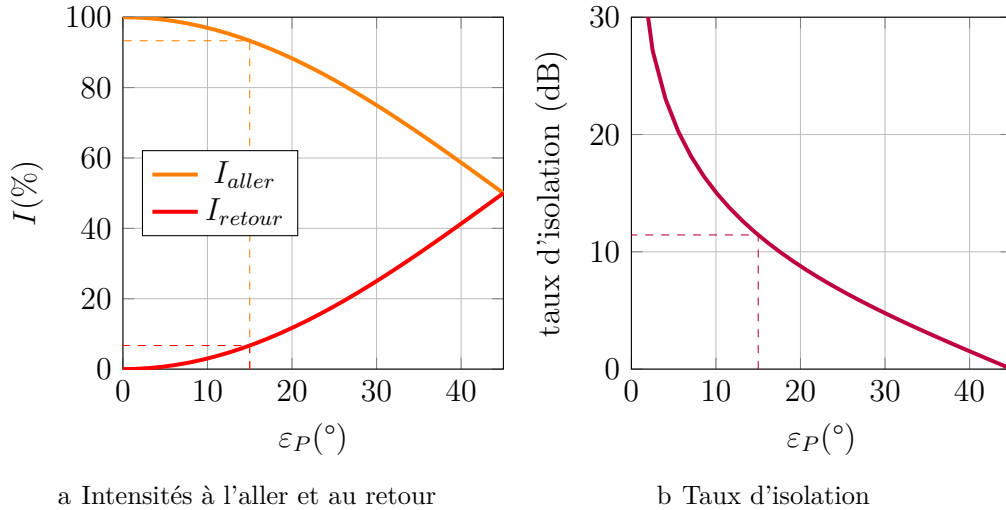
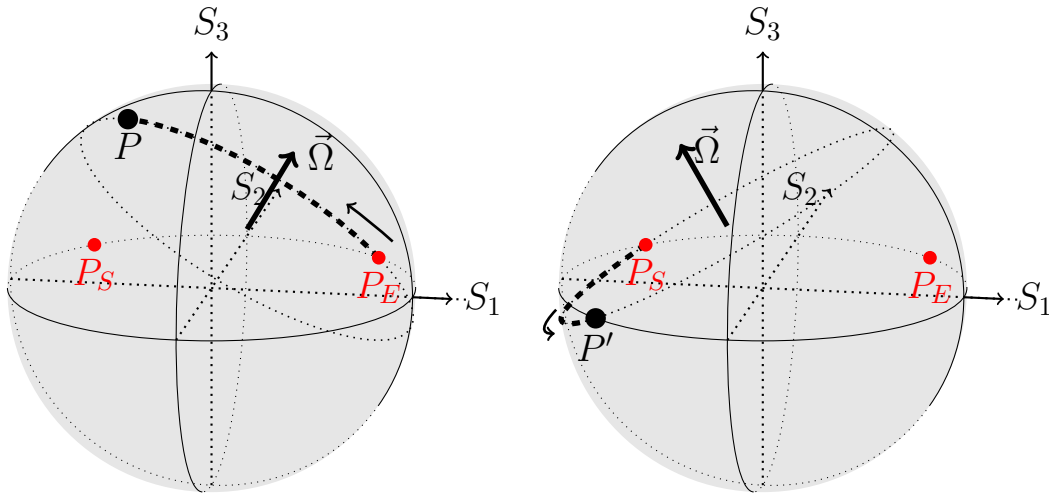


FIGURE IV.3 – Efficacité d'un isolateur simple en fonction de l'ellipticité résiduelle après le rotateur non-réciproque de  $45^\circ$ .

Le résultat est tracé sur la figure IV.3, de même que le taux d'isolation théorique obtenu. D'après les résultats de la figure III.9, on peut s'attendre à des valeurs de  $\varepsilon_P$  allant jusqu'à  $15^\circ$ ; dans ce cas, on observe que presque 10% de la lumière passe dans le sens retour, ce qui donne un taux d'isolation théorique maximal de

l'ordre de 12 dB à peine. On voit bien que cette ellipticité résiduelle va empêcher la réalisation d'un isolateur performant.

Une solution à cela a été proposée par DAMMANN et al., 1990 et est connue désormais sous le nom de «Damman trick». Il s'agit de prendre, comme états en entrée et en sortie, non pas de la lumière en TM/TE, mais inclinée de  $\pm 22.5^\circ$  par rapport aux axes. Sur le schéma de la figure IV.4, on a représenté les états propres des polariseurs d'entrée  $P_E$  et de sortie  $P_S$ <sup>2</sup>. Analysons ce qui se passe en commençant par le retour, puisque l'important dans un bon isolateur est que la lumière soit complètement bloquée au retour. Au retour, la lumière arrive dans l'état  $P_S$ , tourne suivant un cercle non horizontal à cause de la biréfringence, et arrive dans l'état  $P'$  qui est diamétralement opposé à  $P_E$ , ce qui signifie qu'il va être complètement bloqué par le polariseur d'entrée. Si on considère maintenant l'aller, la lumière entre en  $P_E$  et ressort dans l'état  $P$  qui n'a aucune caractéristique particulière, si ce n'est qu'il n'est pas trop loin de  $P_S$ , donc une bonne partie de la lumière va passer. Cet isolateur a donc une perte intrinsèque lors de la propagation aller, assez proche du cas de la figure IV.2; mais son inconvénient majeur est sa grande complexité.



a À l'aller, la lumière ne ressort pas exactement sur  $P_S$ , donc il y aura des pertes.

b Au retour, la lumière ressort diamétralement opposée à  $P_E$ , donc elle est bloquée.

FIGURE IV.4 – Illustration du «Damman trick».  $P_E$  et  $P_S$  représentent les polariseurs d'entrée et de sortie.

2. De tels polariseurs sont, comme on l'a expliqué plus haut, difficiles à fabriquer. Mais on peut les imaginer comme un polariseur TM ou TE suivi d'un rotateur réciproque de  $22.5^\circ$ . Donc la fabrication d'un isolateur dans cette configuration est compliquée mais pas infaisable.

Dans le cas où le rotateur non-réciproque à  $45^\circ$  fournit de l'ellipticité en sortie, nous avons donc vu deux possibilités pour concevoir un isolateur :

- {polariseur TM + rotateur NR  $45^\circ$  + rotateur R  $45^\circ$  + polariseur TE} : fabrication moyennement compliquée, mais taux d'isolation médiocre
- {polariseur TM + rotateur R  $22.5^\circ$  + rotateur NR  $45^\circ$  + rotateur R  $22.5^\circ$  + polariseur TE} : fabrication compliquée, pertes, mais bon taux d'isolation

Pour améliorer cela, il faut se pencher sur ce qu'est un rotateur réciproque. La façon la plus simple de faire tourner le plan de polarisation de la lumière est d'utiliser une lame demi-onde. Ainsi, une lame demi-onde ayant ses axes tournés de  $22.5^\circ$  agira comme un rotateur de  $45^\circ$ . Il faut donc pour cela réaliser un guide dont les axes sont inclinés par rapport aux modes TE et TM, et la biréfringence de ce guide va amener un déphasage entre les deux modes, qu'on réglera à  $180^\circ$ . Au cours de sa thèse (JORDAN, 2016), Élodie Jordan a réalisé par échange ionique des guides ayant des axes propres inclinés d'environ  $25^\circ$ , avec des biréfringences de l'ordre de  $10^{-3}$ , ce qui montre qu'un tel rotateur réciproque est possible.

On peut alors se demander si une lame de phase bien choisie, avec des angles différents, ne permettrait pas d'améliorer la conception d'un isolateur. Repartons du premier dispositif : {polariseur TM + rotateur NR + composant réciproque + polariseur TE}. Si on veut que toute la lumière passe à l'aller, il faut que la lumière qui arrive sur le polariseur de sortie soit dans son état propre, donc ici en TE. Par application de la réciprocité du composant réciproque, on en déduit, avec les notations de la figure IV.5, que les états  $P$  (en sortie du rotateur NR à l'aller) et  $P'$  (en entrée du rotateur NR au retour) sont identiques. Le rotateur non-réciproque doit donc avoir comme caractéristiques :

- $TM \rightarrow P$  à l'aller
- $P \rightarrow TE$  au retour

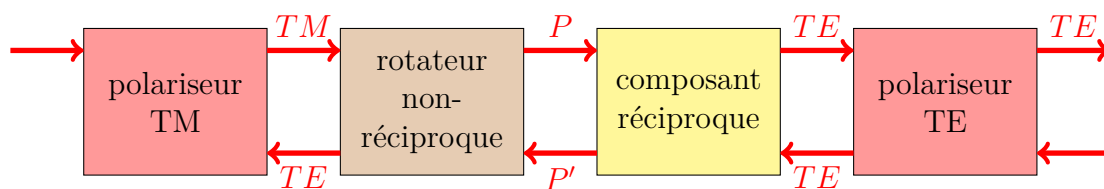


FIGURE IV.5 – Composants élémentaires d'un isolateur.

L'ensemble aller-retour doit donc effectuer une rotation de  $180^\circ$  perpendiculairement à l'axe  $S_3$  sur la sphère de Poincaré. Or la rotation par rapport à l'axe  $S_3$  est la partie non-réciproque de l'effet (la biréfringence, effet réciproque, ne fait que des mouvements selon  $S_3$ ), donc on en conclut que l'aller comme le retour doivent réaliser, dans le plan orthogonal à  $S_3$ , une rotation de  $90^\circ$ ; autrement dit, la seule possibilité est que le point  $P$  soit sur le plan  $S_1 = 0$ , comme c'était déjà le cas sur

la figure IV.4. On doit donc bien avoir un rotateur NR qui tourne de  $45^\circ$ , il n'y a pas de changements possible sur ce point.

Reste à savoir si une lame de phase peut amener la lumière du point  $P$  vers le point  $TE$ . Pour cela, il faut se souvenir qu'une lame de phase ayant les axes TM et TE comme axes propres a pour effet une rotation dans le plan  $S_1 = cst$ . Si par contre les axes de la lame de phase sont tournés d'un angle  $\Phi$ , cela revient à faire tourner la sphère de Poincaré d'un angle  $2\Phi$  autour de l'axe vertical  $S_3$ . Si on trouve un angle  $\Phi$  tel que la rotation de la sphère amène  $P$  et  $TE$  dans le même plan  $S'_1 = cst$ , alors il ne reste plus qu'à amener un déphasage  $\Delta$  pour faire tourner la lumière du point  $P$  au point  $TE$ .

Avant de calculer  $\Phi$  et  $\Delta$ , on peut illustrer ce qui se passe dans deux cas simples. Sur la figure IV.6, une animation montre l'effet de la lame de phase pour les cas limites  $\varepsilon_P = 0^\circ$  et  $\varepsilon_P = 45^\circ$ .

a Isolateur idéal sans ellipticité en  $P$

b Isolateur avec ellipticité en  $P$  maximale

FIGURE IV.6 – Animation de l'évolution de l'état de polarisation de la lumière dans un isolateur composé d'un rotateur non-réciproque suivi d'une lame de phase inclinée. (Cliquer pour animer)

Des calculs de géométrie permettent d'obtenir l'inclinaison  $\Phi$  des axes et le déphasage  $\Delta$  de la lame de phase :

$$\begin{cases} \Phi = 45^\circ - \frac{1}{2} \arctan(\cos 2\varepsilon_P) \\ \Delta = 180^\circ - \arcsin\left(\frac{\sin 2\varepsilon_P}{\sin 2\Phi}\right) \end{cases} \quad (\text{IV.3})$$

Les courbes correspondantes sont tracées sur le figure IV.7. On retrouve bien les deux cas limites :

- si  $\varepsilon_P = 0^\circ$ , alors  $\Phi = 22.5^\circ$  et  $\Delta = 180^\circ$  : on a une lame demi-onde inclinée de  $22.5^\circ$  par rapport aux axes initiaux.
- si  $\varepsilon_P = 45^\circ$ , alors  $\Phi = 45^\circ$  et  $\Delta = 90^\circ$  : on a une lame quart d'onde inclinée de  $45^\circ$  par rapport aux axes initiaux.

Pour une ellipticité résiduelle  $\varepsilon_P \approx 15^\circ$ , on trouve  $\Phi \approx 25^\circ$  et  $\Delta \approx 140^\circ$ , ce qui n'est pas plus difficile à réaliser que la lame demi-onde inclinée à  $22.5^\circ$ . L'illustration de ce cas sur la sphère de Poincaré est donnée à la figure IV.9.

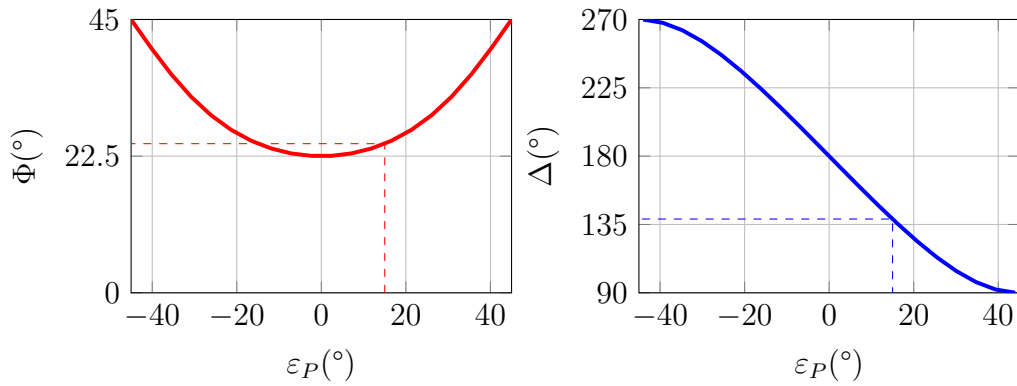


FIGURE IV.7 – Courbes donnant les angles caractéristiques  $\Phi$  et  $\Delta$  de la lame de phase, en fonction de l'ellipticité  $\varepsilon_P$  en sortie du rotateur non-réciproque. Le pointillé correspond à l'ellipticité  $\varepsilon_P = 15^\circ$  obtenue avec nos guides.

Ainsi, le schéma proposé semble le plus simple à réaliser pour aboutir à un isolateur optique avec le minimum de composants. On peut néanmoins se poser la question de l'effet des dichroïsmes linéaires et circulaires sur cet isolateur. C'est ce qu'on va mettre en évidence dans la section suivante.

### IV.1.2 Bande passante

Un des avantages de l'isolateur à conversion de modes est la largeur de sa bande passante. Si on considère l'isolateur idéal de la figure IV.1, dans lequel la rotation réciproque est réalisée par un rotateur adiabatique semblable à celui réalisé dans JORDAN, 2016, donc indépendant de la longueur d'onde, alors la seule dépendance spectrale provient de la rotation Faraday qui, comme on le voit sur la figure I.16, varie avec la longueur d'onde, de même que l'ellipticité Faraday. À partir des valeurs de  $\epsilon'_{xy}$  et  $\epsilon''_{xy}$  mesurées sur une couche de nanoparticules de ferrite de cobalt, on peut modéliser la propagation dans le rotateur non-réciproque, puis

dans le rotateur réciproque à  $45^\circ$  supposé idéal, et en déduire l'intensité de la lumière en sortie, puis le taux d'isolation.

La figure IV.8 présente quatre résultats différents. La courbe noire présente le rotateur non-réciproque réalisant exactement une rotation de  $45^\circ$  à  $1550\text{ nm}$ , sans autres termes, cas bien sûr irréaliste. Un tel isolateur présente un taux d'isolation infini pour  $\lambda = 1550\text{ nm}$ , car on a supposé les polariseurs parfaits, ce qui n'est pas le cas en réalité. On peut alors définir, par exemple, une bande passante correspondant à  $20\text{ dB}$  d'isolation au moins ; on trouve alors  $\Delta\lambda = 200\text{ nm}$  environ pour cet isolateur.

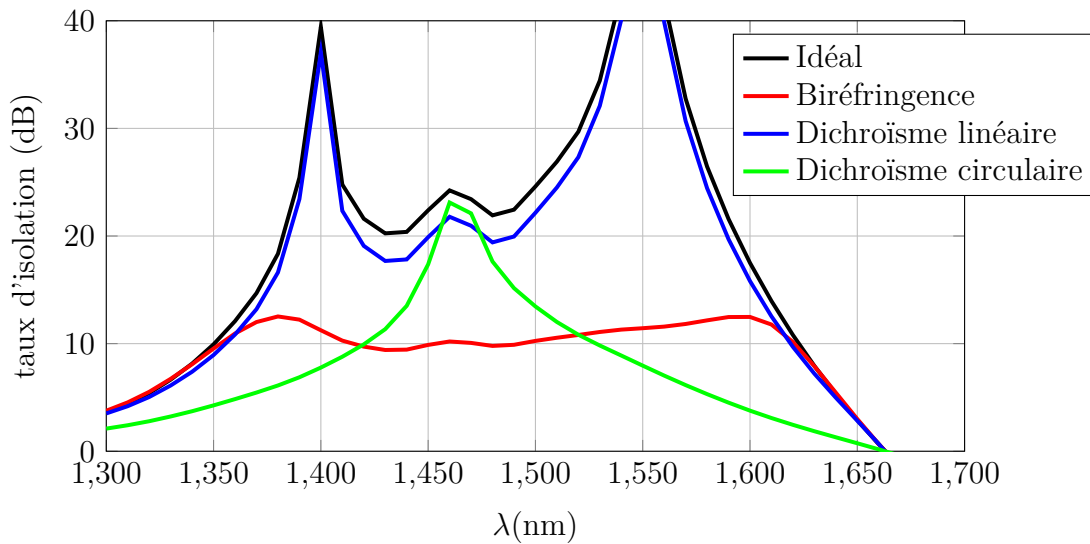


FIGURE IV.8 – Taux d'isolation d'un isolateur formé d'un rotateur NR  $45^\circ$  et d'un rotateur R  $45^\circ$  idéal, en fonction de la longueur d'onde. L'isolateur idéal n'a ni biréfringence, ni dichroïsme. Les autres courbes tiennent compte d'un seul effet non idéal sans changer le rotateur réciproque.

