

JACQUES M. LANIEL

**Photoisomérisation dans les guides d'ondes
polymères à 1550 nm**

Mémoire

présenté

à la Faculté des études supérieures

de l'Université Laval

pour l'obtention

du grade de maître ès sciences (M. Sc.)

Département de physique

FACULTÉ DES SCIENCES ET DE GÉNIE

UNIVERSITÉ LAVAL

DÉCEMBRE 1999

© Jacques M. Laniel, 1999



National Library
of Canada

Acquisitions and
Bibliographic Services

395 Wellington Street
Ottawa ON K1A 0N4
Canada

Bibliothèque nationale
du Canada

Acquisitions et
services bibliographiques

395, rue Wellington
Ottawa ON K1A 0N4
Canada

Your file Votre référence

Our file Notre référence

The author has granted a non-exclusive licence allowing the National Library of Canada to reproduce, loan, distribute or sell copies of this thesis in microform, paper or electronic formats.

The author retains ownership of the copyright in this thesis. Neither the thesis nor substantial extracts from it may be printed or otherwise reproduced without the author's permission.

L'auteur a accordé une licence non exclusive permettant à la Bibliothèque nationale du Canada de reproduire, prêter, distribuer ou vendre des copies de cette thèse sous la forme de microfiche/film, de reproduction sur papier ou sur format électronique.

L'auteur conserve la propriété du droit d'auteur qui protège cette thèse. Ni la thèse ni des extraits substantiels de celle-ci ne doivent être imprimés ou autrement reproduits sans son autorisation.

0-612-47211-6

Canada

Résumé

Les effets de la photoisomérisation dans un milieu polymère (PMMA) contenant des chromophores de DR1 causés par un faisceau intense à 1550 nm ont été étudiés. L'intérêt de ce chromophore organique réside dans le fait qu'il contient un lien chimique double entre deux atomes d'azote. Ceci étant, il est donc possible d'induire optiquement des transitions cis-trans qui modifient les propriétés optiques du matériau, par exemple la biréfringence d'un guide d'ondes. Cette modification du guide peut être utilisée pour la fabrication de dispositifs sélectif en longueur d'onde ou encore des convertisseurs de polarisation. Ce « poling » optique est aussi capable d'orienter les molécules dans le guide d'ondes et peut, par exemple, augmenter les effets de deuxième ordre.

Avant-propos

Les travaux présentés dans ce présent mémoire ont été effectués au sein du laboratoire d'optique intégrée non linéaire dirigée par le Docteur Alain Villeneuve. Je tiens principalement à remercier M. Villeneuve pour m'avoir accepté à l'intérieur de son groupe de recherche et de m'avoir permis de réaliser ce travail.

Je n'oserais passer outre mes collègues et amis qui m'ont plus d'une fois rendu service et sauvé la vie. J'aimerais remercier Nicolas Bélanger, Patrick Dumais, Martin Boulanger, Chiara Meneghini, Ali Saliminia, Karine Le Foulgoc, Karine Turcotte ainsi que notre technicien bien-aimé, Marc D'auveuil. J'aimerais aussi remercier pour les intéressantes et fructueuses discussions les Docteurs Réal Vallée, Tigran Galstian, Pierre-André Bélanger professeur au département de physique de l'Université Laval ainsi que Guy Vitrant du LEMO-ENSERG.

J'aimerais aussi souligner les collaborateurs m'ayant fourni des échantillons me permettant de poursuivre mes recherches. Soit la Docteure Anna Ritcey et Frédéric De Champlain du Département de Chimie de l'Université Laval, le Docteur François Kajzar du CEA-SACLAY ainsi que Brian Lawrence de la compagnie MOEC.

Je tiens à souligner que ce projet de recherche a été réalisé avec l'aide financière du Conseil de Recherches en Science Naturelles et en Génie du Canada (CRSNG).

J'aimerais aussi remercier deux personnes qui m'ont toujours encouragé à aller plus loin sur les chemins ardu de la physique. Ces deux personnes sont nul autre que mon père, Jacques Laniel ainsi que ma mère, Romelle Laniel. J'en profite aussi pour remercier ma soeur Chantal Laniel ainsi que sa famille pour les encouragements soutenus.

Je tiens maintenant à offrir une pensée bien spéciale à la personne qui m'a enduré, soutenu et même encouragé même dans les pires moments au cours de ce projet de

maîtrise. Elle a même survécu au processus de correction de ce mémoire. Elle était présente au début de ce projet et elle est présente lorsque je suis en train de tourner la dernière page de cet ouvrage. C'est une personne que j'aime beaucoup. Cette personne, c'est Anissa Caron. Merci Anissa!

Je termine ici en remerciant tout mes amis et autres personnes qui, de près ou de loin, ont contribué à la réalisation de ce projet. Il m'est malheureusement impossible de tout les nommer, je me donne donc comme mission de les remercier de vive voix.

Ce projet a su m'apporter beaucoup et je garde un excellent souvenir de ces deux dernières années qui ont été riches d'expériences et d'aventures.

Table des matières

1 Introduction	1
2 Optique théorique.....	4
2.1 Optique intégrée	4
2.1.1 Guide d'ondes plan.....	4
2.1.2 Guide d'ondes canal	9
2.1.3 Injection dans un guide d'ondes par le bout	15
2.1.4 Couplage par réseau dans un guide	16
2.1.5 Théorie linéaire des modes couplés.....	19
2.1.6 Pertes linéaires	25
2.1.7 Propagation d'impulsions dans un milieu non linéaire	28
2.2 Optique des milieux polymères	34
2.2.1 Polarisabilité et susceptibilité macroscopique	34
2.2.2 Orientation de l'axe des matériaux organiques.....	35
2.2.3 Poling tout optique	40
2.2.4 Application d'un modèle phénoménologique à la réorientation moléculaire à l'intérieur de guides canaux.....	42
2.3 Résumé.....	59
2.4 Bibliographie.....	59
3 Présentation des matériaux optiques étudiés	64
3.1 Description des molécules étudiées	64
3.1.1 Description d'un chromophore	65
3.1.2 Le PMMA-DR1	65
3.1.3 L'acétate de cellulose-DR1.....	69