Plusieurs effets vont venir perturber cet isolateur. Considérons d'abord le dichroïsme linéaire. En présence d'un dichroïsme qui attire le point vers  $TM$  par exemple, le trajet de la lumière va changer et l'isolateur ne fonctionnera plus bien, car la rotation ne sera plus exactement de  $45^\circ$ . Mais notre but est d'avoir une bonne isolation au retour : on doit toujours avoir  $TE \rightarrow P' \rightarrow TE$ . On a donc deux solutions : modifier légèrement le couplage magnétooptique, de manière à allonger ou raccourcir la longueur  $TE \rightarrow P'$  jusqu'à obtenir de nouveau  $45^\circ$  ; la courbe d'isolation correspondante est tracée sur la figure IV.8 en bleu ; on voit que la perte de taux d'isolation est très faible, et que la bande passante ne diminue que très peu. Ou bien modifier la rotation du rotateur réciproque pour toujours

revenir en  $TE^3$ .

Par contre, l'ajout de dichroïsme circulaire (terme  $\Xi''$ ) va complètement dérégler l'isolateur : ce terme attire le point vers l'un des pôles de la figure IV.1, et cet effet va faire aboutir la lumière loin du point  $TE$ . On constate donc un taux d'isolation très diminué (courbe verte simulée à partir des mesures expérimentales de  $\epsilon''_{xy}$ ), exception faite autour de  $\lambda = 1470$  nm car  $\epsilon''_{xy}$  s'annule pour cette valeur. Le rotateur réciproque pur à  $45^\circ$  est inutile pour compenser cet effet, car il ne produit pas de mouvement suivant l'axe  $S_3$ .

La biréfringence va elle aussi diminuer le taux d'isolation, comme expliqué sur la figure IV.2. La courbe rouge de la figure IV.8, obtenue avec  $\varepsilon_P = 15^\circ$  est très mauvaise. Pour compenser son effet, il faut mettre une lame de phase de  $\Delta = 140^\circ$  ayant des axes inclinés de  $\Phi = 25^\circ$ . Le schéma correspondant sur la sphère de Poincaré est représenté sur la figure IV.9, dans le cas où on néglige les dichroïsmes linéaire et circulaire.

FIGURE IV.9 – Animation de l'évolution de l'état de polarisation de la lumière dans un isolateur composé d'un rotateur non-réciproque à  $45^\circ$  avec  $15^\circ$  d'ellipticité, suivi d'une lame de phase de  $140^\circ$  inclinée de  $25^\circ$ .(Cliquer pour animer)

---

3. Ici et dans la suite, on ne peut pas ajouter le second élément a posteriori sur la plaque. Le principe est donc de réaliser un guide témoin, de faire des mesures dessus, puis de réaliser un composant complet à partir des mesures du guide témoin.

La lame de phase est réglée pour donner  $\Delta = 140^\circ$  à 1550 nm. En fait, ce déphasage dépend de la longueur d'onde selon la loi  $\Delta = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta N(\lambda)L$  avec  $L$  la longueur de propagation. La biréfringence  $\Delta N$  dépend assez peu de la longueur d'onde (cf. figure V.4), on va la prendre constante pour commencer. On peut alors simuler le comportement spectral de l'ensemble rotateur NR + lame de phase de  $140^\circ$ ; c'est la courbe rouge de la figure IV.10. On voit que le taux d'isolation est peu impacté aux alentours de 1550 nm, et que la largeur de la bande passante est là encore peu diminuée.

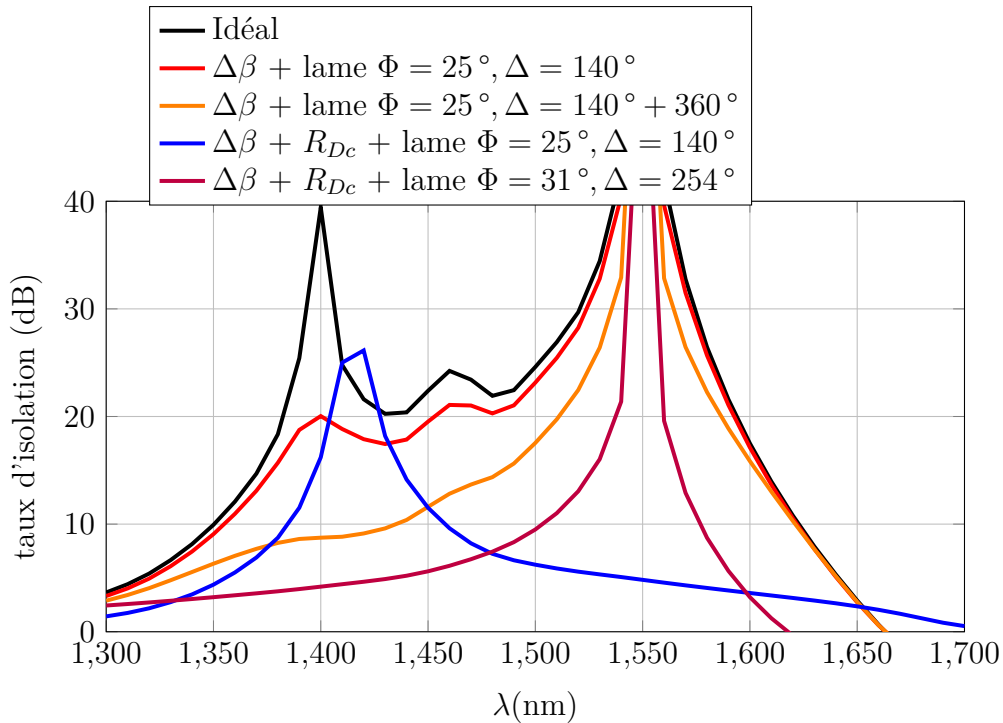


FIGURE IV.10 – Taux d'isolation d'un isolateur réel formé d'un rotateur NR  $45^\circ$  avec de la biréfringence amenant  $15^\circ$  d'ellipticité résiduelle, et éventuellement un dichroïsme circulaire avec  $R_{Dc} = 0,45$ , suivi d'une lame de phase.

Pourquoi cette lame de phase amène-t-elle peu de dépendance en longueur d'onde? Parce que, si sa biréfringence est faible, on peut la régler de manière à avoir juste  $140^\circ$  de déphasage. Si on a  $140^\circ + n.360^\circ$  de déphasage, alors on aura toujours le bon effet à 1550 nm, mais la largeur spectrale va chuter beaucoup plus vite (courbe orange). Il sera donc important de ne pas mettre de déphasages de  $360^\circ$  supplémentaires.

Mais il faut aussi tenir compte d'une perturbation qu'on a vu importante : le dichroïsme circulaire. Considérons l'animation de la figure IV.9, s'il y a du



dichroïsme qui attire le point, disons vers le pôle nord. À l'aller, la biréfringence aurait amené la lumière en un point  $P$  quelconque sur le plan  $S_1 = 0$ , mais le dichroïsme le fait aller plus haut ; au retour, depuis ce même point, le dichroïsme va encore tirer vers le haut, et au final on aboutira au-dessus du point  $TE$ . Cet effet non-réciproque vient perturber le processus et faire chuter le taux d'isolation (figure IV.10, courbe bleue tracée dans le cas où, à l'aller, la biréfringence + le dichroïsme circulaire donnent une ellipticité de  $15^\circ$ ). En fait, le problème vient de ce que, pour choisir la lame de phase, on s'est basé sur l'ellipticité résiduelle à l'aller (point  $P$ ), et non pas sur l'ellipticité qu'il faudrait avoir au retour au point  $P'$  pour aboutir au final en  $TE$ . L'écart entre ces deux est très important. La courbe de la figure IV.11 correspond à des simulations effectuées en fonction du rapport  $\frac{\epsilon'_{xy}}{\epsilon_{xy}}$  mesuré à 1550 nm. On voit que si on a  $15^\circ$  d'ellipticité en  $P$ , il faudra avoir  $-29^\circ$  d'ellipticité en  $P'$ , ce qui donne une lame de phase avec  $\Phi = 31^\circ$  et  $\Delta = 254^\circ$ . La courbe simulée correspondante est alors tracée en violet sur la figure IV.10 : on obtient bien un bon taux d'isolation à 1550 nm, mais la largeur spectrale est désormais plus faible, de l'ordre de 30 nm.

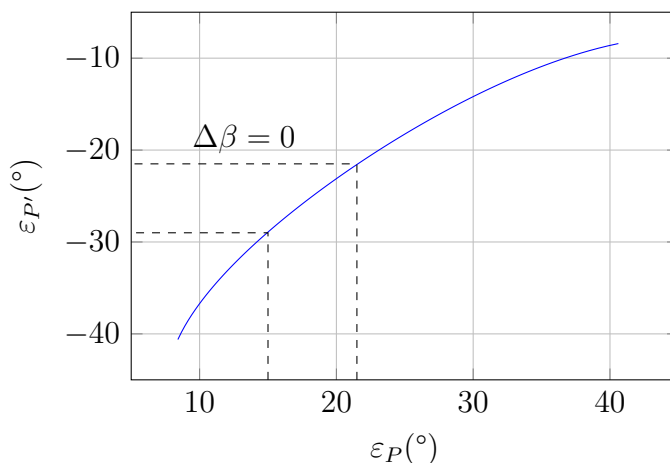


FIGURE IV.11 – Ellipticité résiduelle qu'il faut avoir au point  $P'$  au retour en entrée du rotateur non-réciproque, en fonction de l'ellipticité résiduelle au point  $P$  à l'aller en sortie du rotateur non-réciproque.

On peut donc en conclure les points suivants :

- le dichroïsme circulaire joue un rôle très important pour les nanoparticules de ferrite de cobalt. Il risque de réduire très fortement le taux d'isolation si on n'en tient pas compte
- l'ajout d'une lame de phase inclinée bien choisie permet de compenser l'ellipticité due non seulement la biréfringence, mais aussi au dichroïsme circulaire

- pour déterminer les caractéristiques de la lame de phase, il ne faut pas mesurer l’ellipticité en sortie du rotateur non-réciproque à l’aller. Comme le dichroïsme circulaire est non-réciproque, il faut modifier le sens du champ magnétique (tourner l’aimant de  $180^\circ$ ) et mesurer l’ellipticité résiduelle en partant d’un état  $TE$ . Néanmoins, si le dichroïsme linéaire  $\Delta\alpha$ , qui est réciproque, n’est pas négligeable, alors cette méthode ne donnera que des résultats approchés
- la compensation du dichroïsme circulaire ne fonctionne qu’en  $\lambda = 1550$  nm ; cet effet diminue fortement la bande passante.

*Ce paragraphe nous a permis de comprendre que le schéma formé d’un rotateur non réciproque à  $45^\circ$  suivi d’une lame de phase bien choisie, le tout placé entre deux polariseurs, et le seul à même de réaliser un isolateur en dépit de toutes les perturbations amenées par les termes autres que l’effet Faraday. Cette lame de phase n’apportera pas de réduction sensible de la bande passante. En revanche, il sera nécessaire, pour obtenir un isolateur de bon taux d’isolation et de bonne bande passante, de réduire au maximum les dichroïsmes linéaire et circulaire.*

### IV.1.3 Réalisations et mesures

Les séparateurs de polarisation, fabriqués par PARSY, 2013, et guides à axes inclinés, fabriqués par JORDAN, 2016, ont déjà été réalisés en laboratoire avec la même technologie d’échange ionique. Reste le composant essentiel, le rotateur non-réciproque, seul à même de produire la non-réciprocité requise par un isolateur. Les résultats du III nous permettent d’avancer vers cette réalisation.

Tout d’abord, nous avons vu qu’on pouvait parvenir à une rotation  $\gamma = 45^\circ$ . Cela a été observé sur l’échantillon Dop450-Ep26-Sol1033. Pour vérifier que la lumière tourne bien de  $45^\circ$ , une expérience entre deux polariseurs tournés de  $45^\circ$  a été essayée. La mesure de l’intensité lumineuse obtenue en sortie est représentée sur la figure IV.12.

Cependant, les résultats d’autres mesures réalisées sur cet échantillon laissent penser qu’il ne s’agit pas uniquement d’un effet de conversion de modes, mais qu’il y a aussi une forte importance des dichroïsmes. Néanmoins, si on considère les autres résultats, on voit qu’on est capable de produire de façon assez reproductible des guides avec  $\Delta N = 1.10^{-4}$  soit  $\Delta\beta = 230^\circ/\text{cm}$ . Pour obtenir une rotation de  $45^\circ$ , soit 50% de conversion, la formule (II.8) indique qu’il faut au minimum  $K' = \frac{\Delta\beta}{2} = 115^\circ/\text{cm}$ . Avec un fort dopage de la couche magnétooptique, on peut atteindre des rotation Faraday spécifiques de plus de  $400^\circ/\text{cm}$ . Il va donc être nécessaire de faire passer environ 25% du champ dans la couche, contre moins de 10% actuellement. Cela doit se faire en augmentant légèrement l’indice de la couche, donc en jouant sur la composition du sol. L’échantillon doit également

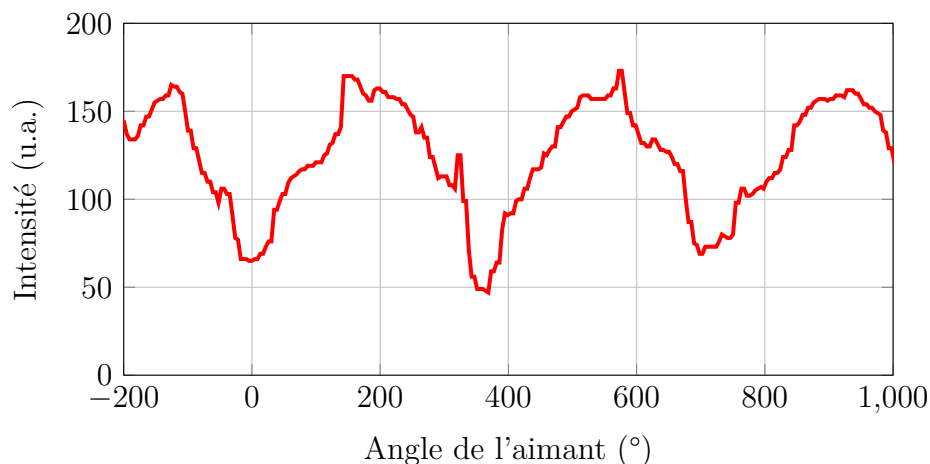


FIGURE IV.12 – Évolution de l'intensité de la lumière en sortie d'un isolateur formé de l'échantillon Dop450-Ep26-Sol1033 placé entre deux polariseurs orientés à  $45^\circ$  l'un de l'autre. La rotation de l'aimant au-dessus de l'échantillon permet de faire varier périodiquement le sens de l'aimantation de la couche magnétooptique. On mesure un taux d'isolation de  $5,6\text{dB}$ , limité par le bruit de fond.

avoir une longueur d'interaction inférieure à  $7\text{mm}$  pour tirer le meilleur parti de la conversion de modes sans être gênés par la biréfringence.

En contrepartie de la forte rotation, il y aura une forte absorption. Nous avons montré plus haut que la méthode de dépôt de la couche magnétooptique par voie sol-gel permet de conserver le facteur de mérite de la couche :  $F = 2^\circ/\text{dB}$ . Cela implique qu'il y aura au moins  $22.5\text{dB}$  d'absorption. On serait loin des  $2.6\text{dB}$  mesurés sur l'isolateur de référence de [SUGIMOTO et al., 1996](#), mais de nombreux autres isolateurs annoncent des pertes supérieures à  $10\text{dB}$ . Il restera donc une bonne marge de progression, néanmoins il devrait rester suffisamment de lumière pour que des mesures correctes soient possibles.

Enfin, d'après les résultats précédents, il faut s'attendre à une forte ellipticité résiduelle, qu'il faudra mesurer et compenser par une lame de phase adaptée.

Aucun point ne semble donc rédhibitoire. Il reste à fabriquer le rotateur non-réciproque de  $45^\circ$  pour tester si ses caractéristiques correspondent bien à ce qui a été prévu, puis à tenter une intégration complète des différentes fonctions sur la même plaquette. De plus, la possibilité de déposer la couche magnétooptique sous champ magnétique, de façon à lui conférer une aimantation permanente, devrait permettre de réaliser des rotateurs non-réciproques ne nécessitant pas la présence d'un aimant permanent supplémentaire.

### IV.1.4 Perspectives

Le matériau le plus prometteur en couche minces est le *YIG* dopé ; plus exactement le *Ce : YIG*, meilleur à 1550 nm. Nous allons, dans ce paragraphe, étudier ce qu'on pourrait obtenir si on remplaçait les nanoparticules de ferrite de cobalt par des nanoparticules de *Ce : YIG*.

On se reportera à l'étude publiée par ONBASLI et al., 2016. On y trouve les mesures suivantes :

- rotation spécifique à 1550 nm :  $\theta_F = -5800^\circ/\text{cm}$
- rapport  $R_{Dc} = \frac{\epsilon''_{xy}}{\epsilon'_{xy}} \approx 0,25$  d'après les courbes sur l'effet Kerr (deux fois moins que pour le ferrite de cobalt), ce qui indique une ellipticité spécifique de  $1450^\circ/\text{cm}$
- facteur de mérite  $F = 943^\circ/\text{dB}$ , soit 450 fois plus élevé que pour le ferrite de cobalt

On en déduit les hypothèses suivantes pour un éventuel guide magnétooptique avec des particules de *Ce : YIG* :

- les sol-gel organiques utilisés pour avoir peu de biréfringence ne permettent pas de dopages à plus que quelques pourcents. Si la rotation de la couche est simplement égale à  $\theta_F$  de la couche mince multiplié par le taux de dopage, on ne devrait pas avoir de rotation spécifiques bien supérieures à ce qu'on a déjà obtenu. Ce serait donc juste suffisant, mais il faudra attendre pour voir quelle sera réellement l'intensité des effets magnétooptiques des nanoparticules de *Ce : YIG*.
- le rapport  $R_{Dc}$  de dichroïsme circulaire semble être diminué de moitié : l'effet du dichroïsme circulaire devrait être moins gênant, on peut espérer une bande passante plus large.
- le paragraphe III.3.4 nous a montré que la méthode d'intégration sol-gel permet de conserver le facteur de mérite du matériau magnétooptique lors de son intégration. Si tel est encore le cas, on devrait avoir des pertes de propagation inférieures 0.05 dB, donc un isolateur bien lumineux. Néanmoins, ZIOLO et al., 1992 ont montré que, pour les nanoparticules de ferrite de cobalt, l'absorption est plus faible que pour le même matériau massif. Il n'est donc pas évident que la valeur  $F = 943^\circ/\text{dB}$  sera la même pour des nanoparticules.

*On voit donc que le passage au *Ce : YIG* pourrait permettre d'améliorer encore les caractéristiques de l'isolateur à conversion de modes guidés. Les nanoparticules de ferrite de cobalt que nous avons semblent suffisantes pour construire dès aujourd'hui un isolateur de démonstration, mais le même isolateur avec du *Ce : YIG* aurait moins de pertes de propagation et une bande passante plus large.*

## IV.2 Isolateur à base de conversion de mode guidé vers mode radiatif

### IV.2.1 Réalisation de cet isolateur

Cet isolateur, dont le principe a été décrit au paragraphe I.2.2, et est rappelé sur la figure IV.13, nécessite 3 caractéristiques :

- un guide qui propage le mode TE mais coupe le mode TM
- un effet de rotation non-réciproque qui convertit du mode TE vers du mode TM
- un effet de rotation réciproque qui compense l'effet non-réciproque à l'aller, mais pas au retour

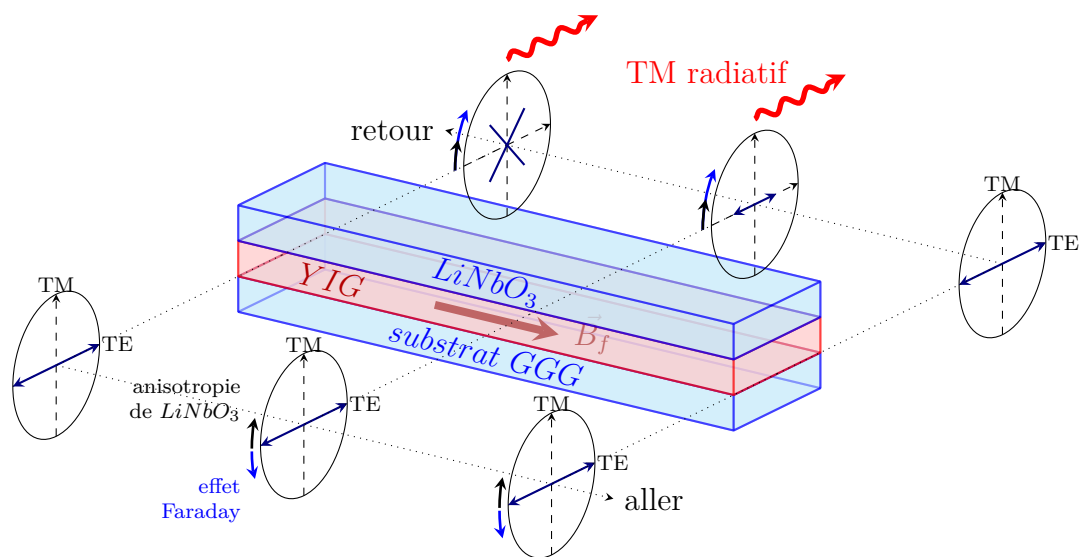


FIGURE IV.13 – Principe de l'isolateur à guide monopolarisation, proposé par YAMAMOTO et al., 1976 et réalisé par KIRSCH et al., 1981.

Le premier point est obtenu dans les guides les moins larges des séries étudiés, aux alentours de  $0.6 \mu\text{m}$ . Le second point est obtenu avec des taux de rotation de quelques dizaines de  $^\circ/\text{cm}$ . Le troisième point est plus problématique. La démonstration faite par KIRSCH et al., 1981 utilisait un cristal biréfringent dont l'axe était sagement incliné pour produire un effet de rotation adéquat. Mais cela n'est pas possible par la voie sol-gel, car les axes de biréfringences sont orthogonaux et parallèles à la couche. Trois solutions sont possibles :

- choisir un matériau qui produit une rotation réciproque quelle que soit son orientation : un matériau optiquement actif. On pense par exemple au quartz, de pouvoir rotatoire environ égal à  $30^\circ/\text{cm}$  à 1550 nm. En fait, peu de matériaux classiques ont un pouvoir rotatoire élevé à 1550 nm. Néanmoins, un matériau actuellement en plein essor peut posséder une chiralité donc une activité optique : les nanotubes de carbone. Des simulations par SLAVCHEVA et al., 2010 prédisent des activités optiques de l'ordre de  $30\,000^\circ/\text{cm}$  qui seraient très intéressantes.

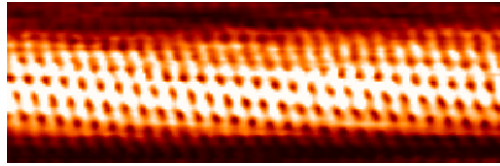


FIGURE IV.14 – Vue STM d'un nanotube de carbone chiral (crédit : Taner Yildirim - NIST).

- utiliser un guide ayant des axes inclinés, comme celui réalisé par Élodie Jordan (JORDAN, 2016). Si on injecte de la lumière polarisée orthogonalement à la couche, alors le guide agira comme une lame de phase à axes inclinés qui créera une rotation réciproque
- utiliser un guide formé non pas sur du verre, mais sur un matériau biréfringent.

Supposons qu'on y arrive, et considérons un guide magnétooptique recouvert avec un facteur de mérite de  $2^\circ/\text{dB}$ . À l'aller, la rotation non-réciproque serait compensée par la rotation réciproque ; au retour, la rotation totale serait de  $4^\circ/\text{dB}$ . Or  $4^\circ$  correspond à un transfert d'intensité lumineuse du mode TE vers le mode TM de  $\sin^2(4^\circ) = 0.5\%$ , soit  $0.02\text{ dB}$  ; autrement dit, pour  $0.02\text{ dB}$  d'isolation au retour, on aurait  $1\text{ dB}$  de pertes d'absorption. Il n'est donc pas possible de réaliser un isolateur efficace par conversion de mode guidé vers mode radiatif tant qu'on ne disposera pas d'un matériau ayant un facteur de mérite bien meilleur que  $2^\circ/\text{dB}$ .

### IV.2.2 Perspectives

En passant à des nanoparticules de *Ce* : *YIG*, on pourrait espérer multiplier le facteur de mérite par 450, ce qui donnerait  $9.5\text{ dB}$  d'isolation pour  $1\text{ dB}$  de pertes. Un tel isolateur serait théoriquement envisageable. Le plus difficile pour commencer est de réaliser les deux premiers effets :

- avec un guide sur verre à axes inclinés, on a bien l'effet de rotation réciproque, mais il n'est pas évident d'avoir un guide qui laisse passer par

exemple le mode TE mais pas le mode TM. Il y a donc un travail à réaliser sur le dimensionnement de ces guides

- le niobate de lithium est déjà utilisé pour créer des guides optiques et réaliser des fonctions optiques (en particulier des modulateurs). Des guides tracés sur du niobate de lithium ayant ses axes propres bien tournés donnera à la fois une forte birefringence de modes, pouvant aboutir à la coupure de l'un des deux, et à une conversion réciproque entre les modes. Il faudra cependant tester si le rapport de nanoparticules par la voie sol-gel est possible sur ce matériau avec une bonne adéquation des indices.

## IV.3 Isolateur à base de biréfringence non-réciproque

### IV.3.1 Réalisation de cet isolateur

Le principe de cet isolateur a été expliqué au paragraphe I.2.3 : il s'agit d'un Mach-Zehnder équilibré avec  $90^\circ$  [ $360^\circ$ ] de déphasage entre les bras, auquel on ajoute un déphasage non-réciproque de  $\pm 90^\circ$  entre les deux bras. À l'aller, on a  $0^\circ$  de déphasage, donc interférence constructive ; au retour,  $180^\circ$  de déphasage donc interférence destructive. Le tableau IV.1 rappelle son fonctionnement.

	coupleur		DNR		DR		coupleur	
$TM[0]$	$\nearrow$	$\frac{1}{\sqrt{2}}TM[0]$	$\rightarrow$	$\frac{1}{\sqrt{2}}TM[\frac{\pi}{2}]$	$\rightarrow$	$\frac{1}{\sqrt{2}}TM[0]$	$\searrow$	$TM[0]$
	$\searrow$	$\frac{1}{\sqrt{2}}TM[0]$	$\rightarrow$	$\frac{1}{\sqrt{2}}TM[0]$	$\rightarrow$	$\frac{1}{\sqrt{2}}TM[0]$	$\nearrow$	
$\emptyset$	$\swarrow$	$\frac{1}{\sqrt{2}}TM[\pi]$	$\leftarrow$	$\frac{1}{\sqrt{2}}TM[\frac{\pi}{2}]$	$\leftarrow$	$\frac{1}{\sqrt{2}}TM[0]$	$\swarrow$	$TM[0]$
	$\nwarrow$	$\frac{1}{\sqrt{2}}TM[0]$	$\leftarrow$	$\frac{1}{\sqrt{2}}TM[0]$	$\leftarrow$	$\frac{1}{\sqrt{2}}TM[0]$	$\nwarrow$	

TABLE IV.1 – Principe d'un isolateur Mach-Zehnder à déphasage non réciproque pour mode  $TM$ . Le déphaseur non-réciproque (DNR) impose un déphasage de  $+\frac{\pi}{2}$  et le déphaseur réciproque (DR) un déphasage de  $-\frac{\pi}{2}$ , le bras d'en bas étant toujours pris comme référence de phase. À chaque étape est indiquée la quantité de chaque mode ainsi que sa phase.

Des déphasages non-réciproques allant jusqu'à  $\Delta\beta_{TM} = 8^\circ/\text{cm}$  ont été mesurés sur un guide recouvert d'une couche magnétooptique dopée à 1.5% de nanoparticules magnétiques. Des interféromètres de Mach-Zehnder ont déjà été réalisés sur les plaquettes en verre utilisées au cours de cette thèse. Les deux bras sont séparés de 5 mm, ce qui est suffisant pour pouvoir créer des champs magnétiques opposés sur les deux bras, de manière à maximiser le déphasage total. Mais les mesures

n'ont pas été probantes. Faute de mieux, les aimants ont été maintenus tête bêche simplement par du scotch ; ce n'étaient donc pas des aimants très puissants, de sorte que les déphasages obtenus étaient faibles, inférieurs au degré : aucun effet non-réciproque n'a été vu. Il faudrait reprendre ces mesures avec des aimants plus puissants : avec  $\Delta\beta = 8^\circ/\text{cm}$  dans chaque bras, et 18 mm d'interaction dans chacun, on peut s'attendre à  $29^\circ$  de déphasage entre les bras, ce qui doit donner lieu à des effets visibles.

Pour augmenter l'effet non-réciproque, il faut augmenter la concentration en nanoparticules. Avec un sol-gel organique, on peut difficilement dépasser 2 %, mais avec un sol-gel minéral, on peut monter à 20 %. En contrepartie, la biréfringence de la couche devient très forte, mais cela n'est pas gênant avec ce type d'isolateur.

Pour terminer, on peut évaluer les pertes. D'après le tableau III.2, si le facteur de mérite longitudinal vaut  $2^\circ/\text{dB}$ , alors cela signifie qu'en configuration transverse, on aura environ  $0.5^\circ$  de déphasage pour 1 dB d'absorption. Pour obtenir  $45^\circ$  de déphasage dans chaque bras, il faudra s'attendre à 90 dB d'absorption, autrement dit, pas de lumière en sortie. Cela vient du fait que, pour nos guides, l'effet de déphasage non-réciproque reste environ 4 fois plus faible que l'effet de rotation non-réciproque.

Si la réalisation d'un isolateur selon ce principe ne semble pas possible aujourd'hui, néanmoins de nombreuses étapes vers celui-ci doivent être étudiées en amont dès maintenant, en particulier la mise en évidence d'un phénomène d'interférence non-réciproque sur les Mach-Zehnder que nous avons déjà.

#### IV.3.2 Perspectives

Avec de potentielles nanoparticules de  $Ce : YIG$ , on peut espérer descendre les pertes à un niveau raisonnable. Néanmoins, il va falloir faire face aux problèmes rencontrés déjà par les autres équipes :

- très grande sensibilité aux paramètres géométriques du Mach-Zehnder, qui rend les effets peu reproductibles
- faible bande passante

On peut aussi remarquer que l'absorption non-réciproque  $\Delta\alpha_{TM}$  va se superposer à l'effet de déphasage et va déséquilibrer les deux bras, faisant ainsi chuter le taux d'isolation. Avec le  $Ce : YIG$ , cet effet devrait être plus faible du fait du rapport  $R_{Dc} \approx 1/4$ , mais ce déséquilibre risque encore de diminuer le taux d'isolation.



## IV.4 Isolateur à base d'absorption non-réciproque

### IV.4.1 Réalisation de cet isolateur

Les guides magnétooptiques étudiés au cours de cette thèse constituent déjà, en eux-mêmes, un isolateur à base d'absorption non-réciproque. Si on prend par exemples les guides étudiés au III.2, on obtenait une absorption non-réciproque de l'ordre<sup>4</sup> de  $\Delta\alpha_{TM} = 0.3 \text{ dB/cm}$  ce qui, entre l'aller et le retour, donne 0.6 dB d'isolation. Mais il faut se souvenir que ceci est obtenu avec environ 15 dB de pertes ; le rapport  $\frac{\text{taux d'isolation}}{\text{pertes}} \approx \frac{1}{25}$  est bien maigre.

Néanmoins, il reste intéressant de garder cette idée, car l'avantage de cet isolateur est son extrême simplicité, sans polariseurs, Mach-Zehnder ou autres lames de phase. Tout nouvel échantillon doit voir son absorption non-réciproque mesurée, afin de déterminer en quelle mesure il constitue déjà en lui-même un isolateur.

### IV.4.2 Perspectives

Si le passage au  $Ce : YIG$  permet de diminuer par 450 l'absorption, tout en diminuant par deux l'effet d'absorption non-réciproque (car le rapport  $R_{Dc}$  est divisé par 2), on pourrait s'attendre à un rapport  $\frac{\text{taux d'isolation}}{\text{pertes}} \approx 10$  : évidemment, ce n'est pas possible que ce soit supérieur à 1, car cela signifierait que, à l'aller, le milieu magnétique amplifierait tout seul la lumière. Néanmoins, cela indique qu'il faut absolument creuser cette piste, car on pourrait avoir un isolateur qui, à l'aller, a très peu de pertes. Cela corrigerait le principal défaut actuel des isolateurs à base d'absorption non-réciproque, à savoir les fortes pertes à l'aller qu'il faut compenser avec un milieu amplificateur.

Qui plus est, le passage à une matrice minérale et à des taux de dopage de 20% pourrait permettre d'atteindre des taux d'isolation de l'ordre de 8 dB/cm, donc de fabriquer des isolateurs à 20 dB d'isolation en 2.5 cm environ : ce n'est pas très court, mais comparable aux isolateurs massifs actuels, avec l'avantage d'une intégration très aisée.

---

4. Avec un rapport  $\frac{\Delta\alpha_{TM}}{2\Delta\beta_{TM}}$  deux fois trop faible, laissant imaginer qu'on pourrait avoir un  $\Delta\alpha_{TM}$  deux fois plus élevé.

## IV.5 Conclusion et perspectives

L'étude systématique des caractéristiques magnétooptiques des guides fabriqués par échange d'ions et dépôt de sol-gel dopé en nanoparticules, couplée à une analyse théorique, nous a permis de clarifier les différentes voies à emprunter pour avancer vers la fabrication d'un isolateur intégré sur substrat en verre.

Il en ressort clairement que, à l'heure actuelle, avec des nanoparticules de ferrite de cobalt, le modèle d'isolateur à base de conversion entre le mode TE et le mode TM est envisageable. Tous les obstacles techniques semblent levés pour permettre un premier échantillon de démonstration en assemblant sur une même plaque les différents composants. L'isolateur obtenu nécessiterait un polariseur, un rotateur non-réciproque à  $45^\circ$ , une lame de phase inclinée dont les caractéristiques doivent être déterminées expérimentalement, et un dernier polariseur en sortie. Néanmoins, de fortes pertes, supérieures à 25 dB, sont à attendre à cause du faible facteur de mérite des nanoparticules de ferrite de cobalt.

De nombreuses pistes s'offrent désormais pour continuer le travail commencé lors de cette thèse, sur un plan expérimental, numérique et technologique.

Le banc expérimental permet déjà de nombreuses mesures sur un guide magnétooptique. On pourrait chercher à y ajouter d'autres compétences :

- une méthode de mesure directe des pertes en configuration guidée permettrait des mesures fiables de facteurs de mérite. La mesure de la lumière diffusée au-dessus du guide n'a pas donné de résultats exploitables pour le moment.
- une méthode de mesure précise de la hauteur de l'aimant au-dessus de l'échantillon permettrait de gagner en précision dans les mesures, en particulier de  $K'$ .

De plus, déjà avec le banc actuel, certaines mesures qui n'ont pas pu encore être faites seraient intéressantes :

- en collant deux aimants dos à dos, et en plaçant l'ensemble au-dessus des Mach-Zehnder, on pourra mesurer des variations non-réciproques de l'intensité de la lumière en sortie, de manière à avancer vers l'isolateur à base de biréfringence non-réciproque
- l'effet de biréfringence réciproque induite par le champ magnétique a encore une origine inconnue. Des mesures doivent être réalisés sur un échantillon non dopé, pour savoir si l'effet provient des nanoparticules ou du verre ; d'autres mesures en configuration polaire peuvent permettre de mieux cerner l'effet de l'orientation du champ magnétique.