3.2 Préparation des guides d'ondes optiques	71
3.2.1 Choix du substrat.....	71
3.2.2 Préparation du substrat	72
3.2.3 Dépôt de la couche mince	73
3.3 Photoblanchiment des polymères	75
3.3.1 Principe physique du photoblanchiment.....	76
3.4 Résumé	79
3.5 Bibliographie	79
4 Fabrication et caractérisation de guides d'ondes optiques	82
4.1 Guides d'ondes optiques de cellulose-DR1	82
4.2 Guides d'ondes optiques de PMMA-DR1	88
4.3 Résumé	96
4.5 Bibliographie	96
5 Conclusion	97
Appendice A: Dérivation de l'équation de guidance pour le guide de géométrie plane.....	99
Appendice B: Dérivation de l'équation d'onde vectorielle de Maxwell.....	102
Appendice C: Correction variationnelle à l'indice effectif d'une structure guidante bi-dimensionnelle	105

Liste des illustrations

2.1.1- 1 Géométrie d'un guide plan	5
2.1.1- 2 Relation de dispersion pour un guide d'ondes plan	9
2.1.2- 1 Géométrie d'un guide canal	10
2.1.2- 2 Solution pour le mode fondamental d'un guide canal.....	13
2.1.3- 1 Schéma expérimental d'une expérience de couplage par le bout	15
2.1.4- 1 Couplage par réseau dans un guide plan	17
2.1.5- 1 Perturbation causée par une modification de la permittivité autour d'une structure guidante	22
2.1.6- 1 Intensité lumineuse d'un mode guidé subissant des pertes linéaires en fonction de la distance de propagation	25
2.1.6- 2 Courbe d'absorption d'une fibre de silice en fonction de la longueur d'onde	26
2.2.2- 1 Structure chimique générale d'un lien double entre deux atomes d'azote	35
2.2.2- 2 Représentation tridimensionnelle des liens chimiques établis par un atome d'azote	36
2.2.2- 3 Représentation des deux isomères Cis-Trans	36
2.2.2- 4 Mécanisme de réorientation via une photoisomérisation Cis-Trans	37
2.2.4- 1 Réponse de la biréfringence modale aux intensités guidés	53
2.2.4- 2 Saturation de la biréfringence modale.....	54
2.2.4- 3 Évolution de la puissance à la sortie du guide dans les deux polarisations en fonction du temps.....	55
2.2.4- 4 Évolution de la biréfringence modale en fonction de la distance de propagation	56
2.2.4- 5 Puissance relative à la sortie du guide en fonction de la longueur d'onde	57
2.2.4- 6 Simulation d'un guide d'ondes dont l'accord de phase est nul	58
3.1.1- 1 Structure chimique des chromophores	65
3.1.2- 1 Formule semi-éclatée du PMMA	66
3.1.2- 2 Structure chimique du DR1 greffé sur du PMMA	66
3.1.2- 3 Relation de dispersion pour le PMMA-DR1 greffé	68
3.1.2- 4 Relation d'absorption pour le PMMA-DR1 greffé	69
3.1.3- 1 Formule semi-éclatée de l'acétate de cellulose.....	69

3.2.3- 1	Mesure de l'épaisseur d'une couche mince optique avec un profilomètre.....	75
3.3.1- 1	Spectre d'absorption IR du PMMA-DR1	77
3.3.1-2	Schéma expérimental nécessaire à la réalisation du photoblanchiment d'un guide d'ondes optique	78
4.1- 1	Représentation du renflement apparaissant lors de la déposition d'une couche mince par la méthode d'immersion.....	83
4.1- 2	Intensité transmise mesurée lors d'une expérience de couplage par réseau dans un verre d'As ₂ S ₃	86
4.1- 3	Relation de dispersion de l'As ₂ S ₃ mesuré avec la méthode du couplage par réseau	87
4.2- 1	Montage expérimental servant à la mesure des pertes linéaires	90
4.2- 2	Spectre TE et TM à la sortie d'un guide canal de PMMA-DR1 greffé	92
4.2- 3	Schéma expérimental permettant le couplage du faisceau de l'OPO dans un guide d'ondes canal	94

1 Introduction

Au cours des dernières décennies, il y a eu un développement considérable des matériaux organiques au sein des milieux de recherche scientifique et industriel. Les matériaux organiques sont des composés dont la chimie repose sur le carbone. Cette chimie étant très polyvalente, celle-ci permet de construire une infinité de molécules toutes aussi complexes les unes que les autres. Des molécules présentant des propriétés structurelles avantageuses à bon nombre d'applications peuvent ainsi être obtenues. Ces nouveaux composés chimiques possèdent aussi des propriétés optiques utiles autant linéaire que non-linéaire[1]. La possibilité d'orienter les molécules organiques est une de ces propriétés. Cette orientation ouvre la porte à plusieurs phénomènes optiques particulièrement intéressants. Il est possible en effet d'induire une biréfringence par réorientation des molécules, biréfringence utile pour le domaine de l'holographie[2]. Il est aussi possible par poling d'augmenter le coefficient de non-linéarité d'ordre deux[3], ouvrant ainsi la porte à la génération de deuxième harmonique et aux autres phénomènes non-linéaires d'ordre deux. Les propriétés énumérées précédemment ne constituent qu'une petite partie de la totalité des possibilités optiques que renferment les molécules organiques.

Une des molécules relativement populaire pour la conception de milieux optiques intéressants est la molécule de DR1 (*Disperse Red 1*). Celle-ci possède entre autre une forte non-linéarité d'ordre deux et elle présente deux états isomériques Trans et Cis[4]. La dernière propriété permet donc la réorientation de la molécule par un effet optomécanique[5]. Puisque le DR1 n'est pas une molécule complètement caractérisée, il fait encore l'objet de bon nombre d'études. C'est justement lors d'une mesure de l'indice non-linéaire du DR1 greffé à une matrice polymérique de PMMA (*PolyMéthyleMétaAcrylate*) qu'Hervé Bénard[6], étudiant à l'époque au doctorat de l'Institut National Polytechnique de Grenoble en France, a observé une rotation de polarisation à l'intérieur de ce matériau. C'est en injectant des impulsions lasers polarisées en TE dans un guide d'ondes canal de PMMA-DR1 qu'il a observé ce

phénomène: une partie du spectre polarisé en TE (*transverse électrique*) était transféré en polarisation TM (*transverse magnétique*). Les impulsions d'une durée de 150fs provenaient d'un oscillateur paramétrique optique (*OPO*). La rotation ne s'effectuait que lorsque l'intensité guidée était supérieure à $100\text{MW}/\text{cm}^2$ et celle-ci était sélective en longueur d'onde tout en évoluant temporellement.