Les méthodes numériques donnent des simulations des résultats expérimentaux qui sont acceptables mais fortement améliorables. Il faudra entre autres développer des méthodes pour mieux évaluer les valeurs des paramètres critiques ( $\Delta\beta$ ,  $K'$ ,...)

de manière à mieux faire converger les simulations.

Enfin, en ce qui concerne les échantillons qu'on pourrait fabriquer, différentes pistes existent :

- On pourrait recouvrir les guides optiques à axes inclinés fabriqués par [JORDAN, 2016](#) d'une couche magnétooptique, de manière à effectuer simultanément le composant réciproque et le composant non-réciproque. Le cas idéal à rechercher est celui où, en sens retour, l'effet de rotation dû à la lame de phase et l'effet de rotation non-réciproque d'origine magnétooptique se compensent exactement, de sorte que la lumière reste en permanence dans le mode TE. On pourrait même peut-être réaliser un isolateur à conversion de mode guidé vers radiatif.
- De même, il faut se pencher sur d'autres types de guides, en particulier les guides en niobate de lithium  $LiNbO_3$  fabriquée au laboratoire FEMTO-ST de Besançon. Ce matériau, déjà utilisé en optique intégrée, en particulier pour la fabrication de modulateurs, présente une biréfringence cristalline. En choisissant bien l'orientation du guide par rapport aux axes du matériau, on pourrait également avoir des effets intéressants, comme une rotation réciproque compensant la rotation non-réciproque. Une autre piste intéressante est d'utiliser son effet électro-optique : si on applique un champ électrique, la biréfringence du niobate de lithium est modifiée. Cela pourrait permettre, par exemple, d'annuler la biréfringence des guides pour avoir un meilleur rendement de conversion. La grande difficulté reste donc de pouvoir rapporter le matériau magnétique sur de tels guides, et d'avoir de l'effet, car l'indice élevé du  $LiNbO_3$  (supérieur à 2) est peu compatible avec celui de nos couches magnétooptiques, ce qui fait que le mode lumineux risque de peu interagir avec la couche magnétooptique.

Enfin, pour ce qui concerne le matériau magnétooptique, l'étape suivante serait, comme on l'a déjà dit, de disposer de nanoparticules de  $YIG$  ou de  $Ce : YIG$ . Une thèse a débuté au laboratoire PHENIX, dans le cadre d'un projet ANR, sous la direction de Sophie Neveu. La difficulté consiste avant tout à obtenir des nanoparticules dans une phase présentant des propriétés magnétooptiques ; pour rappel, les couches minces de  $YIG$  acquièrent des propriétés magnétooptiques après des recuits à plus de 700 °C.

## V.1 Propagation d'une onde dans un milieu isotrope transparent en présence d'un champ magnétique

Dans un milieu diélectrique, le champ électrique d'une onde plane progressive monochromatique de pulsation  $\omega$  et de vecteur d'onde  $\vec{k}$ , s'écrivant  $\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{E}_0 e^{i\vec{k}\cdot\vec{r} - i\omega t}$ , doit vérifier l'équation :

$$k^2 \vec{E}_0 - (\vec{k} \cdot \vec{E}_0) \vec{k} = \frac{\omega^2}{c^2} \bar{\epsilon} \vec{E}_0 \quad (\text{V.1})$$

En posant  $\vec{k} = k \cdot \vec{e}_z$ , l'équation peut s'écrire sous la forme matricielle :

$$\begin{pmatrix} k^2 & 0 & 0 \\ 0 & k^2 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \vec{E}_0 = \frac{\omega^2}{c^2} \bar{\epsilon} \vec{E}_0 \quad (\text{V.2})$$

### V.1.1 Milieu isotrope

Pour un milieu isotrope transparent, le tenseur de permittivité relative s'écrit  $\bar{\epsilon} = n^2 \vec{I}$ . On doit alors résoudre l'équation aux valeurs propres :

$$\begin{pmatrix} k^2 - n^2 k_0^2 & 0 & 0 \\ 0 & k^2 - n^2 k_0^2 & 0 \\ 0 & 0 & -n^2 k_0^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_{0x} \\ E_{0y} \\ E_{0z} \end{pmatrix} = \vec{0} \quad (\text{V.3})$$

en notant  $k_0 = \frac{\omega}{c}$ ; l'inconnue de cette équation est  $k$ . On voit facilement que  $E_{0z} = 0$  : le champ sera transverse. Ensuite, si  $k \neq k_0$  alors les autres composantes du champ électrique sont aussi nulles ; si on veut un champ non nul, il faut que  $k = n \cdot k_0$ . On retrouve ainsi les ondes planes bien connues, avec le choix de polarisation dans le plan  $xOy$ .

### V.1.2 Effet Faraday

Si on ajoute un champ magnétique  $\vec{B} = B.\vec{e}_z$ , alors un couplage entre  $x$  et  $y$  apparaît dans le tenseur de permittivité :

$$\bar{\epsilon} = \begin{pmatrix} \epsilon_{xx} & -i.\epsilon_{xy} & 0 \\ i.\epsilon_{xy} & \epsilon_{xx} & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_{xx} \end{pmatrix} \text{ avec } \epsilon_{xx} = n^2 \quad (\text{V.4})$$

L'équation aux valeurs propres devient alors :

$$\begin{pmatrix} k^2 - \epsilon_{xx}k_0^2 & i.\epsilon_{xy}k_0^2 & 0 \\ -i.\epsilon_{xy}k_0^2 & k^2 - \epsilon_{xx}k_0^2 & 0 \\ 0 & 0 & -\epsilon_{xx}k_0^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \underline{E}_{0x} \\ \underline{E}_{0y} \\ \underline{E}_{0z} \end{pmatrix} = \vec{0} \quad (\text{V.5})$$

Cette équation a des solutions non nulles si le déterminant de la matrice est nul :

$$-\epsilon_{xx}k_0^2 \left[ (k^2 - \epsilon_{xx}k_0^2)^2 - \epsilon_{xy}^2 k_0^4 \right] = 0 \quad (\text{V.6})$$

Les solutions sont évidentes :  $k^2 - \epsilon_{xx}k_0^2 = \pm\epsilon_{xy}k_0^2$ . On a donc deux états propres :

— Dans le cas  $k = k_0\sqrt{\epsilon_{xx} + \epsilon_{xy}}$ , l'équation (V.5) devient :

$$k_0^2 \begin{pmatrix} -\epsilon_{xy} & i.\epsilon_{xy} & 0 \\ -i.\epsilon_{xy} & \epsilon_{xy} & 0 \\ 0 & 0 & -\epsilon_{xx} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \underline{E}_{0x} \\ \underline{E}_{0y} \\ \underline{E}_{0z} \end{pmatrix} = \vec{0} \quad (\text{V.7})$$

Les solutions de cette équation sont les multiples de  $\begin{pmatrix} 1 \\ i \\ 0 \end{pmatrix}$  : ce sont les ondes

polarisées circulairement à gauche ; elles se propagent donc avec un indice  $n_g = \frac{k}{k_0} = \sqrt{\epsilon_{xx} + \epsilon_{xy}}$

— Dans le cas  $k = k_0\sqrt{\epsilon_{xx} - \epsilon_{xy}}$ , l'équation (V.5) devient :

$$k_0^2 \begin{pmatrix} \epsilon_{xy} & i.\epsilon_{xy} & 0 \\ -i.\epsilon_{xy} & -\epsilon_{xy} & 0 \\ 0 & 0 & -\epsilon_{xx} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \underline{E}_{0x} \\ \underline{E}_{0y} \\ \underline{E}_{0z} \end{pmatrix} = \vec{0} \quad (\text{V.8})$$

Les solutions de cette équation sont les multiples de  $\begin{pmatrix} 1 \\ -i \\ 0 \end{pmatrix}$  : ce sont les

ondes polarisées circulairement à droite ; elles se propagent donc avec un indice  $n_d = \frac{k}{k_0} = \sqrt{\epsilon_{xx} - \epsilon_{xy}}$

### V.1.3 Effet Cotton-Mouton

Si on ajoute un champ magnétique transverse, qu'on peut prendre suivant  $x$  sans perte de généralité, alors un couplage entre  $y$  et  $z$  apparaît dans le tenseur de permittivité :

$$\bar{\epsilon} = \begin{pmatrix} \epsilon_{xx} & 0 & 0 \\ 0 & \epsilon_{xx} & -i\epsilon_{yz} \\ 0 & i\epsilon_{yz} & \epsilon_{xx} \end{pmatrix} \text{ avec } \epsilon_{xx} = n^2 \quad (\text{V.9})$$

L'équation aux valeurs propres devient alors :

$$\begin{pmatrix} k^2 - \epsilon_{xx}k_0^2 & 0 & 0 \\ 0 & k^2 - \epsilon_{xx}k_0^2 & -i\epsilon_{yz}k_0^2 \\ 0 & i\epsilon_{yz}k_0^2 & -\epsilon_{xx}k_0^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \underline{E}_{0x} \\ \underline{E}_{0y} \\ \underline{E}_{0z} \end{pmatrix} = \vec{0} \quad (\text{V.10})$$

Cette équation a des solutions non nulles si le déterminant de la matrice est nul :

$$(k^2 - \epsilon_{xx}k_0^2) [(k^2 - \epsilon_{xx}k_0^2)(-\epsilon_{xx}k_0^2) - \epsilon_{yz}^2k_0^4] = 0 \quad (\text{V.11})$$

— Si  $k^2 - \epsilon_{xx}k_0^2$  soit  $k = \sqrt{\epsilon_{xx}}k_0$  alors l'équation (V.10) devient :

$$\begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -i\epsilon_{yz}k_0^2 \\ 0 & i\epsilon_{yz}k_0^2 & -\epsilon_{xx}k_0^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \underline{E}_{0x} \\ \underline{E}_{0y} \\ \underline{E}_{0z} \end{pmatrix} = \vec{0} \quad (\text{V.12})$$

Les solutions de cette équation sont les multiples de  $\begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}$  : ce sont les

ondes polarisées rectilignement parallèlement au champ magnétique ; elles se propagent donc avec un indice  $\frac{k}{k_0} = \sqrt{\epsilon_{xx}} = n$  (comme en l'absence de champ magnétique)

— Si  $(k^2 - \epsilon_{xx}k_0^2)(-\epsilon_{xx}k_0^2) - \epsilon_{yz}^2k_0^4$  soit  $k = \sqrt{\epsilon_{xx} - \frac{\epsilon_{yz}^2}{\epsilon_{xx}}}k_0$  alors l'équation (V.10) devient :

$$\begin{pmatrix} -\frac{\epsilon_{yz}^2}{\epsilon_{xx}} & 0 & 0 \\ 0 & -\frac{\epsilon_{yz}^2}{\epsilon_{xx}} & -i\epsilon_{yz}k_0^2 \\ 0 & i\epsilon_{yz}k_0^2 & -\epsilon_{xx}k_0^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \underline{E}_{0x} \\ \underline{E}_{0y} \\ \underline{E}_{0z} \end{pmatrix} = \vec{0} \quad (\text{V.13})$$

Les solutions de cette équation sont les multiples de  $\begin{pmatrix} 0 \\ 1 \\ -i\frac{\epsilon_{xy}}{\epsilon_{xx}} \end{pmatrix}$  : ce sont les ondes polarisées rectilignement orthogonalement au champ magnétique ;

elles ne sont plus transverses, et se propagent avec un indice  $n' = \frac{k}{k_0} = \sqrt{\epsilon_{xx} - \frac{\epsilon_{yz}^2}{\epsilon_{xx}}}$

## V.2 Modes propres d'un guide plan

On considère un guide plan diélectrique d'indice  $n_2$  et d'épaisseur  $e$ , coincé entre deux milieux diélectriques infinis d'indice  $n_1 < n_2$  et  $n_3 < n_2$ . Les notations sont résumées sur la figure V.1. Dans ce paragraphe, il n'y a aucun effet magnétooptique.

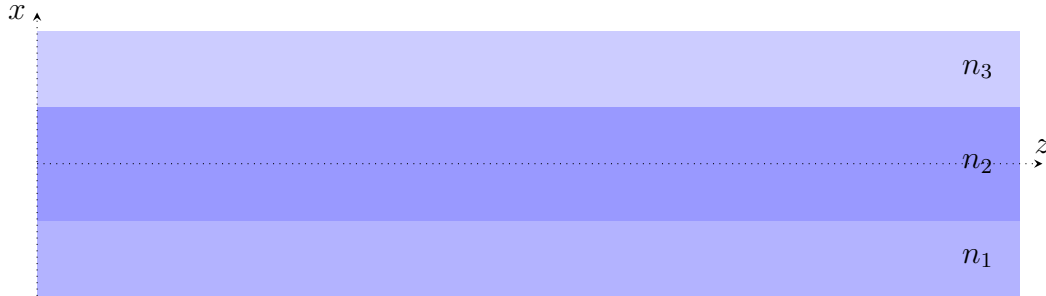


FIGURE V.1 – Modèle du guide plan étudié

Notons avec un indice 1 le champ électrique dans le substrat ( $z < -\frac{e}{2}$ ); un indice 2 le champ électrique dans le guide ( $-\frac{e}{2} < z < \frac{e}{2}$ ); et un indice 3 le champ électrique dans le superstrat ( $\frac{e}{2} < z$ ). Chaque champ électrique peut s'écrire sous la forme :

$$\vec{E}_i(\vec{r}, t) = \vec{E}_{0i}(x)e^{i\beta z - i\omega t} \quad (\text{V.14})$$

C'est une onde non plane, car la répartition des indices n'est pas uniforme suivant  $x$ . En appliquant les équations de Maxwell, on aboutit à  $r\vec{\text{ot}}(r\vec{\text{ot}}\vec{E}_0) = -n_i^2\beta_0^2\vec{E}_0$  avec  $\beta_0 = \frac{\omega}{c}$ ; ce qui donne l'équation matricielle :

$$\begin{pmatrix} \beta^2 - n_i^2\beta_0^2 & 0 & i\beta\frac{\partial}{\partial x} \\ 0 & \beta^2 - \frac{\partial^2}{\partial x^2} - n_i^2\beta_0^2 & 0 \\ i\beta\frac{\partial}{\partial x} & 0 & -\frac{\partial^2}{\partial x^2} - n_i^2\beta_0^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \underline{E}_{0ix} \\ \underline{E}_{0iy} \\ \underline{E}_{0iz} \end{pmatrix} = \vec{0} \quad (\text{V.15})$$

On voit clairement que la composante suivant  $y$  (dans le plan, perpendiculaire à la figure) est découplée de autres. On va donc chercher deux types de modes.

### V.2.1 Modes TE

Les modes Transverses Electriques ont leur polarisation suivant  $y$ ; le champ électrique suivant  $x$  et  $z$  est nul. Le champ électrique est bien transverse, d'où leur nom. Dans chaque milieu, le champ électrique vérifie l'équation différentielle :

$$\frac{\partial^2 \underline{E}_{0iy}}{\partial x^2} + (n_i^2 \beta_0^2 - \beta^2) \underline{E}_{0iy} = 0 \quad (\text{V.16})$$

Les solutions sont de type cosinus lorsque  $\beta < n_i \cdot \beta_0$  et de type exponentielles lorsque  $\beta > n_i \cdot \beta_0$ . Pour avoir des modes guidés, on doit avoir des solutions sinusoidales dans le guide et des exponentielles décroissantes dans le substrat et le superstrat soit  $n_{1,3} < \frac{\beta}{\beta_0} < n_2$ . Dans ce cas, les solutions sont de la forme :

$$\begin{cases} \underline{E}_{03y}(x) = Ae^{-\eta_3 x} & \text{avec } \eta_3 = \sqrt{\beta^2 - n_3^2 \beta_0^2} \\ \underline{E}_{02y}(x) = B \cos(\eta_2 x) + C \sin(\eta_2 x) & \text{avec } \eta_2 = \sqrt{n_2^2 \beta_0^2 - \beta^2} \\ \underline{E}_{01y}(x) = De^{\eta_1 x} & \text{avec } \eta_1 = \sqrt{\beta^2 - n_1^2 \beta_0^2} \end{cases} \quad (\text{V.17})$$

Le champ électrique, tangent aux interfaces, est continu en  $x = \pm \frac{e}{2}$ . Pour obtenir deux autres équations, on utilise la continuité du champ magnétique, qui se trouve être équivalente à la continuité de  $\frac{\partial E_y}{\partial x}$ . On obtient alors 4 équations qu'on peut écrire sous forme matricielle :

$$\underbrace{\begin{pmatrix} e^{-(\eta_3 \frac{e}{2})} & -\cos(\eta_2 \frac{e}{2}) & -\sin(\eta_2 \frac{e}{2}) & 0 \\ -\eta_3 e^{-(\eta_3 \frac{e}{2})} & \eta_2 \sin(\eta_2 \frac{e}{2}) & -\eta_2 \cos(\eta_2 \frac{e}{2}) & 0 \\ 0 & -\cos(\eta_2 \frac{e}{2}) & \sin(\eta_2 \frac{e}{2}) & e^{-(\eta_1 \frac{e}{2})} \\ 0 & -\eta_2 \sin(\eta_2 \frac{e}{2}) & -\eta_2 \cos(\eta_2 \frac{e}{2}) & \eta_1 e^{-(\eta_1 \frac{e}{2})} \end{pmatrix}}_{\bar{\bar{M}}_{TE}} \cdot \begin{pmatrix} A \\ B \\ C \\ D \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (\text{V.18})$$

Cette équation n'a de solutions non nulles que si le déterminant de  $\bar{\bar{M}}_{TE}$  est nul; un calcul montre que :

$$\det(\bar{\bar{M}}_{TE}) = e^{-(\eta_1 \frac{e}{2})} e^{-(\eta_3 \frac{e}{2})} [(\eta_2^2 - \eta_1 \eta_3) \sin(\eta_2 e) - \eta_2 (\eta_1 + \eta_3) \cos(\eta_2 e)] \quad (\text{V.19})$$

donc pour trouver les constantes de propagation  $\beta$  des modes TE, il suffit de résoudre l'équation :

$$\tan(\eta_2 e) = \frac{\eta_2 (\eta_1 + \eta_2)}{\eta_2^2 - \eta_1 \eta_3} \quad (\text{V.20})$$



Un calcul de trigonométrie montre que cette équation est équivalente à :

$$\eta_2 e = \arctan \frac{\eta_1}{\eta_2} + \arctan \frac{\eta_3}{\eta_2} + m.\pi \quad (\text{V.21})$$

où  $m$  représente l'ordre du mode.

On peut remarquer que l'équation (V.20) peut être réécrite pour faire apparaître l'indice effectif des modes. En posant  $\beta_0 = \frac{2\pi}{\lambda}$  et  $\beta = N\beta_0$ , et en simplifiant par  $\beta_0$  dans la fraction, on obtient :

$$\frac{2\pi}{\lambda} \zeta_2 e = \arctan \frac{\zeta_1}{\zeta_2} + \arctan \frac{\zeta_3}{\zeta_2} + m.\pi \text{ avec } \begin{cases} \zeta_1 = \sqrt{N^2 - n_1^2} \\ \zeta_2 = \sqrt{n_2^2 - N^2} \\ \zeta_3 = \sqrt{N^2 - n_3^2} \end{cases} \quad (\text{V.22})$$

ce qui donne une équation permettant de trouver  $N$  en fonction uniquement du rapport  $\frac{\lambda}{e}$ .

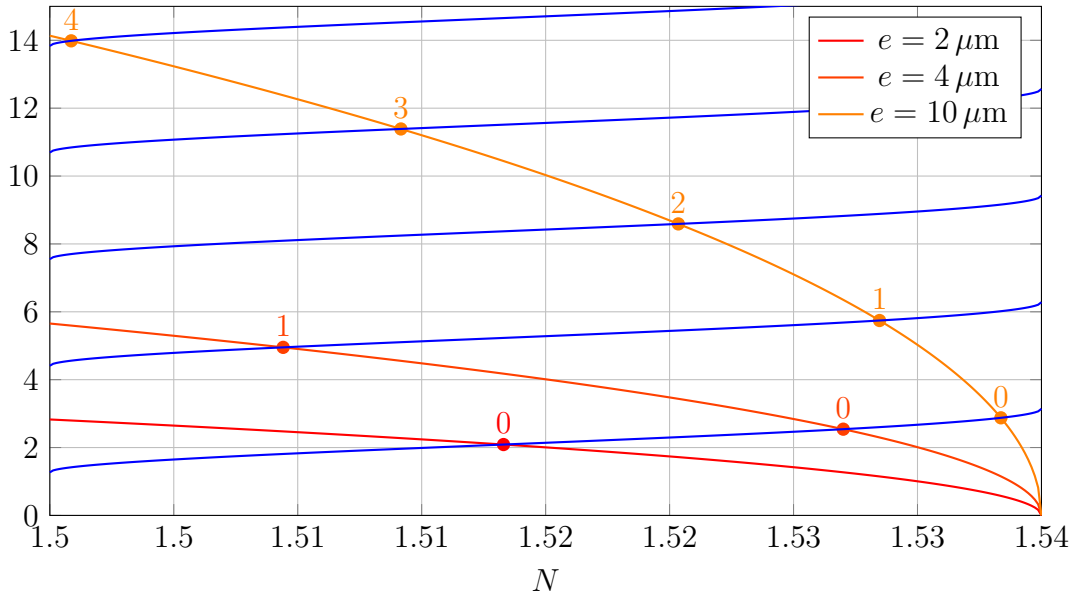


FIGURE V.2 – Résolution graphique des constantes de propagation des modes TE d'un guide d'indice  $n_2 = 1,54$  d'épaisseur  $e = 10 \mu\text{m}$ , placé entre un substrat  $n_1 = 1,5$  et un superstrat  $n_3 = 1$ , pour une longueur d'onde dans le vide  $\lambda = 1550 \text{ nm}$ ; on voit apparaître 1 mode TE pour  $e = 2 \mu\text{m}$ , 2 modes pour  $e = 4 \mu\text{m}$  et 5 modes pour  $e = 10 \mu\text{m}$ .

La résolution graphique de cette équation est tracée sur la figure V.2. Chaque point d'intersection entre la courbe  $N \mapsto \frac{2\pi}{\lambda} \zeta_2 e$  et la courbe  $N \mapsto \arctan \frac{\zeta_1}{\zeta_2} +$

## V.2. Modes propres d'un guide plan

$\arctan \frac{\zeta_3}{\zeta_2} + m.\pi$  correspond à un mode. On observe que, plus l'épaisseur de la couche augmente, plus le nombre de modes augmente.

Le profil du champ électrique dans quelques modes est représenté sur la figure V.3. On observe particulièrement trois choses lorsque le numéro  $m$  du mode augmente :

- une augmentation du nombre de nœuds du champ électrique
- une plus grande pénétration du champ électrique hors du guide, dû à la diminution de l'indice effectif
- une alternance parité approximative (profils quasi-pair/quasi-impair)

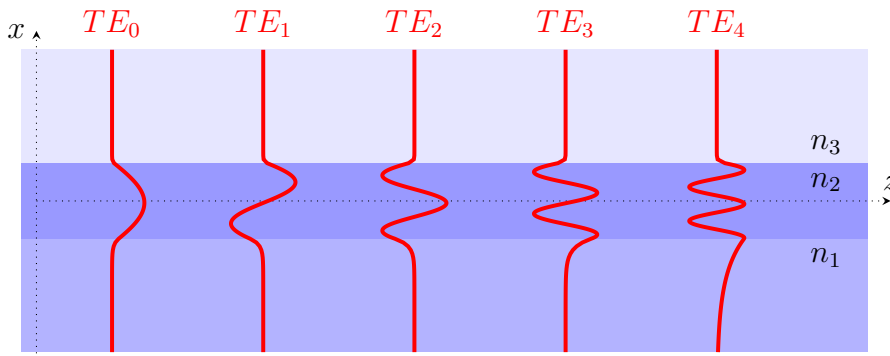


FIGURE V.3 – Profil de  $E_{0y}$  pour les 5 modes TE d'un guide : substrat  $n_1 = 1,5$ /guide  $n_2 = 1,54$  d'épaisseur  $e = 10 \mu\text{m}$ /superstrat  $n_3 = 1,0$  à  $\lambda = 1550 \text{ nm}$

On peut tracer l'évolution de l'indice effectif  $N$  en fonction du rapport  $\frac{\lambda}{e}$ , par résolution de l'équation (V.22). Le résultat est représenté sur la figure V.4.

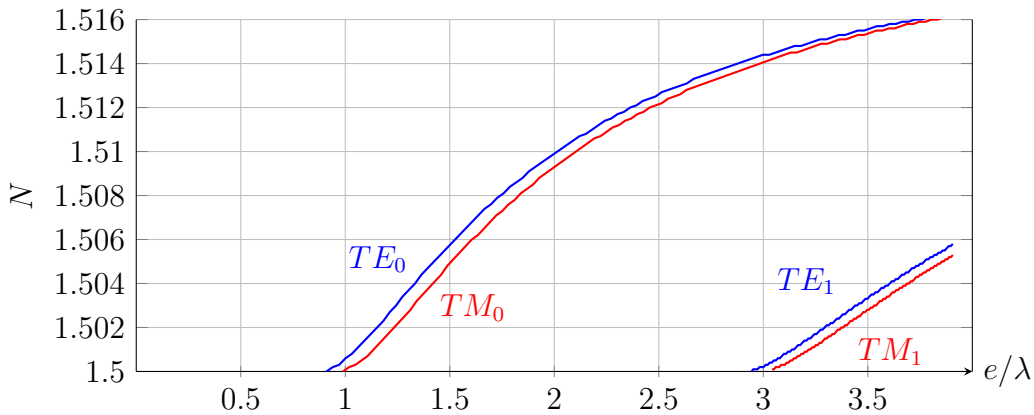


FIGURE V.4 – Indice effectifs des premiers modes d'un guide plan, en fonction du rapport entre la longueur d'onde et l'épaisseur.

### V.2.2 Modes TM

Les modes Transverses Magnétiques ont leur polarisation suivant  $x$  et  $z$  ; le champ électrique suivant  $y$  est nul. Le champ électrique n'est plus transverse, mais on peut montrer que le champ magnétique l'est.

Dans chaque milieu, le champ électrique vérifie les équations différentielles :

$$\begin{cases} (\beta^2 - n_i^2 \beta_0^2) \underline{E}_{0ix} + i\beta \frac{\partial \underline{E}_{0iz}}{\partial x} = 0 \\ \left( -\frac{\partial^2}{\partial x^2} - n_i^2 \beta_0^2 \right) \underline{E}_{0iz} + i\beta \frac{\partial \underline{E}_{0ix}}{\partial x} = 0 \end{cases} \quad (\text{V.23})$$

On peut isoler  $\underline{E}_{0ix}$  dans la première équation et le renvoyer dans la seconde ; après quelques simplifications, on retrouve l'équation :

$$\frac{\partial^2 \underline{E}_{0iz}}{\partial x^2} + (n_i^2 \beta_0^2 - \beta^2) \underline{E}_{0iz} = 0 \quad (\text{V.24})$$

semblable à celle pour  $\underline{E}_{0iy}$  dans le mode TE.

Comme dans le cas du mode TE, les solutions guidées nécessitent  $n_{1,3} < \frac{\beta}{\beta_0} < n_2$ , et elles sont alors de la forme :

$$\begin{cases} \underline{E}_{03z}(x) = Ae^{-\eta_3 x} & \text{avec } \eta_3 = \sqrt{\beta^2 - n_3^2 \beta_0^2} \\ \underline{E}_{02z}(x) = B \cos(\eta_2 x) + C \sin(\eta_2 x) & \text{avec } \eta_2 = \sqrt{n_2^2 \beta_0^2 - \beta^2} \\ \underline{E}_{01z}(x) = De^{\eta_1 x} & \text{avec } \eta_1 = \sqrt{\beta^2 - n_1^2 \beta_0^2} \end{cases} \quad (\text{V.25})$$

Par l'équation V.23 on trouve alors :

$$\begin{cases} \underline{E}_{03x}(x) = -\frac{i\beta}{\eta_3} Ae^{-\eta_3 x} \\ \underline{E}_{02x}(x) = \frac{i\beta}{\eta_2} B \sin(\eta_2 x) - \frac{i\beta}{\eta_2} C \cos(\eta_2 x) \\ \underline{E}_{01x}(x) = \frac{i\beta}{\eta_1} De^{\eta_1 x} \end{cases} \quad (\text{V.26})$$

Aux interfaces, en  $x = \pm \frac{\epsilon}{2}$ , les champs  $\underline{E}_{0z}$  et  $n^2 \underline{E}_{0x}$  sont continus. On obtient alors 4 équations qu'on peut écrire sous forme matricielle :

$$\underbrace{\begin{pmatrix} e^{-(\eta_3 \frac{\epsilon}{2})} & -\cos(\eta_2 \frac{\epsilon}{2}) & -\sin(\eta_2 \frac{\epsilon}{2}) & 0 \\ -\frac{i\beta n_3^2}{\eta_3} e^{-(\eta_3 \frac{\epsilon}{2})} & -\frac{i\beta n_2^2}{\eta_2} \sin(\eta_2 \frac{\epsilon}{2}) & \frac{i\beta n_2^2}{\eta_2} \cos(\eta_2 \frac{\epsilon}{2}) & 0 \\ 0 & -\cos(\eta_2 \frac{\epsilon}{2}) & \sin(\eta_2 \frac{\epsilon}{2}) & e^{-(\eta_1 \frac{\epsilon}{2})} \\ 0 & \frac{i\beta n_2^2}{\eta_2} \sin(\eta_2 \frac{\epsilon}{2}) & \frac{i\beta n_2^2}{\eta_2} \cos(\eta_2 \frac{\epsilon}{2}) & \frac{i\beta n_1^2}{\eta_1} e^{-(\eta_1 \frac{\epsilon}{2})} \end{pmatrix}}_{\bar{M}_{TM}} \cdot \begin{pmatrix} A \\ B \\ C \\ D \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (\text{V.27})$$

## V.2. Modes propres d'un guide plan

Cette équation n'a de solutions non nulles que si le déterminant de  $\bar{\bar{M}}_{TM}$  est nul ; un calcul montre que :

$$\det(\bar{\bar{M}}_{TM}) = -\beta^2 e^{-(\eta_1 \frac{e}{2})} e^{-(\eta_3 \frac{e}{2})} [(\tilde{\eta}_2^2 - \tilde{\eta}_1 \tilde{\eta}_3) \sin(\eta_2 e) + \tilde{\eta}_2 (\tilde{\eta}_1 + \tilde{\eta}_3) \cos(\eta_2 e)] \quad (\text{V.28})$$

avec  $\tilde{\eta}_i = \frac{n_i^2}{\eta_i}$ . L'indice effectif des modes est donc donné (sachant que  $\arctan(\frac{1}{x}) = \frac{\pi}{2} - \arctan(x)$ ) par :

$$\frac{2\pi}{\lambda} \zeta_2 e = \arctan \frac{n_2^2 \zeta_1}{n_1^2 \zeta_2} + \arctan \frac{n_2^2 \zeta_3}{n_3^2 \zeta_2} + m \cdot \pi \quad \text{avec} \quad \begin{cases} \zeta_1 = \sqrt{N^2 - n_1^2} \\ \zeta_2 = \sqrt{n_2^2 - N^2} \\ \zeta_3 = \sqrt{N^2 - n_3^2} \end{cases} \quad (\text{V.29})$$

où  $m$  représente l'ordre du mode.

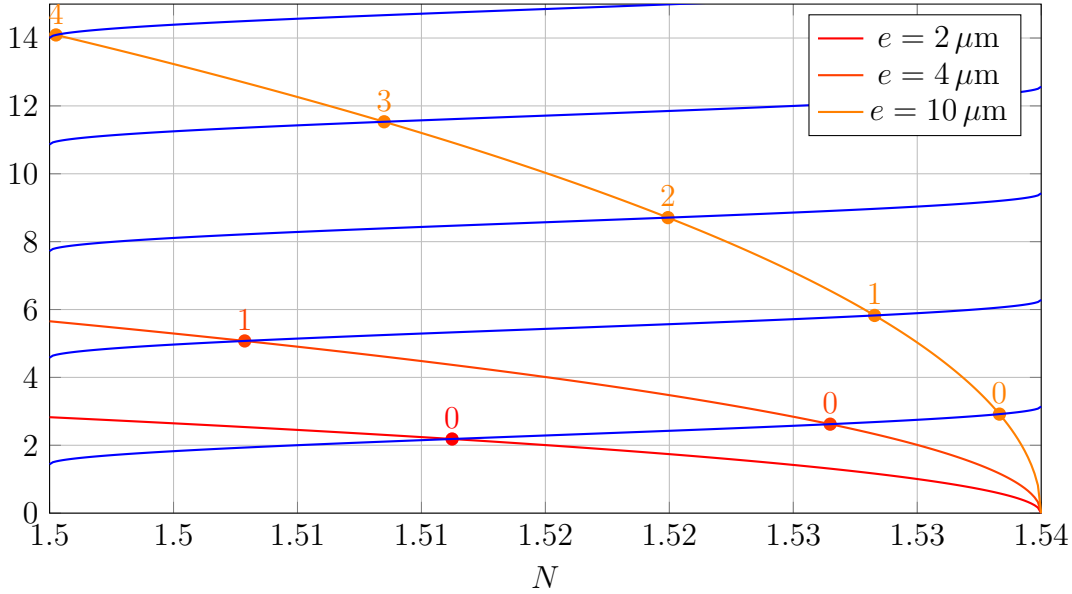


FIGURE V.5 – Résolution graphique des constantes de propagation des modes TM d'un guide d'indice  $n_2 = 1,54$  d'épaisseur  $e = 10 \mu\text{m}$ , placé entre un substrat  $n_1 = 1,5$  et un superstrat  $n_3 = 1$ , pour une longueur d'onde dans le vide  $\lambda = 1550 \text{ nm}$  ; on voit apparaître 1 mode TM pour  $e = 2 \mu\text{m}$ , 2 modes pour  $e = 4 \mu\text{m}$  et 5 modes pour  $e = 10 \mu\text{m}$ .

La résolution graphique de cette équation est tracée sur la figure V.5. Chaque point d'intersection entre la courbe  $N \mapsto \frac{2\pi}{\lambda} \zeta_2 e$  et la courbe  $N \mapsto \arctan \frac{n_2^2 \zeta_1}{n_1^2 \zeta_2} +$

$\arctan \frac{n_2^2 \zeta_3}{n_3^2 \zeta_2} + m.\pi$  correspond à un mode. Les solutions sont très proches de celles pour les modes TE.

Le profil du champ électrique dans quelques modes est représenté sur la figure V.6. En plus des observations déjà faites sur les modes TE, on peut ajouter deux remarques :

- le champ électrique selon  $z$  est très faible par rapport au champ selon  $x$
- le champ électrique selon  $z$  a une parité opposée à celle du champ selon  $x$

Ce qu'on ne voit pas sur la figure, c'est que les champs électrique suivant  $x$  et  $z$  sont déphasés de  $\frac{\pi}{2}$ .