Afin de caractériser les phénomènes ayant causé la rotation de polarisation, il est important de bien étudier les paramètres physiques impliqués. Il est important de reproduire la rotation de TE vers TM mais aussi de vérifier si le contraire est possible, c'est-à-dire si la rotation de polarisation de TM vers TE peut se produire et ceci, à l'intérieur d'une structure guidante. Ces mesures constituent les objectifs principaux de cette étude.

Le deuxième chapitre du présent ouvrage présente les considérations théoriques entourant l'optique intégrée en général ainsi que l'optique des milieux polymères. Le troisième chapitre présente les matériaux optiques qui ont été étudiés. La molécule de DR1 y est présentée ainsi que les deux matrices polymériques qui ont été utilisées, soit le PMMA et l'acétate de cellulose. Ce chapitre traite aussi des processus utilisés lors de la déposition sous forme de couches minces des matériaux organiques et de la procédure à suivre pour obtenir des guides d'ondes canaux via un photoblanchiment du chromophore de DR1. Le quatrième chapitre pour sa part, concerne les mesures expérimentales effectuées avec le DR1. Il traite des essais de reproduction des rotations de polarisation, tels qu'observés par Hervé Bénard. Finalement, le dernier chapitre conclut sur les résultats obtenus au cours de cette étude.

[1] P. N. Prasad, "Nonlinear optical effects in organic materials," in *Contemporary nonlinear optics*, R. W. B. Govind P. Agrawal, Ed. Toronto: Academic Press, 1992, pp. 478.

- [2] N. Laudraud, R. Birabassov, T.V. Galstian, A. Ritcey, C. G. Bazuin, T. Rahem, "Thick dye-doped poly(methyl methacrylate) films for real-time holography," *Appl. Opt.*, vol. 37, pp. 1-6, 1998.
- [3] F. D. F. Charra, J.-M. Nunzi, P. Raimond, "Picosecond light-induced noncentrosymmetry in a dye solution," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 68, pp. 2440-2443, 1992.
- [4] D. M. Z. Sekkat, M. Dumont, R. Loucif-Saïbi, J. A. Delaire, "Photoisomerisation of azobenzene derivatives in polymeric thin films," *J. Appl. Phys.*, vol. 71, pp. 1543-1545, 1992.
- [5] S. Hozotte, M. Dumont, G. Froc, Z. Sekkat, "Orientational manipulation of chromophore through photoisomerization," presented at Int. Conf. Photopolymers and Applications in Holography, Optical Data Storage, Optical Sensors, and Interconnects, Québec, 1993.
- [6] H. Bénard. "Réalisation et caractérisation non linéaire de guides d'ondes en polymères organiques en vue d'applications photoniques," in *Laboratoire d'Électromagnétisme, Micro-ondes et Optoélectroniques*. Grenoble: Institut National Polytechnique de Grenoble, 1996, pp. 121.

2 Optique théorique

2.1 Optique intégrée

La communauté travaillant au développement des technologies entourant la propagation de faisceaux lasers s'est rapidement rendue compte que le médium de transmission qu'était l'air comportait d'énormes difficultés techniques. Les propriétés absorbantes et diffractives de l'air ont rendu impossible l'utilisation de ce média pour la propagation de signaux lumineux. En fait, c'est plus précisément la présence d'impuretés dans l'air (nuage, aérosol) qui sont à la cause de ces problèmes. C'est à partir de ces constatations que la recherche s'est tournée vers les possibilités nouvelles qu'offrait le domaine de l'optique guidée. Cette nouvelle technologie permettait en fait de transporter avec peu de pertes un signal lumineux sur des centaines de kilomètres. Le fait de confiner dans un milieu aussi petit a permis d'obtenir des intensités crêtes très élevées localement permettant l'apparition de phénomènes non linéaires très intéressants et par la même occasion, d'ouvrir la porte à l'étude de ces nouveaux phénomènes. Dans le présent chapitre, deux types de structures intégrées permettant le guidage de la lumière seront présentés. Les moyens pour injecter un signal lumineux dans ces structures de même que les interactions du faisceau avec le milieu guidant seront également présentés.

2.1.1 Guide d'ondes plan

Le guide d'ondes plan est employé abondamment en optique linéaire. La simplicité de sa structure en fait un élément d'optique intégré facile à produire. Il s'agit aussi d'une des rares structures dont l'analyse mathématique conduit à une relation analytique simple à résoudre[1]. Sa topologie se présente de la façon suivante:

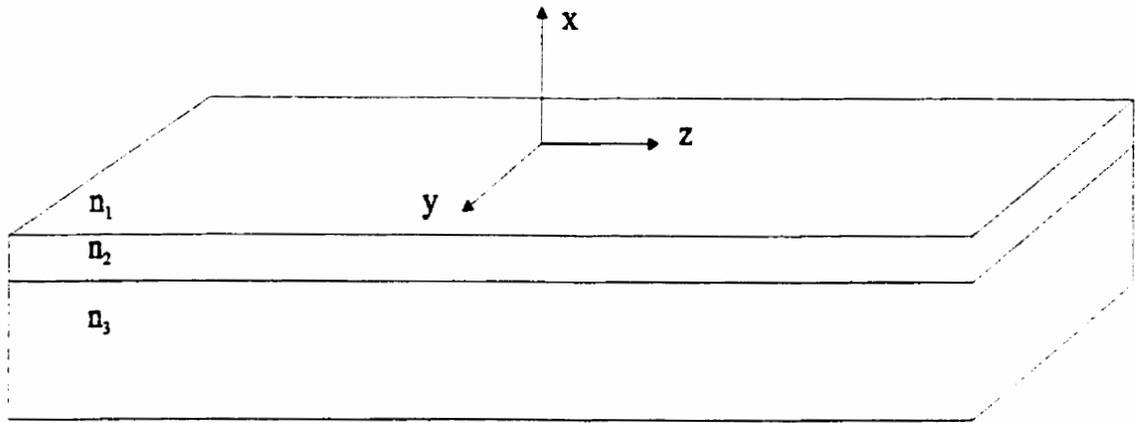


Figure 2.1.1- 1 Géométrie d'un guide plan ($n_1, n_3 < n_2$)

L'analyse de la structure se fait simplement en résolvant l'équation d'onde de Maxwell pour la structure présentée à la Figure 2.1.1- 1. Cette équation prend la forme suivante:

$$\nabla^2 \vec{E}(\vec{r}) - \frac{n_i^2(\vec{r})}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}(\vec{r})}{\partial t^2} = 0 \quad (2.1.1-1)$$

où n_i est l'indice du milieu où le champ électrique est résolu. On pose que le champ n'aura qu'une dépendance selon l'axe des x et sera globalement invariant selon y ($\partial E / \partial y = 0$). Si le champ électrique guidé évolue dans la direction de propagation z , alors la solution de l'équation d'onde (2.1.1-1) prendra la forme de l'équation (2.1.1-2).

$$\vec{E}(\vec{r}) = E(x) \hat{e}^{i(\beta z - \omega t)} \quad (2.1.1-2)$$

La substitution de l'équation (2.1.1-2) dans l'équation d'onde (2.1.1-1) donne la relation suivante:

$$\frac{\partial^2 E(x)}{\partial x^2} + (k_0^2 n_i^2(x) - \beta^2) E(x) = 0 \quad (2.1.1-3)$$

L'application des conditions limites sur le champ électrique permet de constater que cette équation prend la forme d'une équation aux valeurs propres. Les solutions de l'équation (2.1.1-3) vont être les valeurs et solutions propres de l'équation d'onde de Maxwell. Une solution propre de l'équation d'onde sera associée à chaque valeur propre calculée. Ces solutions seront en fait le profil du mode guidé, soit l'expression pour $E(x)$. Les valeurs propres ainsi obtenues sont les constantes de propagation des modes guidés. Celles-ci sont reliés à l'indice effectif du mode guidé par la relation suivante:

$$\beta = n_{eff} k_0 \quad (2.1.1-4)$$

où $k_0 = 2\pi/\lambda$ et λ est la longueur d'onde dans le vide du faisceau guidé. Les solutions propres obtenues se subdivisent en deux classes générales : le champ guidé est soit de polarisation transverse électrique (TE) ou transverse magnétique (TM). Le type du mode est déterminé en identifiant quelle composante du champ est perpendiculaire au plan d'incidence du guide. Les deux polarisations s'analysent de façon similaire mais quelques différences dans les équations apparaissent lorsque les conditions aux frontières sont appliquées. Le cas le plus simple à analyser est celui où la polarisation du faisceau guidé est de type TE. La résolution de l'équation (2.1.1-3) passe par deux étapes: la première consiste à choisir judicieusement la forme du champ $E(x)$ qui permettra de solutionner l'équation d'onde en fonction de l'indice de réfraction avec lequel le mode se propage. La seconde étape quant à elle consiste à appliquer à la forme du champ choisi les conditions aux frontières des diélectriques présents dans la structure guidante. À partir de ces deux conditions, l'équation reliant l'indice effectif aux paramètres physiques du guide plan sera obtenue. La relation (2.1.1-5) est l'équation transcendante permettant d'obtenir la relation de dispersion pour un guide plan.

$$v\sqrt{1 - b^{TE}} = p\pi + \tan^{-1} \sqrt{\frac{b^{TE}}{1 - b^{TE}}} + \tan^{-1} \sqrt{\frac{b + a^{TE}}{1 - b^{TE}}} \quad (2.1.1-5)$$

Cette relation est dérivée en détail à l'appendice A. Les paramètres de cette

équation sont normalisés par rapport aux paramètres physiques de la structure. Le paramètre v est appelé fréquence normalisée et est défini par:

$$v = k_0 d \sqrt{n_2^2 - n_3^2} \quad (2.1.1-6)$$

La valeur de l'indice effectif normalisé b est défini par la relation suivante:

$$b^{TE} = \frac{n_{eff}^2 - n_3^2}{n_2^2 - n_3^2} \quad (2.1.1-7)$$

Le paramètre a donne une mesure de l'asymétrie du guide. En effet, plus l'indice du milieu au-dessus du guide est différent de celui du milieu sous le guide, plus le guide sera asymétrique selon l'axe x . Le paramètre a fournit donc une indication de l'asymétrie. Par conséquent plus le paramètre a va différer de 0, plus la différence entre l'indice du substrat va différer de l'indice du *cladding*. Le paramètre a est défini de la façon suivante:

$$a^{TE} = \frac{n_3^2 - n_1^2}{n_2^2 - n_3^2} \quad (2.1.1-8)$$

À chaque valeur propre n_{eff} est associée une solution du champ magnétique et électrique dénommée mode de la structure guidante. Il est possible de démontrer que ces modes propres sont orthogonaux entre eux[1].