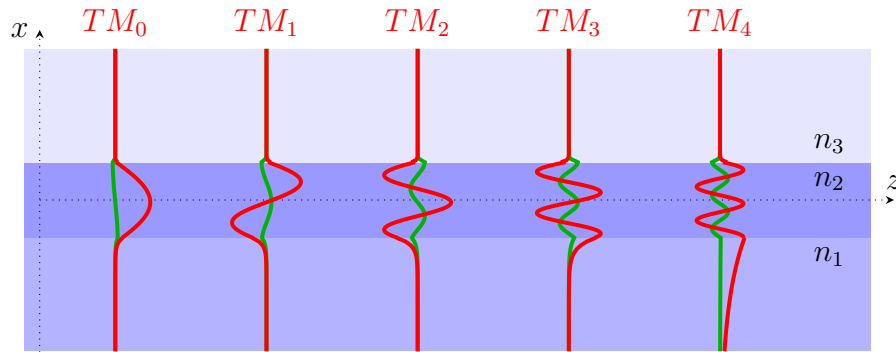


FIGURE V.6 – Profil de  $E_{0x}$  (en rouge) et  $E_{0z}$  (en vert) pour les 5 modes TM d'un guide : substrat  $n_1 = 1,5$ /guide  $n_2 = 1,54$  d'épaisseur  $e = 10 \mu\text{m}$ /superstrat  $n_3 = 1,0$  à  $\lambda = 1550 \text{ nm}$

On peut tracer l'évolution de l'indice effectif  $N$  en fonction du rapport  $\frac{\lambda}{e}$ , par résolution de l'équation (V.22). Le résultat est représenté sur la figure V.4.

## V.3 Equations des modes couplés

On considère maintenant un guide d'onde ne pouvant guider que deux modes, TE et TM (on omettra l'indice du numéro du mode ici pour simplifier ; la théorie présentée se généralise facilement).

### V.3.1 Équations générales de propagation

Notons  $\underline{\vec{E}}_0^{TE}$  le champ électrique dans le mode TE et  $\underline{\vec{E}}_0^{TM}$  dans le mode TM. On a vu que ces champs vérifient les équations :

$$\underbrace{\begin{pmatrix} \beta_{TE,TM}^2 - n_i^2 \beta_0^2 & 0 & i\beta_{TE,TM} \frac{\partial}{\partial x} \\ 0 & \beta_{TE,TM}^2 - \frac{\partial^2}{\partial x^2} - n_i^2 \beta_0^2 & 0 \\ i\beta_{TE,TM} \frac{\partial}{\partial x} & 0 & -\frac{\partial^2}{\partial x^2} - n_i^2 \beta_0^2 \end{pmatrix}}_{\bar{P}_{TE,TM}} \vec{E}_0^{TE,TM} = \vec{0} \quad (\text{V.30})$$

Supposons maintenant que le superstrat (par exemple) possède des propriétés magnétooptiques qui font apparaître des termes hors-diagonaux dans le tenseur de polarisation ; notons :

$$\Delta \bar{\epsilon} = \begin{pmatrix} 0 & -i\epsilon_{xy} & -i\epsilon_{xz} \\ i\epsilon_{xy} & 0 & -i\epsilon_{yz} \\ i\epsilon_{xz} & i\epsilon_{yz} & 0 \end{pmatrix} \quad (\text{V.31})$$

ce tenseur de perturbation. Il va entraîner un couplage entre les modes TE et TM.

Un mode se propageant dans ce guide peut être décrit comme une combinaison linéaire des modes TE et TM, avec des proportions qui varient au cours de la propagation ; notons :

$$\vec{E}_0(x, z) = \underline{A}_E(z) \vec{E}_0^{TE}(x) + \underline{A}_M(z) \vec{E}_0^{TM}(x) \quad (\text{V.32})$$

ce mode qui se propage avec une constante  $\beta$ . Il vérifie alors une équation semblable à (V.30), sauf qu'il faut remplacer  $\beta_{TE,TM}$  par  $\beta - i\frac{\partial}{\partial z}$  et tenir compte des termes hors-diagonaux de la permittivité :

$$\underbrace{\begin{pmatrix} \beta^2 - 2i\beta \frac{\partial}{\partial z} - \frac{\partial^2}{\partial z^2} - n_i^2 \beta_0^2 & 0 & i\beta \frac{\partial}{\partial x} + \frac{\partial^2}{\partial x \partial z} \\ 0 & \beta^2 - 2i\beta \frac{\partial}{\partial z} - \frac{\partial^2}{\partial z^2} - n_i^2 \beta_0^2 & 0 \\ i\beta \frac{\partial}{\partial x} + \frac{\partial^2}{\partial x \partial z} & 0 & -\frac{\partial^2}{\partial x^2} - n_i^2 \beta_0^2 \end{pmatrix}}_{\bar{P}} \begin{pmatrix} \underline{E}_{0x} \\ \underline{E}_{0y} \\ \underline{E}_{0z} \end{pmatrix} - \beta_0^2 \Delta \bar{\epsilon} \begin{pmatrix} \underline{E}_{0x} \\ \underline{E}_{0y} \\ \underline{E}_{0z} \end{pmatrix} = \vec{0} \quad (\text{V.33})$$

On va supposer que les coefficients  $\underline{A}_E$  et  $\underline{A}_M$  varient lentement lors de la propagation selon  $z$  ; par conséquent, on négligera les termes en  $\frac{\partial^2}{\partial z^2}$ . L'équation peut s'écrire  $(\bar{P} - \beta_0^2 \Delta \bar{\epsilon}) \cdot \left( \underline{A}_E(z) \vec{E}_0^{TE}(x) \right) + (\bar{P} - \beta_0^2 \Delta \bar{\epsilon}) \cdot \left( \underline{A}_M(z) \vec{E}_0^{TM}(x) \right) = \vec{0}$ . Considérons le premier terme ; sachant que  $\bar{P}_{TE} \cdot \vec{E}_0^{TE}(x, t) = 0$ , on peut écrire que :

$$\begin{aligned}
 \bar{P} \cdot \left( \underline{A}_E(z) \vec{E}_0^{TE}(x) \right) &= (\bar{P} - \bar{P}_{TE}) \cdot \left( \underline{A}_E(z) \vec{E}_0^{TE}(x) \right) \\
 &= \begin{pmatrix} -2i\beta \frac{\partial}{\partial z} + (\beta^2 - \beta_{TE}^2) & 0 & \frac{\partial^2}{\partial x \partial z} + i(\beta - \beta_{TE}) \frac{\partial}{\partial x} \\ 0 & -2i\beta \frac{\partial}{\partial z} + (\beta^2 - \beta_{TE}^2) & 0 \\ \frac{\partial^2}{\partial x \partial z} + i(\beta - \beta_{TE}) \frac{\partial}{\partial x} & 0 & 0 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} 0 \\ \underline{A}_E(z) \underline{E}_{0y}^{TE} \\ 0 \end{pmatrix} \\
 &= -2i\beta \frac{d\underline{A}_E}{dz} \underline{E}_{0y}^{TE} \vec{y} + (\beta^2 - \beta_{TE}^2) \underline{A}_E \underline{E}_{0y}^{TE} \vec{y}
 \end{aligned} \tag{V.34}$$

Le même calcul avec le mode TM donne :

$$\begin{aligned}
 \bar{P} \cdot \left( \underline{A}_M(z) \vec{E}_0^{TM}(x) \right) &= -2i\beta \frac{d\underline{A}_M}{dz} \underline{E}_{0x}^{TM} \vec{x} + (\beta^2 - \beta_{TM}^2) \underline{A}_M \underline{E}_{0x}^{TM} \vec{x} \\
 &\quad + \frac{d\underline{A}_M}{dz} \frac{d\underline{E}_{0z}^{TM}}{dx} \vec{x} + i(\beta - \beta_{TM}) \underline{A}_M \frac{d\underline{E}_{0z}^{TM}}{dx} \vec{x} \\
 &\quad + \frac{d\underline{A}_M}{dz} \frac{d\underline{E}_{0x}^{TM}}{dx} \vec{z} + i(\beta - \beta_{TM}) \underline{A}_M \frac{d\underline{E}_{0x}^{TM}}{dx} \vec{z}
 \end{aligned} \tag{V.35}$$

On reprend maintenant l'équation (V.33), et on projette sur le mode TE par une intégrale double :

$$\begin{aligned}
 \iint \underline{E}_{0y}^{*TE} \vec{y} \cdot \bar{P} \cdot \left( \underline{A}_M(z) \vec{E}_0^{TE}(x) \right) dx dy &+ \underbrace{\iint \underline{E}_{0y}^{*TE} \vec{y} \cdot \bar{P} \cdot \left( \underline{A}_M(z) \vec{E}_0^{TM}(x) \right) dx dy}_{=0 \text{ d'après (V.35)}} \\
 &- \beta_0^2 \iint \begin{pmatrix} 0 \\ \underline{E}_{0y}^{*TE} \\ 0 \end{pmatrix} \cdot \Delta \bar{\epsilon} \cdot \begin{pmatrix} \underline{E}_{0x} \\ \underline{E}_{0y} \\ \underline{E}_{0z} \end{pmatrix} dx dy = 0
 \end{aligned} \tag{V.36}$$

Après simplifications, on obtient (en posant  $\beta^2 - \beta_{TE}^2 = (\beta - \beta_{TE})(\beta + \beta_{TE}) \approx 2\beta(\beta - \beta_{TE})$ ) l'équation :

$$\left[ \frac{d\underline{A}_E}{dz} + i(\beta - \beta_{TE}) \underline{A}_E \right] = i \frac{\beta_0^2}{2\beta} \iint \begin{pmatrix} 0 \\ \underline{E}_{0y}^{*TE} \\ 0 \end{pmatrix} \cdot \Delta \bar{\epsilon} \cdot \begin{pmatrix} \underline{E}_{0x} \\ \underline{E}_{0y} \\ \underline{E}_{0z} \end{pmatrix} dx dy \tag{V.37a}$$

en supposant que le mode TE est normalisé ( $\iint \left\| \vec{E}_0^{TE} \right\|^2 dx dy = 1$ )

Si on projette l'équation (V.33) sur le mode TM, on obtient des calculs plus compliqués qui font intervenir les intégrales doubles d'expressions comme  $\frac{d\|\underline{E}_{0x}\|^2}{dx}$ ,

### V.3. Equations des modes couplés

---

$\frac{d\|\underline{E}_{0z}\|^2}{dx}$  et  $\frac{d\Re, \Im[\underline{E}_{0x}\underline{E}_{0z}]}{dx}$ . L'intégration de ces fonctions selon  $x$  donne zéro puisque le champ tend vers 0 lorsque  $x \rightarrow \pm\infty$ . Après quelques calculs compliqués, on obtient une équation semblable au mode TE pour le mode TM :

$$\left[ \frac{dA_M}{dz} + i(\beta - \beta_{TM}) A_M \right] = i \frac{\beta_0^2}{2\beta} \iint \begin{pmatrix} \underline{E}_{0x}^{*TM} \\ 0 \\ \underline{E}_{0z}^{*TM} \end{pmatrix} \cdot \Delta \bar{\epsilon} \cdot \begin{pmatrix} \underline{E}_{0x} \\ \underline{E}_{0y} \\ \underline{E}_{0z} \end{pmatrix} dx dy \quad (\text{V.37b})$$

en supposant que le mode TM est normalisé.

### V.3.2 Propagation avec une aimantation longitudinale

Si le champ magnétique est selon  $\vec{z}$ , seul le terme  $\epsilon_{xy}$  du tenseur de permittivité est non nul ; on a alors :

$$\begin{aligned} \underline{\vec{E}}_0^{*TE} \cdot \Delta \bar{\epsilon} \cdot \underline{\vec{E}}_0^{TE} &= 0 & \underline{\vec{E}}_0^{*TE} \cdot \Delta \bar{\epsilon} \cdot \underline{\vec{E}}_0^{TM} &= i\epsilon_{xy} \underline{E}_{0y}^{*TE} \underline{E}_{0x}^{TM} \\ \underline{\vec{E}}_0^{*TM} \cdot \Delta \bar{\epsilon} \cdot \underline{\vec{E}}_0^{TE} &= -i\epsilon_{xy} \underline{E}_{0y}^{TE} \underline{E}_{0x}^{*TM} & \underline{\vec{E}}_0^{*TM} \cdot \Delta \bar{\epsilon} \cdot \underline{\vec{E}}_0^{TM} &= 0 \end{aligned} \quad (\text{V.38})$$

Les équations (V.37a) et (V.37b) s'écrivent alors :

$$\frac{dA_E}{dz} + i(\beta - \beta_{TE}) A_E = -K_{ME} A_M \quad (\text{V.39a})$$

$$\frac{dA_M}{dz} + i(\beta - \beta_{TM}) A_M = K_{EM}^* A_E \quad (\text{V.39b})$$

$$\text{avec } K_{ME} = \frac{\pi}{N\lambda} \iint \epsilon_{xy} \underline{E}_{0y}^{*TE} \underline{E}_{0x}^{TM} dx dy \text{ et } K_{EM} = \frac{\pi}{N\lambda} \iint \epsilon_{xy}^* \underline{E}_{0y}^{*TE} \underline{E}_{0x}^{TM} dx dy \quad (\text{V.39c})$$

en supposant les modes TE et TM normés et en posant  $\beta = N\beta_0$  et  $\beta_0 = \frac{2\pi}{\lambda}$ . Il est évident que l'intégrale au numérateur de  $K$  peut être limitée au matériau magnétooptique, puisque  $\epsilon_{xy}$  est nul ailleurs.

Les équations obtenues correspondent bien à deux équations couplées entre les modes TE et TM.

### V.3.3 Propagation avec une aimantation transverse

Si le champ magnétique est selon  $\vec{y}$ , seul le terme  $\epsilon_{xz}$  du tenseur de permittivité est non nul ; on a alors :



$$\begin{aligned}
 \vec{E}_0^{TE} \cdot \Delta \bar{\epsilon} \cdot \vec{E}_0^{TE} &= 0 & \vec{E}_0^{TE} \cdot \Delta \bar{\epsilon} \cdot \vec{E}_0^{TM} &= 0 \\
 \vec{E}_0^{TM} \cdot \Delta \bar{\epsilon} \cdot \vec{E}_0^{TE} &= 0 & \vec{E}_0^{TM} \cdot \Delta \bar{\epsilon} \cdot \vec{E}_0^{TM} &= 2\epsilon_{xz} \Im [E_{0x}^{TM} E_{0z}^{*TM}]
 \end{aligned} \tag{V.40}$$

Les équations (V.37a) et (V.37b) s'écrivent alors :

$$\frac{dA_E}{dz} + i(\beta - \beta_{TE}) A_E = 0 \tag{V.41a}$$

$$\frac{dA_M}{dz} + i(\beta - \beta_{TM} - \Delta\beta_{TM}) A_M + \frac{\Delta\alpha_{TM}}{2} A_M = 0 \tag{V.41b}$$

$$\text{avec } \Delta\beta_{TM} = \frac{2\pi}{N\lambda} \iint \Re[\epsilon_{xz}] \Im [E_{0x}^{TM} E_{0z}^{*TM}] dx dy \tag{V.41c}$$

$$\text{et } \Delta\alpha_{TM} = \frac{4\pi}{N\lambda} \iint \Im[\epsilon_{xz}] \Im [E_{0x}^{TM} E_{0z}^{*TM}] dx dy \tag{V.41d}$$

On constate une modification de la constante de propagation du mode TM (décalée de  $\Delta\beta_{nr}$ ) ainsi qu'une modification de l'absorption du mode ( $\Delta\alpha_{TM}$ ) ; ces modifications dépendent des parties réelle et imaginaire de  $\epsilon_{xz}$ , dont le signe dépend du sens du champ magnétique : elles sont donc non-réciproques. Il faut remarquer que, d'après (V.23), il y a un facteur  $i$  entre  $E_{0x}^{TM}$  et  $E_{0z}^{TM}$ , ce qui fait que l'intégrale peut être non nulle ; on peut d'ailleurs la réécrire, dans le cas d'un superstrat magnétooptique :

$$\Delta\beta_{TM} = -\frac{2\pi}{N\lambda} \iint_{\text{superstrat}} \|E_{0x}^{TM}\|^2 \Re[\epsilon_{xz}] \Re \left[ \frac{n_{\text{guide}}^2 - N^2}{N\sqrt{N^2 - n_{\text{superstrat}}^2}} \right] dx dy \tag{V.41e}$$

### V.3.4 Propagation avec une aimantation polaire

Si le champ magnétique est selon  $\vec{x}$ , seul le terme  $\epsilon_{yz}$  du tenseur de permittivité est non nul ; on a alors :

$$\begin{aligned}
 \vec{E}_0^{*TE} \cdot \Delta \bar{\epsilon} \cdot \vec{E}_0^{TE} &= 0 & \vec{E}_0^{*TE} \cdot \Delta \bar{\epsilon} \cdot \vec{E}_0^{TM} &= i\epsilon_{yz} E_{0y}^{*TE} E_{0z}^{TM} \\
 \vec{E}_0^{*TM} \cdot \Delta \bar{\epsilon} \cdot \vec{E}_0^{TE} &= -i\epsilon_{yz} E_{0y}^{TE} E_{0z}^{*TM} & \vec{E}_0^{*TM} \cdot \Delta \bar{\epsilon} \cdot \vec{E}_0^{TM} &= 0
 \end{aligned} \tag{V.42}$$

On retrouve des équations couplées comme dans le cas longitudinal, mais le coefficient de couplage est bien plus faible, car il fait intervenir  $E_{0z}^{TM}$  à la place de  $E_{0x}^{TM}$ .

Le travail effectué au cours de ces années de recherche a permis de progresser quant à la compréhension des phénomènes mis en jeu dans les guides magnétooptiques, afin de mieux avancer vers la réalisation d'un isolateur optique.

Tout d'abord, la reprise complète des équations de propagation en tenant compte de tous les termes habituellement oubliés nous a permis de mieux cerner les conditions dans lesquelles les guides magnétooptiques peuvent se comporter comme on l'attend d'eux dans les isolateurs à conversion de modes guidés. Nous avons pu mettre en évidence que si le dichroïsme linéaire est souvent peu important, le dichroïsme circulaire (relié à l'ellipticité Faraday) est loin d'être négligeable et devra être compensé au même titre que la biréfringence.

Pour mieux comprendre ces effets, la sphère de Poincaré a été introduite. Elle permet de visualiser les changements de polarisation lors du passage de la lumière dans un guide magnétooptique avec un effet longitudinal, et de mieux réfléchir à la succession de fonctions à mettre en place pour réaliser un isolateur. Ainsi, à la fin de cette thèse, le cahier des charges d'un isolateur réalisable avec les moyens actuels a été posé. Sa réalisation ne s'est pas faite faute de temps, mais elle devra être tentée dans les mois à venir.