Le cas où la polarisation est dans la configuration TM se solutionne de façon légèrement plus complexe. Ceci est principalement causé par la différence dans l'application des conditions aux frontières des diélectriques. L'équation transcendante donnant l'indice effectif est exprimée de la façon suivante sous forme de variables normalisées :

$$v \sqrt{q \frac{n_2^2}{n_3^2} \sqrt{1 - b^{\text{TM}}}} = p\pi + \tan^{-1} \sqrt{\frac{b^{\text{TM}}}{1 - b^{\text{TM}}}} + \tan^{-1} \sqrt{\frac{b + a^{\text{TM}}(1 - b^{\text{TM}}c)}{1 - b^{\text{TM}}}} \quad (2.1.1-9)$$

où les différents paramètres sont définis de la façon suivante:

$$a^{\text{TM}} = a^{\text{TE}} \frac{n_2^2}{n_1^2} \quad (2.1.1-10)$$

$$c = \left(1 - \frac{n_3^2}{n_2^2}\right) \left(1 - \frac{n_1^2}{n_2^2}\right) \quad (2.1.1-11)$$

$$q = \frac{n_{\text{eff}}^2}{n_2^2} + \frac{n_{\text{eff}}^2}{n_3^2} - 1 \quad (2.1.1-12)$$

$$b^{\text{TM}} = \frac{n_2^2}{n_3^2 q} b^{\text{TE}} \quad (2.1.1-13)$$

La *Figure 2.1.1- 2* présente la relation entre la fréquence normalisée v et l'indice effectif normalisé b . Cette relation est obtenue numériquement en résolvant l'équation transcendante (2.1.1-5) (pour le cas TE présenté ici). La notion de coupure de mode apparaît très clairement dans cette figure: pour les fréquences normalisées inférieures à ~ 3.2 , aucune solution n'est permise pour les modes supérieurs au mode fondamental. Dans cette condition, seul le mode fondamental peut se propager et être guidé s'il est lui-même au dessus de sa fréquence de coupure.

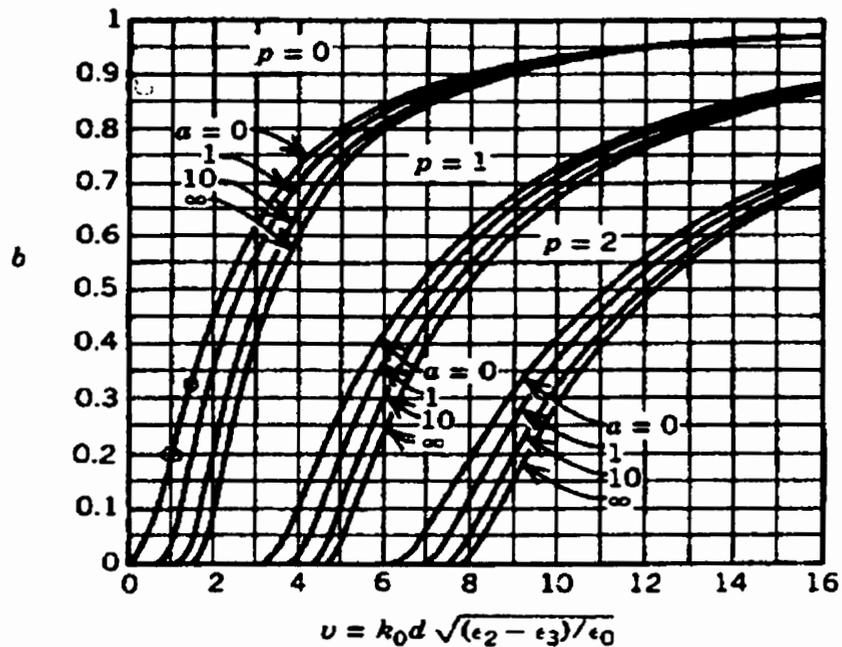


Figure 2.1.1- 2 Relation de dispersion b - v normalisée pour un guide d'ondes plan pour les trois premiers modes. Le facteur d'assymétrie est varié pour chaque mode.[1]

2.1.2 Guide d'ondes canal

Le fait de confiner la lumière non pas dans une seule dimension mais bien dans deux dimension offre une multitude d'avantages. Un guide d'ondes dont la lumière est confinée en deux dimensions est appelé guide d'ondes canal. Il existe plusieurs géométrie représentant le guide canal, mais la *Figure 2.1.2- 1* présente la disposition géométrique d'un guide d'ondes canal le plus élémentaire qu'il soit.

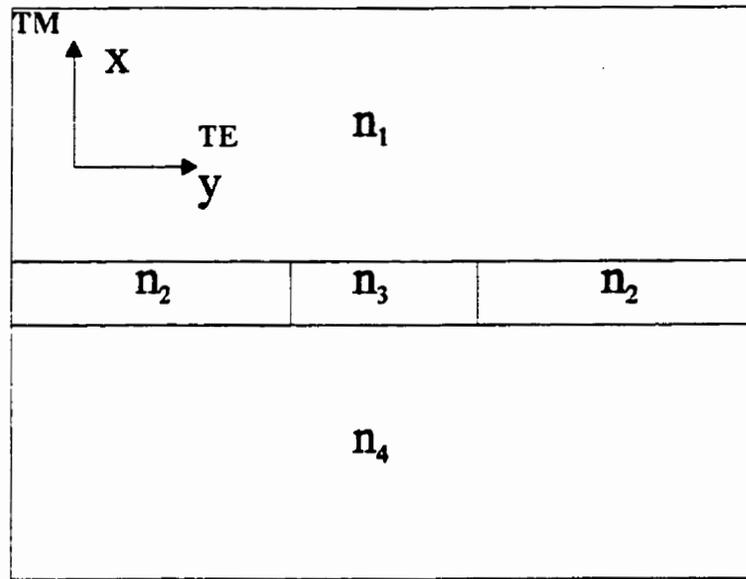


Figure 2.1.2- 1 Géométrie d'un guide canal.

L'analyse de cette structure est ici beaucoup plus complexe. La dépendance fonctionnelle du champ n'est plus seulement selon x mais aussi selon y . La notion de polarisation le long d'un axe orthogonal unique disparaît par la même occasion. Le principe de superposition linéaire permet d'exprimer tout champ électrique par la somme vectorielle des champs projetés sur les axes orthogonaux du système de référence. Donc, le champ guidé pourra être exprimé comme étant la somme vectorielle des deux états de polarisation orthogonaux présents dans le mode. La nomenclature de l'état de polarisation d'un mode donné se base sur l'intensité relative des champs d'un état de polarisation par rapport à l'autre. Donc, si le champ orienté en TE est plus intense à celui orienté en TM, le mode sera dans l'état de polarisation quasi-TE, et vice versa pour le cas quasi-TM. Le champ électrique s'exprimera de la façon suivante en toute généralité:

$$\vec{E}(\vec{r}) = \{E_x(x, y)\hat{i} + E_y(x, y)\hat{j}\}e^{i(\beta z - \omega t)} \quad (2.1.2-1)$$

et l'équation d'onde devient bi-dimensionnelle:

$$\nabla_t^2 \vec{E}_t(x, y) + (k_0^2 n_t^2 - \beta^2) \vec{E}_t(x, y) = -\nabla_t (\vec{E}_t(x, y) \cdot \nabla_t \ln n^2) \quad (2.1.2-2)$$

où le champ E , est le champ exprimé à l'équation (2.1.2-1). La dérivation de cette équation est présentée en détails à l'appendice B. Cette équation est nommée équation d'onde vectorielle de Maxwell[2]. L'équation (2.1.2-2) est une équation aux valeurs propres non linéaires, ce qui rend évidemment sa solution beaucoup plus difficile. La résolution exacte de cette équation ne se fait qu'en utilisant des méthodes numériques basées sur la théorie des éléments finis ou sur celle des différences finies. De la même façon que pour le guide plan, la solution des valeurs propres et des modes propres de l'équation (2.1.2-2) donnera les indices effectifs et les modes guidés de la structure.

Pour simplifier la résolution numérique de l'équation (2.1.2-2), une approximation peut être faite. Il suffit de poser que le gradient de l'indice de réfraction est nul. Cette approximation est justifiée par le fait que la plupart du temps, cette contribution est incluse sous la forme de l'application des conditions aux frontières des diélectriques[3]. Une simplification qui implique de poser que le champ électrique est polarisé complètement dans une seule direction va permettre de transformer l'équation (2.1.2-2) en une équation vectorielle ayant une seule dimension. Cette nouvelle approximation est justifiée par le fait que pour une solution donnée d'un mode d'un guide canal, l'une des deux polarisations sera toujours plus importante que l'autre.

Analyse de Fourier

L'approche proposée par C.H. Henry et B.H. Verbeek[4] repose sur une expansion en série de Fourier en deux dimensions. Cette analyse repose sur l'équation d'onde scalaire de Maxwell. L'équation à résoudre est donc la suivante:

$$\nabla_t^2 E(x, y) + (k_0^2 n_i^2 - \beta^2) E(x, y) = 0 \quad (2.1.2-3)$$

Comme cette relation est une équation aux valeurs propres, sa solution peut être exprimée comme une combinaison linéaire d'une base propre de l'équation différentielle (2.1.2-3). La forme du champ est donnée par l'équation suivante:

$$E(x, y) = \sum_j a_j \phi_j(x, y) \quad (2.1.2-4)$$

où la base de l'espace vectoriel est construite par la base de Fourier[5]:

$$\phi_i(x, y) = \frac{2}{\sqrt{L_x L_y}} \sin\left(\frac{m\pi x}{L_x}\right) \sin\left(\frac{n\pi y}{L_y}\right) \quad (2.1.2-5)$$

Les fonctions ϕ_i sont belles et bien des fonctions générant une base orthonormée. L'utilisation de l'analyse de Fourier ne permet pas de s'étendre sur un domaine intégrable infini. Il est donc important de bien évaluer les dimensions du domaine. Le domaine choisi doit avoir les dimensions finies de L_x par L_y . L'origine dans ce formalisme est situé au coin inférieur gauche du domaine. Aux bornes du domaine, la solution sera nulle. C'est pour cette raison que le choix de la base s'est arrêté sur des fonctions sinusoïdales: l'expansion de Fourier sera impaire. Les restrictions imposées par les conditions aux bornes du domaine imposent donc de poser celui-ci relativement grand par rapport aux dimensions du guide d'ondes afin de résoudre le plus de modes possibles. Lorsqu'un mode approche de sa coupure, les ailes du mode guidé s'étendent en théorie jusqu'à l'infini. Ces modes sont donc difficiles à calculer puisque notre domaine est de dimension finie et les conditions aux frontières poussent les solutions à être nulles. Afin d'obtenir la meilleure expansion en série de Fourier, la solution doit comporter le plus d'harmoniques possibles afin de bien reproduire la structure fine du mode. La substitution des équations (2.1.2-4) et (2.1.2-5) dans l'équation (2.1.2-3) suivie d'une intégration sur le domaine génère un système d'équations matricielles donné par l'équation (2.1.2-6) dont les valeurs propres sont les indices effectifs de la structure guidante:

$$\sum_j (A_{ij} - k_o^2 n_{eff}^2) a_j = 0 \quad (2.1.2-6)$$

où les coefficients matriciels A_{ij} du système d'équations sont donnés par la relation (2.1.2-7).

$$A_{ij} = -\left[\left(\frac{m\pi}{L_x} \right)^2 + \left(\frac{n\pi}{L_y} \right)^2 \right] \delta_{ij} + k_0^2 \langle \phi_i(x,y) n_i^2(x,y) \phi_j(x,y) \rangle \quad (2.1.2-7)$$

Avec l'aide d'un algorithme de résolution d'un système aux valeurs propres[6], une solution pour les indices effectifs est générée et les vecteurs propres sont donnés par l'obtention numérique des coefficients a_j permettant de construire le profil du champ électrique guidé. La Figure 2.1.2- 2 présente une solution pour un guide canal.