Parallèlement à cela, les effets magnétooptiques transverses, peu étudiés jusqu'ici dans notre laboratoire, ont été investigués. L'étude a permis de mettre en évidence des propriétés intéressantes, mais trop faibles pour le moment.

Une étude expérimentale complète des guides a pu être menée grâce à la mise au point d'une procédure de calibration du banc de mesures ellipsométriques en configuration guidée. Nous sommes désormais capables de déterminer expérimentalement tous les paramètres optiques et magnétooptiques d'un guide. Les différentes mesures, redondantes, sont cohérentes et reproductibles. Une modélisation numérique des résultats obtenus a été tentée, avec un succès mitigé pour le moment ; des progrès restent à faire dans ce domaine.

L'ensemble de ces mesures et modèles ont permis de mettre en évidence un aspect essentiel de la technologie utilisée dans notre laboratoire : la méthode de rapport d'une couche magnétooptique par la voie sol-gel permet une intégration excellente sur le verre, puisque le facteur de mérite de la couche magnétooptique se retrouve intact lors de la propagation guidée. Ce point très fort valide la poursuite de recherches sur l'intégration d'autres matériaux magnétiques sous forme de nanoparticules.

La perspective qui s'ouvre immédiatement après cette thèse est la réalisation effective d'un isolateur optique. Cet exemplaire de démonstration devrait valider l'ensemble du processus de recherche mené jusqu'à ce jour. Il s'agit d'un défi important à relever, car assembler tous les composants sur la même plaque de verre n'est pas quelque chose d'anodin. Cependant, une telle intégration serait un grand pas, même si cet isolateur n'aurait pas encore les caractéristiques requises pour une utilisation commerciale, en particulier à cause de ses trop fortes pertes.

En attendant d'hypothétiques nanoparticules de  $Ce : YIG$ , il reste encore bien des points à comprendre concernant les guides magnétooptiques et l'influence des paramètres de leur fabrication. La caractérisation des propriétés des guides est désormais très étendue, mais des améliorations peuvent être apportées, en particulier concernant les mesures de pertes. L'ajout d'autres mesures sur le banc expérimental pourrait permettre de mieux encore caractériser les paramètres des expériences, et d'affiner les modèles numériques de manière à comprendre tous les phénomènes qui apparaissent sur les courbes modélisées.

Il sera intéressant aussi d'étudier les propriétés d'autres guides magnétooptiques, en particulier des guides pour lesquels les modes propres ne sont pas les modes TE et TM classique. L'étude la plus simple à réaliser à l'heure actuelle, celle d'un guide à axes inclinés recouvert d'un matériau magnétooptique, pourrait se révéler fort intéressante, et ouvrir de nombreuses perspectives. Dans un tel guide, la combinaison des diverses fonctions d'un isolateur à la même place dans le guide peut conduire à des simplifications importantes. Des simulations numériques peuvent d'ores et déjà être entreprises pour évaluer tout l'intérêt qu'apporterait ce type de structures.

Enfin, l'exportation de la voie sol-gel vers d'autres substrat est un défi à relever. Le problème de contraste d'indice va se poser avec le niobate de lithium ; avec le silicium, très utilisé en optronique, le contraste serait encore pire, et peu d'effet serait vu. Il faudra trouver d'autres compositions de sols qui permettent d'obtenir des indices plus élevés tout en gardant de bonnes caractéristiques optiques. Mais les fortes potentialités de l'intégration par sol-gel, démontrées au cours de cette thèse, méritent peut-être qu'on cherche à les exporter vers des domaines plus larges.

- ABOU DIWAN, E. (24 oct. 2014). « Matériau composite de silice dopée par des nanoparticules magnétiques de ferrite de cobalt : influence de la structuration 3D sur le comportement spectral de l'effet Faraday ». Thèse de doct. Saint-Etienne (cf. p. 77, 79).
- AHN, D., C.-y. HONG, J. LIU, W. GIZIEWICZ, M. BEALS, L. C. KIMERLING, J. MICHEL, J. CHEN et F. X. KÄRTNER (2 avr. 2007). « High performance, waveguide integrated Ge photodetectors ». *Optics Express* 15.7, p. 3916-3921 (cf. p. 5).
- AMATA, H. (1<sup>er</sup> oct. 2012). « Faisabilité d'un isolateur optique intégré sur verre ». Thèse de doct. Saint-Etienne (cf. p. 5, 57).
- AMATA, H., F. ROYER, F. CHOUËIKANI, D. JAMON, F. PARSY, J.-E. BROQUIN, S. NEVEU et J. JACQUES ROUSSEAU (19 déc. 2011). « 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* 99.25, p. 251108 (cf. p. 57, 116).
- ARMELLES, G., A. CEBOLLADA, A. GARCÍA-MARTÍN et M. U. GONZÁLEZ (1<sup>er</sup> jan. 2013). « Magnetoplasmonics : Combining Magnetic and Plasmonic Functionalities ». *Advanced Optical Materials* 1.1, p. 10-35 (cf. p. 32).
- AURACHER, F. et H. H. WITTE (1<sup>er</sup> avr. 1975). « A new design for an integrated optical isolator ». *Optics Communications* 13.4, p. 435-438 (cf. p. 37-39).
- BI, L., J. HU, G. F. DIONNE, L. KIMERLING et C. A. ROSS (2011a). « Monolithic integration of chalcogenide glass/iron garnet waveguides and resonators for on-chip nonreciprocal photonic devices ». In : t. 7941, p. 794105-794105-10 (cf. p. 49, 52).
- BI, L., J. HU, P. JIANG, D. H. KIM, G. F. DIONNE, L. C. KIMERLING et C. A. ROSS (déc. 2011b). « On-chip optical isolation in monolithically integrated non-reciprocal optical resonators ». *Nature Photonics* 5.12, p. 758-762 (cf. p. 28, 41, 42, 44, 129).
- BI, L., J. HU, P. JIANG, H. KIM, D. KIM, M. ONBASLI, G. DIONNE et C. ROSS (1<sup>er</sup> nov. 2013). « Magneto-Optical Thin Films for On-Chip Monolithic Integration of Non-Reciprocal Photonic Devices ». *Materials* 6, p. 5094-5117 (cf. p. 48).
- BI, L., H.-S. KIM, G. F. DIONNE, S. A. SPEAKMAN, D. BONO et C. A. ROSS (1<sup>er</sup> avr. 2008). « Structural, magnetic, and magneto-optical properties of Co-

- doped CeO<sub>2</sub>- films ». *Journal of Applied Physics* 103, p. 07D138-07D138 (cf. p. 52).
- BROQUIN, J.-E. (15 mai 2001). « Ion-exchanged integrated devices ». In : *Integrated Optics Devices V*. T. 4277. International Society for Optics et Photonics, p. 105-118 (cf. p. 5, 111).
- (2007). « Glass integrated optics : state of the art and position toward other technologies ». In : t. 6475, p. 647507–647507-13 (cf. p. 55, 111).
- CAICEDO, J. M., S. K. ARORA, R. RAMOS, I. V. SHVETS, J. FONTCUBERTA et G. HERRANZ (2010). « Large magnetorefractive effect in magnetite ». *New Journal of Physics* 12.10, p. 103023 (cf. p. 91).
- CASTÉRA, J. P. et G. HEPNER (1<sup>er</sup> août 1977). « Isolator in integrated optics using Faraday and Cotton-Mouton effects ». *Applied Optics* 16.8, p. 2031-2033 (cf. p. 23, 34, 35, 44, 135, 136).
- CHOUËIKANI, F. (28 mai 2008). « Étude des potentialités de couches minces sol-gel dopées par des nanoparticules magnétiques pour la réalisation de composants magnéto-optiques intégrés ». Thèse de doct. Université Jean Monnet - Saint-Etienne (cf. p. 5).
- CHOUËIKANI, F., F. ROYER, D. JAMON, A. SIBLINI, J. J. ROUSSEAU, S. NEVEU et J. CHARARA (2 fév. 2009). « Magneto-optical waveguides made of cobalt ferrite nanoparticles embedded in silica/zirconia organic-inorganic matrix ». *Applied Physics Letters* 94.5, p. 051113 (cf. p. 5, 52, 57, 81, 98).
- CRC Handbook of Chemistry and Physics, 98th Edition* (13 juin 2017). CRC Press. URL : <https://www.crcpress.com/CRC-Handbook-of-Chemistry-and-Physics-98th-Edition/Rumble/p/book/9781498784542> (cf. p. 19).
- DAMMANN, H., E. PROSS, G. RABE et W. TOLKSDORF (2 avr. 1990). « 45° waveguide isolators with phase mismatch ». *Applied Physics Letters* 56.14, p. 1302-1304 (cf. p. 35, 139).
- DAMMANN, H., E. PROSS, G. RABE, W. TOLKSDORF et M. ZINKE (1<sup>er</sup> déc. 1986). « Phase matching in symmetrical single-mode magneto-optic waveguides by application of stress ». *Applied Physics Letters* 49, p. 1755-1757 (cf. p. 33).
- DILLON, J. F. (1<sup>er</sup> fév. 1968). « Origin and Uses of the Faraday Rotation in Magnetic Crystals ». *Journal of Applied Physics* 39.2, p. 922-929 (cf. p. 52).
- (1<sup>er</sup> nov. 1991). « Magneto-optics ». *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* 100.1, p. 425-439 (cf. p. 39).
- ESPINOLA, R. L., T. IZUHARA, M.-C. TSAI, R. M. OSGOOD et H. DÖTSCH (1<sup>er</sup> mai 2004). « Magneto-optical nonreciprocal phase shift in garnet/silicon-on-insulator waveguides ». *Optics Letters* 29.9, p. 941-943 (cf. p. 50).
- FU, H. P., R. Y. HONG, Y. J. WU, G. Q. DI, B. XU, Y. ZHENG et D. G. WEI (1<sup>er</sup> nov. 2008). « Preparation and Faraday rotation of Bi-YIG/PMMA

- 
- nanocomposite ». *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* 320.21, p. 2584-2590 (cf. p. 52).
- FUJITA, J., M. LEVY, R. M. OSGOOD, L. WILKENS et H. DOTSCH (nov. 2000a). « Polarization-independent waveguide optical isolator based on nonreciprocal phase shift ». *IEEE Photonics Technology Letters* 12.11, p. 1510-1512 (cf. p. 41, 44).
- FUJITA, J., M. LEVY, R. M. OSGOOD, L. WILKENS et H. DÖTSCH (11 avr. 2000b). « Waveguide optical isolator based on Mach–Zehnder interferometer ». *Applied Physics Letters* 76.16, p. 2158-2160 (cf. p. 41).
- GARCÍA, A. L. (jan. 2000). *Numerical Methods for Physics*. Google-Books-ID : m5egAAAACAAJ. Prentice-Hall. 423 p. (cf. p. 102).
- GERAGHTY, D. F., D. PROVENZANO, M. MORRELL, S. HONKANEN, A. YARIV et N. PEYGHAMBARIAN (21 juin 2001). « Ion-exchanged waveguide add/drop filter ». *Electronics Letters* 37.13, p. 829-831 (cf. p. 5).
- GHOSH, S., S. KEYVANINIA, W. V. ROY, T. MIZUMOTO, G. ROELKENS et R. BAETS (sept. 2011). « Ce:YIG/SOI optical isolator realized by BCB bonding ». In : *8th IEEE International Conference on Group IV Photonics*. 8th IEEE International Conference on Group IV Photonics, p. 196-198 (cf. p. 5, 44, 50).
- GHOSH, S., S. KEYVANINIA, Y. SHIRATO, T. MIZUMOTO, G. ROELKENS et R. BAETS (juin 2013). « Optical Isolator for TE Polarized Light Realized by Adhesive Bonding of Ce:YIG on Silicon-on-Insulator Waveguide Circuits ». *IEEE Photonics Journal* 5.3, p. 6601108-6601108 (cf. p. 41, 44, 50, 51).
- GOTO, T., Y. ETO, K. KOBAYASHI, Y. HAGA, M. INOUE et C. A. ROSS (10 avr. 2013). « Vacuum annealed cerium-substituted yttrium iron garnet films on non-garnet substrates for integrated optical circuits ». *Journal of Applied Physics* 113.17, 17A939 (cf. p. 49, 52).
- GOTO, T., M. ONBASLI, D. KIM, V. SINGH, M. INOUE, L. KIMERLING et C. ROSS (2014). « Nonreciprocal racetrack resonator based on vacuum-annealed magneto-optical cerium-substituted yttrium iron garnet ». *Optics Express* 22.16 (cf. p. 41, 44, 49, 129).
- HIGUCHI, S., Y. YASUNORI, FURUKAWA, S. TAKEKAWA, O. OSAMUKAMADA et K. KITAMURA (juil. 1999). « Magneto-Optical Properties of Cerium-Substituted Yttrium Iron Garnet Single Crystals Grown by Traveling Solvent Floating Zone Method ». *Jpn J Appl Phys* 38.7, p. 4122-4126 (cf. p. 52).
- HIROTA, O. et Y. SUEMATSU (mar. 1979). « Noise properties of injection lasers due to reflected waves ». *IEEE Journal of Quantum Electronics* 15.3, p. 142-149 (cf. p. 7, 9).
- HIROTA, O., Y. SUEMATSU et K.-S. KWOK (1<sup>er</sup> mai 1980). « Enhancement effect of high-frequency noise of injection lasers with reflected waves due to direct modulation ». *Optics Communications* 33.2, p. 136-138 (cf. p. 10).
-

- HOLMES, B. M. et D. C. HUTCHINGS (6 fév. 2006). « Demonstration of quasi-phase-matched nonreciprocal polarization rotation in III-V semiconductor waveguides incorporating magneto-optic upper claddings ». *Applied Physics Letters* 88.6, p. 061116 (cf. p. 48).
- HUANG, M. et Z.-C. XU (1<sup>er</sup> juin 2005). « Wavelength and temperature characteristics of BiYbIG film/YIG crystal composite structure for magneto-optical applications ». *Applied Physics A : Materials Science & Processing* 81, p. 193-196 (cf. p. 52).
- HUTCHINGS, D. C. (1<sup>er</sup> sept. 2003). « Prospects for the implementation of magneto-optic elements in optoelectronic integrated circuits : a personal perspective ». *Journal of Physics D Applied Physics* 36, p. 2222-2229 (cf. p. 65).
- JAMON, D., F. DONATINI, J. MONIN, M. RAŞA, V. SOCOLIUC, O. FILIP, D. BICA et V. SOFONEA (1<sup>er</sup> juil. 1999). « Concentration dependence of magnetisation and magneto-optical effects in a ferrofluid with double layer stabilized particles ». *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* 201.1, p. 174-177 (cf. p. 54).
- JEKRARD, H. G. (1<sup>er</sup> août 1954). « Transmission of Light through Birefringent and Optically Active Media : the Poincaré Sphere ». *JOSA* 44.8, p. 634-640 (cf. p. 62).
- JIANG, P., L. BI, X. SUN, D. H. KIM, D. JIANG, G. WU, G. F. DIONNE et C. A. ROSS (17 déc. 2012). « The Effect of A-Site Substitution of Ce and La on the Magnetic and Electronic Properties of Sr(Ti<sub>0.6</sub>Fe<sub>0.4</sub>)O<sub>3</sub>— Films ». *Inorganic Chemistry* 51.24, p. 13245-13253 (cf. p. 52).
- JORDAN, E. (29 nov. 2016). « Dimensionnement et réalisation d'un rotateur de polarisation à évolution de mode en optique intégrée sur verre ». Thèse de doct. Grenoble Alpes (cf. p. 137, 140, 142, 147, 151, 156).
- KAMINOW, I. P., V. RAMASWAMY, R. V. SCHMIDT et E. H. TURNER (15 juin 1974). « Lithium niobate ridge waveguide modulator ». *Applied Physics Letters* 24.12, p. 622-624 (cf. p. 5).
- KIM, H.-S., L. BI, G. F. DIONNE et C. A. ROSS (1<sup>er</sup> sept. 2008). « Magnetic and magneto-optical properties of Fe-doped SrTiO<sub>3</sub> films ». *Applied Physics Letters* 93, p. 092506 (cf. p. 52).
- KIRSCH, S. T., W. A. BIOLSI, S. L. BLANK, P. K. TIEN, R. J. MARTIN, P. M. BRIDENBAUGH et P. GRABBE (1<sup>er</sup> mai 1981). « Semileaky thin-film optical isolator ». *Journal of Applied Physics* 52.5, p. 3190-3199 (cf. p. 36, 37, 44, 150).
- KONO, N., K. KAKIHARA, K. SAITOH et M. KOSHIBA (11 juin 2007). « Nonreciprocal microresonators for the miniaturization of optical waveguide isolators ». *Optics Express* 15.12, p. 7737-7751 (cf. p. 41).