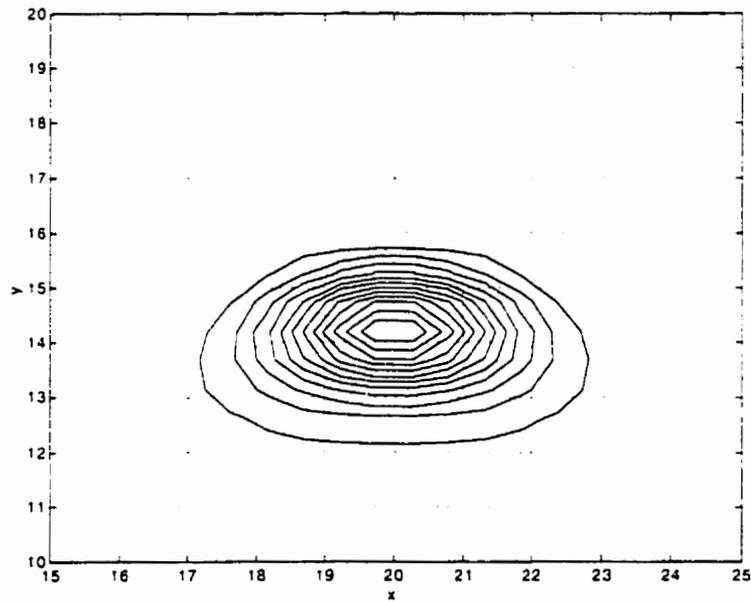


Figure 2.1.2- 2 Solution pour le mode fondamental d'un guide canal. Vingt harmoniques ont été utilisées selon les axes x et y. La taille du coeur du guide est de $3\mu\text{m}$ par $0.7\mu\text{m}$. Les indices sont les suivants: $n1=1.00$, $n2=1.50$, $n3=1.60$ et $n4=1.444$

Correction variationnelle

L'analyse de Henry *et Al.* se situe dans le contexte d'une approximation scalaire de l'équation d'onde vectorielle de Maxwell (2.1.2-2). En effet, dans ce contexte, l'équation d'onde sera la même à résoudre et ce, peu importe si le mode guidé est en polarisation TE ou TM. La seule différence est que l'équation (2.1.2-3) va résoudre le champ TM plutôt que le champ TE. Or, la résolution de l'équation d'onde vectorielle de Maxwell nous donne deux modes distincts pour les cas de polarisations quasi-TE et quasi-TM, c'est-à-dire que leurs indices effectifs respectifs ne sont pas égaux. Cependant, l'approximation scalaire conduit autant dans le cas TE que TM, aux mêmes solutions, donc aux mêmes indices effectifs. Il est possible d'apporter une correction à l'indice effectif calculé afin de s'approcher de la vraie valeur de l'indice effectif qui serait solution de l'équation vectorielle. Une méthode variationnelle peut s'appliquer sur l'équation d'onde scalaire de façon à apporter une correction vectorielle. A.W. Snyder et W. R. Young[3] ont développé une méthode variationnelle permettant de calculer la correction à apporter à l'indice effectif en fonction de la polarisation dans le cas d'un guide d'ondes dont le saut d'indice entre le milieu guidant et les gaines environnantes sont faibles. D'autres travaux numériques[2,7,8] ont aussi été proposés afin de trouver des formes analytiques pour le champ guidé sur lesquelles un calcul variationnel est appliqué afin de corriger les effets de polarisation appliqués à différentes structures guidantes confinées en deux dimensions. La relation variationnelle appliquée à un guide d'ondes canal est donnée par l'équation (2.1.2-8).

$$\beta_{\text{vectoriel,TE}}^2 - \beta_{\text{scalaire}}^2 = - \frac{\int \frac{\partial \ln(n^2)}{\partial x} \frac{\partial \Psi(x,y)}{\partial x} \Psi(x,y) dA}{\int |\Psi(x,y)|^2 dA} \quad (2.1.2-8)$$

Une correction semblable peut être obtenue pour le cas TM en remplaçant la variable dimensionnelle x par la variable dimensionnelle y . Pour le cas TE, Ψ correspond

au champ électrique polarisé selon x et dans le cas TM, Ψ correspond au champ électrique polarisé selon y . La dérivation de cette relation est démontrée à l'appendice C.

2.1.3 Injection dans un guide d'ondes par le bout

Plusieurs méthodes existent pour injecter un faisceau laser dans un guide d'ondes optique. Parmi les méthodes les plus utilisées, on retrouve le couplage par prisme[1], par réseau et par le bout[9]. Les dimensions physiques typiques d'un guide d'ondes canal sont de l'ordre de $0.7-1.5\mu\text{m}$ par $3-5\mu\text{m}$, ce qui est relativement petit. L'injection de lumière par la méthode de couplage par réseau ou par prisme est donc très difficile puisque ces méthodes nécessitent soit le positionnement d'un prisme, soit l'écriture d'un réseau. Le couplage par le bout demeure le moyen le plus rapide, le plus simple et le plus efficace de coupler dans un guide canal. Le couplage par le bout est aussi très intéressant car son efficacité n'est qu'en fait limitée que par les réflexions de Fresnel sur les facettes d'entrée et de sortie du guide[9] et par le recouvrement entre le faisceau injecté et le mode guidé. La Figure 2.1.3- 1 présente le schéma expérimental du couplage par le bout.

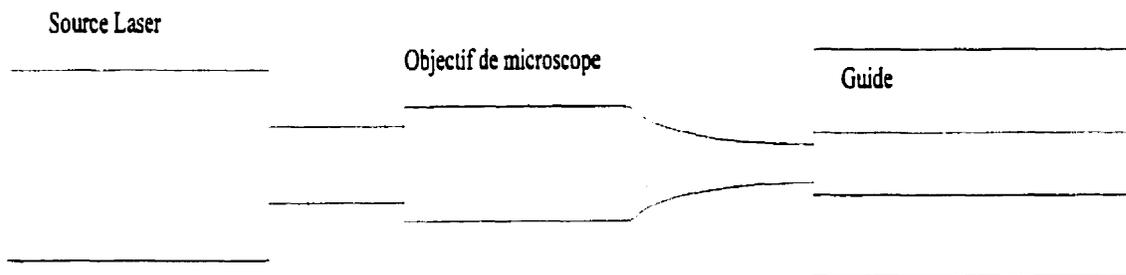


Figure 2.1.3- 1 Schéma expérimental d'une expérience de couplage par le bout. L'objectif de microscope permet de focaliser le faisceau laser afin de maximiser l'intégrale de recouvrement entre les modes.