- 
- KOSHIZUKA, N., T. OKUDA, Y. YOKOYAMA et K. ANDO (1<sup>er</sup> mar. 1983). « Optical mode conversions in Nd substituted iron garnet films ». *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* 35.1, p. 167-169 (cf. p. 33).
- LAMAÏ, N. (3 mai 2016). « Etude des propriétés physiques de guides d'ondes d'oxyde métallique dopés par des nanoparticules magnétiques : applications à l'effet magnéto-optique. » Thèse de doct. Saint-Étienne (cf. p. 54, 115).
- LESUFFLEUR, A., M. VANWOLLEGHEM, P. GOGOL, B. BARTENLIAN, J. HARMLE, P. BEAUVILLAIN, L. LAGAE, J. PISTORA, K. POSTAVA, S. VISNOVSKY et R. WIRIX-SPEETJENS (1<sup>er</sup> oct. 2006). « Magneto-optical parameters of Co<sub>90</sub>Fe<sub>10</sub> and Co<sub>50</sub>Fe<sub>50</sub> ferromagnetic thin films for 1.3μm integrated isolator ». *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* 305.2, p. 284-290 (cf. p. 52).
- LIRA, H., Z. YU, S. FAN et M. LIPSON (1<sup>er</sup> juil. 2012). « Electrically Driven Nonreciprocity Induced by Interband Photonic Transition on a Silicon Chip ». *Physical Review Letters* 109, p. 033901 (cf. p. 25).
- LOHMEYER, M., L. WILKENS, O. ZHUROMSKYY, H. DÖTSCH et P. HERTEL (15 mar. 2001). « Integrated magneto-optic cross strip isolator ». *Optics Communications* 189.4, p. 251-259 (cf. p. 41).
- LOPEZ-SANTIAGO, A., P. GANGOPADHYAY, J. THOMAS, R. A. NORWOOD, A. PERSOONS et N. PEYGHAMBARIAN (5 oct. 2009). « Faraday rotation in magnetite-polymethylmethacrylate core-shell nanocomposites with high optical quality ». *Applied Physics Letters* 95.14, p. 143302 (cf. p. 52).
- LOPEZ-SANTIAGO, A., H. R. GRANT, P. GANGOPADHYAY, R. VOORAKARANAM, R. A. NORWOOD et N. PEYGHAMBARIAN (1<sup>er</sup> juil. 2012). « Cobalt ferrite nanoparticles polymer composites based all-optical magnetometer ». *Optical Materials Express* 2.7, p. 978-986 (cf. p. 52).
- MASSART, R. (1<sup>er</sup> mar. 1981). « Preparation of aqueous magnetic liquids in alkaline and acidic media ». *IEEE Transactions on Magnetism* 17, p. 1247-1248 (cf. p. 114).
- MIZUMOTO, T., Y. KAWAOKA et Y. NAITO (sept. 1986). « Waveguide-type optical isolator using the Faraday and Cotton-Mouton effects ». *Trans. IECE Japan* Vol. E69 (No. 9), p. 968-972 (cf. p. 35).
- MIZUMOTO, T. et H. SAITO (25 mar. 2007). « Semi-Leaky Waveguide Optical Isolator ». In : *Optical Fiber Communication Conference and Exposition and The National Fiber Optic Engineers Conference (2007)*, paper OThU4. Optical Fiber Communication Conference. Optical Society of America, OThU4 (cf. p. 44).
- NEVEU, S., A. BEE, M. ROBINEAU et D. TALBOT (2002). « Size-Selective Chemical Synthesis of Tartrate Stabilized Cobalt Ferrite Ionic Magnetic Fluid ». *Journal of Colloid and Interface Science* 255, p. 293-298 (cf. p. 114).
-



- OKUDA, T., N. KOSHIZUKA et K. ANDO (1<sup>er</sup> mar. 1983). « LPE growth of YNd-iron garnet films for magneto-optical waveguides ». *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* 35.1, p. 164-166 (cf. p. 33).
- ONBASLI, M. C., L. BERAN, M. ZAHRADNÍK, M. KUČERA, R. ANTOŠ, J. MISTRÍK, G. F. DIONNE, M. VEIS et C. A. ROSS (30 mar. 2016). « Optical and magneto-optical behavior of Cerium Yttrium Iron Garnet thin films at wavelengths of 200–1770 nm ». *Scientific Reports* 6, srep23640 (cf. p. 28, 52, 149).
- PARSY, F. (2 déc. 2013). « Contribution à l'intégration d'un isolateur optique sur verre : fonctions réciproques et non réciproques de contrôle de la polarisation ». Thèse de doct. Grenoble (cf. p. 135, 136, 147).
- PRINCE, K., T. B. GIBBON, R. RODES, E. HVIID, C. I. MIKKELSEN, C. NEUMEYR, M. ORTSIEFER, E. RÖNNEBERG, J. ROSSKOPF, P. ÖHLÉN, E. I. d. BETOU, B. STOLTZ, E. GOOBAR, J. OLSSON, R. FLETCHER, C. ABBOTT, M. RASK, N. PLAPPERT, G. VOLLRATH et I. T. MONROY (15 mai 2012). « GigaWaM—Next-Generation WDM-PON Enabling Gigabit Per-User Data Bandwidth ». *Journal of Lightwave Technology* 30.10, p. 1444-1454 (cf. p. 9).
- ROYER, F., D. JAMON, J. J. ROUSSEAU, H. ROUX, D. ZINS et V. CABUIL (22 déc. 2004). « Magneto-optical nanoparticle-doped silica-titania planar waveguides ». *Applied Physics Letters* 86.1, p. 011107 (cf. p. 52).
- SHIMIZU, H. et M. TANAKA (1<sup>er</sup> mar. 2002). « Magneto-optical properties of a Si-doped GaAs:MnAs-based magneto-phonic crystal operating at 1.55 $\mu$ m ». *Physica E : Low-dimensional Systems and Nanostructures* 13.2, p. 597-601 (cf. p. 52).
- SHINTAKU, T. (5 oct. 1998). « Integrated optical isolator based on efficient nonreciprocal radiation mode conversion ». *Applied Physics Letters* 73.14, p. 1946-1948 (cf. p. 44).
- SHINTAKU, T., A. TATE et S. MINO (22 sept. 1997). « Ce-substituted yttrium iron garnet films prepared on Gd<sub>3</sub>Sc<sub>2</sub>Ga<sub>3</sub>O<sub>12</sub> garnet substrates by sputter epitaxy ». *Applied Physics Letters* 71.12, p. 1640-1642 (cf. p. 52).
- SHIRATO, Y., Y. SHOJI et T. MIZUMOTO (17 mar. 2013). « High Isolation in Silicon Waveguide Optical Isolator Employing Nonreciprocal Phase Shift ». In : *Optical Fiber Communication Conference/National Fiber Optic Engineers Conference 2013 (2013), paper OTu2C.5*. Optical Fiber Communication Conference. Optical Society of America, OTu2C.5 (cf. p. 44).
- SHOJI, Y., I.-W. HSIEH, R. M. OSGOOD et T. MIZUMOTO (1<sup>er</sup> oct. 2007a). « Polarization-Independent Magneto-Optical Waveguide Isolator Using TM-Mode Nonreciprocal Phase Shift ». *Journal of Lightwave Technology* 25, p. 3108-3113 (cf. p. 41).

- 
- SHOJI, Y., M. ITO, Y. SHIRATO et T. MIZUMOTO (30 juil. 2012). « MZI optical isolator with Si-wire waveguides by surface-activated direct bonding ». *Optics Express* 20.16, p. 18440-18448 (cf. p. 41, 44, 50).
- SHOJI, Y. et T. MIZUMOTO (1<sup>er</sup> sept. 2006). « Wideband design of nonreciprocal phase shift magneto-optical isolators using phase adjustment in Mach-Zehnder interferometers ». *Applied Optics* 45, p. 7144-7150 (cf. p. 41).
- (22 jan. 2007b). « Ultra-wideband design of waveguide magneto-optical isolator operating in 1.31 $\mu$ m and 1.55 $\mu$ m band ». *Optics Express* 15.2, p. 639-645 (cf. p. 41).
- SHOJI, Y., T. MIZUMOTO, H. YOKOI, I.-W. HSIEH et R. M. OSGOOD (18 fév. 2008). « Magneto-optical isolator with silicon waveguides fabricated by direct bonding ». *Applied Physics Letters* 92.7, p. 071117 (cf. p. 44).
- SHOJI, Y., Y. SHIRATO et T. MIZUMOTO (1<sup>er</sup> fév. 2014). « Silicon Mach-Zehnder interferometer optical isolator having 8 nm bandwidth for over 20 dB isolation ». *Japanese Journal of Applied Physics* 53, p. 022202 (cf. p. 44, 50).
- SLAVCHEVA, G. et P. ROUSSIGNOL (2010). « Coherent magneto-optical activity in a single chiral carbon nanotube ». In : *Optical Generation and Control of Quantum Coherence in Semiconductor Nanostructures*. NanoScience and Technology. DOI : 10.1007/978-3-642-12491-4\_8. Springer, Berlin, Heidelberg, p. 151-180 (cf. p. 151).
- SUGIMOTO, N., H. TERUI, A. TATE, Y. KATOH, Y. YAMADA, A. SUGITA, A. SHIBUKAWA et Y. INOUE (1996). « A hybrid integrated waveguide isolator on a silica-based planar lightwave circuit ». *Journal of lightwave technology* 14.11, p. 2537-2546 (cf. p. 37, 43, 44, 148).
- SUNG, S.-Y., Q. XIAOYUAN et B. J. H. STADLER (19 sept. 2005). « Integrating Yttrium Iron Garnet Onto Nongarnet Substrates with Faster Deposition Rates and High Reliability ». *Applied Physics Letters* 87.12 (cf. p. 48).
- SUNG, S.-Y., X. QI et B. J. H. STADLER (6 mai 2007). « Fabrication of Garnet Waveguides and Polarizers for Integrated Optical Isolators ». In : *Conference on Lasers and Electro-Optics/Quantum Electronics and Laser Science Conference and Photonic Applications Systems Technologies (2007), paper CThN5*. Conference on Lasers and Electro-Optics. Optical Society of America, CThN5 (cf. p. 48).
- SUZUKI, K., T. NAMIKAWA et Y. YAMAZAKI (1<sup>er</sup> mar. 1988). « Preparation of Zinc- and Aluminum-Substituted Cobalt-Ferrite Thin Films and Their Faraday Rotation ». *Japanese Journal of Applied Physics* 27, p. 361 (cf. p. 52).
- TAKAHASHI, H., Y. HIBINO et I. NISHI (1<sup>er</sup> avr. 1992). « Polarization-insensitive arrayed-waveguide grating wavelength multiplexer on silicon ». *Optics Letters* 17.7, p. 499-501 (cf. p. 5).

- 
- TAKEI, R., K. YOSHIDA et T. MIZUMOTO (1<sup>er</sup> août 2010). « Effects of Wafer Pre-cleaning and Plasma Irradiation to Wafer Surfaces on Plasma-Assisted Surface-Activated Direct Bonding ». *Japanese Journal of Applied Physics* 49, p. 086204 (cf. p. 49).
- TIEN, P., R. MARTIN, R. WOLFE, R. LE CRAW et S. BLANK (15 oct. 1972). « Switching and modulation of light in magneto-optic waveguides of garnet films ». *Applied Physics Letters* 21.8, p. 394-396 (cf. p. 33).
- TOURINHO, F. A., R. FRANCK et R. MASSART (1999). « Aqueous ferrofluids based on manganese and cobalt ferrites ». *Journal of Materials Science* 25, p. 3249-3254 (cf. p. 114).
- TSENG, S. C., A. R. REISINGER, E. A. GIESS et C. G. POWELL (15 mar. 1974). « Mode conversion in magneto-optic waveguides subjected to a periodic Permalloy structure ». *Applied Physics Letters* 24.6, p. 265-267 (cf. p. 33).
- VAN PARYS, W., M. VANWOLLEGHEM, D. V. THOURHOUT, R. BAETS, F. LELARGE, B. THEDREZ et L. LAGAE (mai 2007a). « Study of a Magneto-optic Contact for an Amplifying Waveguide Optical Isolator ». *IEEE Photonics Technology Letters* 19.9, p. 659-661 (cf. p. 43).
- VAN PARYS, W., D. VAN THOURHOUT, R. BAETS, B. DAGENS, J. DECOBERT, O. LE GOUZIGOU, D. MAKE et L. LAGAE (2007b). « Amplifying waveguide optical isolator with an integrated electromagnet ». *IEEE PHOTONICS TECHNOLOGY LETTERS* 19.21, p. 1949-1951 (cf. p. 43, 44).
- WANG, S., M. SHAH et J. D. CROW (1<sup>er</sup> avr. 1972). « Studies of the Use of Gyrotropic and Anisotropic Materials for Mode Conversion in Thin-Film Optical-Waveguide Applications ». *Journal of Applied Physics* 43.4, p. 1861-1875 (cf. p. 32).
- WOLFE, R., R. A. LIEBERMAN, V. J. FRATELLO, R. E. SCOTTI et N. KOPYLOV (29 jan. 1990). « Etch-tuned ridged waveguide magneto-optic isolator ». *Applied Physics Letters* 56.5, p. 426-428 (cf. p. 33, 35).
- YAMAMOTO, S., Y. OKAMURA et T. MAKIMOTO (déc. 1976). « Analysis and design of semileaky-type thin-film optical waveguide isolator ». *IEEE Journal of Quantum Electronics* 12.12, p. 764-770 (cf. p. 35, 36, 150).
- YAMAMOTO, S. et T. MAKIMOTO (1<sup>er</sup> fév. 1974). « Circuit theory for a class of anisotropic and gyrotropic thin-film optical waveguides and design of nonreciprocal devices for integrated optics ». *Journal of Applied Physics* 45.2, p. 882-888 (cf. p. 38).
- YARIV, A. (sept. 1973). « Coupled-mode theory for guided-wave optics ». *IEEE Journal of Quantum Electronics* 9.9, p. 919-933 (cf. p. 47).
- YOKOI, H. et T. MIZUMOTO (oct. 1997). « Proposed configuration of integrated optical isolator employing wafer-direct bonding technique ». *Electronics Letters* 33.21, p. 1787-1788 (cf. p. 49).

- 
- YOKOI, H., T. MIZUMOTO, N. SHINJO, N. FUTAKUCHI et Y. NAKANO (20 nov. 2000). « Demonstration of an optical isolator with a semiconductor guiding layer that was obtained by use of a nonreciprocal phase shift ». *Applied Optics* 39.33, p. 6158-6164 (cf. p. 5, 41, 44, 50).
- ZAETS, W. et K. ANDO (août 1999). « Optical waveguide isolator based on non-reciprocal loss/gain of amplifier covered by ferromagnetic layer ». *IEEE Photonics Technology Letters* 11.8, p. 1012-1014 (cf. p. 42).
- ZAMAN, T. R., X. GUO et R. J. RAM (8 jan. 2007). « Faraday rotation in an InP waveguide ». *Applied Physics Letters* 90.2, p. 023514 (cf. p. 52).
- ZAYETS, V., M. C. DEBNATH et K. ANDO (21 jan. 2004). « Complete magneto-optical waveguide mode conversion in Cd<sub>1-x</sub>MnxTe waveguide on GaAs substrate ». *Applied Physics Letters* 84.4, p. 565-567 (cf. p. 52).
- ZHUROMSKYY, O., M. LOHMEYER, N. BAHLMANN, H. TSCH, P. HERTEL et A. F. POPKOV (1<sup>er</sup> juil. 1999). « Analysis of Polarization Independent Mach-Zehnder-Type Integrated Optical Isolator ». *Journal of Lightwave Technology* 17.7, p. 1200 (cf. p. 41).
- ZIOLO, R. F., E. P. GIANNELIS, B. A. WEINSTEIN, M. P. O'HORO, B. N. GANGULY, V. MEHROTRA, M. W. RUSSELL et D. R. HUFFMAN (10 juil. 1992). « Matrix-Mediated Synthesis of Nanocrystalline -Fe<sub>2</sub>O<sub>3</sub> : A New Optically Transparent Magnetic Material ». *Science* 257.5067, p. 219-223 (cf. p. 149).



## Résumé

L'essor des télécommunications par fibre optique nécessite l'insertion en sortie des lasers d'un isolateur optique intégré protégeant celui-ci des réflexions qui le déstabilisent. Ce composant existe à l'heure actuelle sous forme massive, mais son intégration sur la même plaquette que le laser pose problème du fait de la difficulté à intégrer les bons matériaux magnétooptiques sur les substrats usuels de l'optique guidée. Dans cette perspective, l'intégration de nanoparticules magnétiques dans un sol-gel déposé sur les guides optiques est une voie prometteuse, développée par le laboratoire Hubert Curien. Cette thèse a eu pour but d'étudier de manière plus systématique le composant non-réciproque qui entre dans la fabrication des isolateurs à conversion de mode, à savoir le rotateur non-réciproque. Deux études poussées, l'une théorique, l'autre expérimentale, recoupées entre elles par des modèles numériques, ont été mises en œuvre au cours des années de cette thèse. L'étude théorique a permis de tenir compte tous les paramètres ayant une influence sur l'état de polarisation de la lumière dans un guide magnétooptique, y compris les dichroïsmes souvent négligés. L'étude pratique, à partir d'échantillons sur verre réalisés en collaboration avec l'IMEP-LAHC et le laboratoire PHENIX, a abouti à une caractérisation quasi complète des effets magnétooptiques — longitudinaux et transverses — dans les guides et de l'influence des paramètres de fabrication sur ceux-ci. Au final, ces résultats nous ont donné une compréhension plus complète du fonctionnement des guides magnétooptiques, et nous ont permis de prédire les paramètres optimaux qu'il faudra mettre afin de fabriquer, dans un futur proche, l'isolateur complet sur une seule plaque de verre.

## Summary

The development of optical-fiber telecommunications requires the insertion of optical isolator between lasers and fibers, in order to protect them against perturbing reflexions. This component is currently inserted in a bulk form, but the goal is to integrate it on the same wafer than the laser; nevertheless, this is problematic due to the difficulty to integrate good magneto-optical materials on usual substrates as glass or silicon. One of the promising way to achieve this, developed by the Laboratoire Hubert Curien, is the embedding of magnetic nanoparticles into a sol-gel matrix deposited above the optical guides. This thesis aimed at studying more deeply the main non-reciprocal component of integrated mode conversion optical isolators: the non-reciprocal rotator. A theoretical and a practical study have both been performed, with numerical simulations to confront them. The theoretical study aimed at describing the evolution of propagation in magneto-optical waveguides with respect to all effects, even absorption and dichroism. Then a practical study was performed on glass samples engineered in collaboration with IMEP-LAHC and the PHENIX laboratory, and lead to a full measurement of longitudinal and transverse magneto-optical effects, and their evolution related to the fabrication parameters of the samples. Finally, these results gave us a comprehensive view of how magneto-optical waveguides behave, and we were able to predict the good parameters to choose in order to construct, in a close future, a glass-integrated optical isolator.