En optique linéaire, peu importe le milieu dans lequel un faisceau se propage, les champs électrique et magnétique de ce faisceau doivent satisfaire l'équation d'onde de Maxwell. La forme transverse d'une onde électromagnétique est donc toujours une superposition de un ou plusieurs modes propres. Sachant que la notion de produit scalaire

est défini dans l'espace vectoriel des solutions de l'équation d'onde, il est possible d'utiliser les propriétés de décomposition orthogonale s'y rattachant. Le couplage entre un faisceau laser (par exemple) et un mode quelconque de la structure guidante peut s'exprimer par le produit scalaire du faisceau avec le mode. Ce produit scalaire qui s'écrit sous la forme d'une intégrale est appelé *intégrale de recouvrement*. L'équation (2.1.3-1) présente la forme analytique de l'intégrale de recouvrement entre un faisceau laser focalisé à l'entrée du guide canal E_1 et un mode guidé dans la structure du guide E_2 .

$$\eta = \frac{\int \vec{E}_1 \cdot \vec{E}_2^* dA}{\sqrt{\int |\vec{E}_1|^2 dA \int |\vec{E}_2|^2 dA}} \quad (2.1.3-1)$$

Évidemment, si les deux champs sont identiques, l'intégrale de recouvrement est égale à 1. Ceci signifie que la totalité de l'énergie contenue dans le champ 1 pourra être transférée au sein du mode 2.

2.1.4 Couplage par réseau dans un guide

Le couplage par réseau est une méthode de plus en plus répandue[10]. En effet, avec le développement de la technologie d'écriture des réseaux (venue afin de répondre aux besoins de plus en plus grandissants au sein du développement de la technologie des réseaux de Bragg[11]), il est devenu de plus en plus facile de se procurer des réseaux de bonne qualité. Le principe physique de base derrière cette technologie repose sur l'utilisation des ordres de diffraction du réseau, ceci dans le but d'atteindre l'accord de phase entre un faisceau d'une longueur d'onde donnée et la constante de propagation d'un mode propre de la couche mince. Le réseau est normalement inscrit sur un substrat sur lequel la couche guidante est déposée, comme nous le montre la Figure 2.1.4- 1.

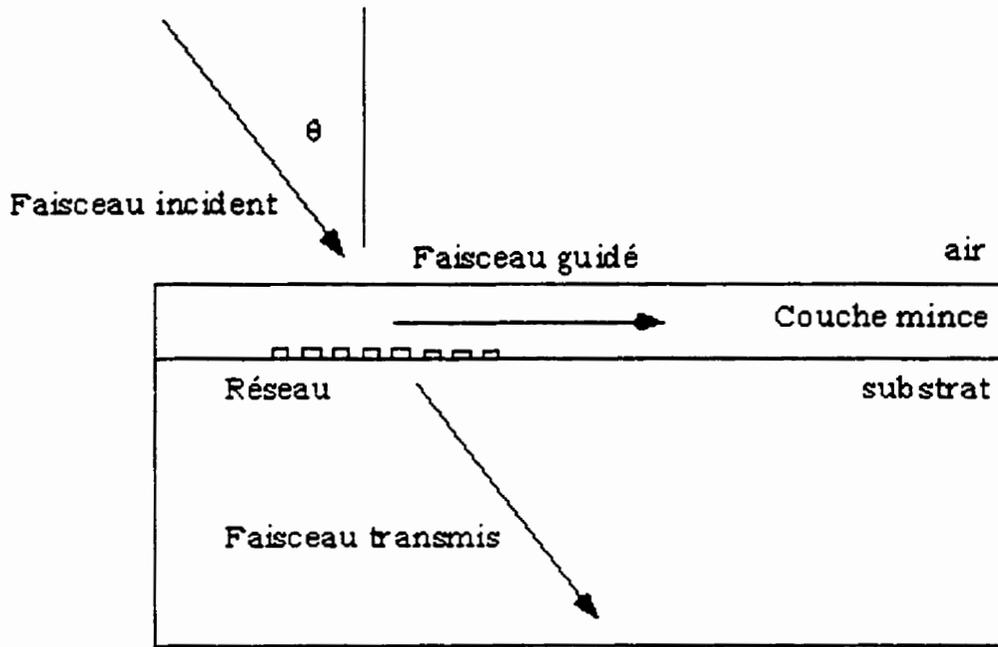


Figure 2.1.4- 1 Couplage par réseau dans un guide plan.

L'accord de phase entre le faisceau incident et le mode guidé s'exprime de la façon suivante tout en tenant compte du vecteur d'onde du réseau:

$$k_{\text{guide}} = m \frac{2\pi}{\Lambda} + k_o \sin \theta_i \quad (2.1.4-1)$$

Ici k_{guide} est le vecteur d'onde du mode propagé qui peut être exprimé en fonction de l'indice effectif $k_{\text{guide}} = n_{\text{eff}} k_o$, où k_o est le vecteur d'onde dans le vide, soit $2\pi/\lambda$. Le pas du réseau est défini par Λ et l'ordre de diffraction par m . L'angle entre le faisceau incident et la normale du guide abritant le réseau est défini par θ_i . Cette expression se simplifie à la relation suivante:

$$n_{\text{eff}} = \sin \theta_i + m \frac{\lambda}{\Lambda} \quad (2.1.4-2)$$

donc a priori, en spécifiant la longueur d'onde, le pas du réseau et l'indice effectif associé au mode couplé, l'angle de couplage θ , peut être déterminé.

Ces angles de couplage peuvent être mesurés expérimentalement pour un guide d'ondes plan déposé sur un réseau, le guide ayant une épaisseur et un indice donné. Il est possible de mettre sur pied un algorithme permettant de retrouver avec précision les paramètres physiques du guide en utilisant les angles de couplage mesurés. En général, cette méthode de couplage est utilisée dans le but d'obtenir l'indice de réfraction de la couche guidante[12]. Il suffit d'inverser les équations transcendantes (2.1.1-5) ou (2.1.1-9) selon la polarisation pour en obtenir les paramètres physiques. Cet algorithme d'inversion nécessite les paramètres suivants:

- la longueur d'onde utilisée;
- le pas du réseau;
- l'épaisseur du guide;
- l'indice du substrat;
- l'état de polarisation;
- et un angle de couplage.

Pour chaque angle de couplage observé, une valeur de l'indice de réfraction sera obtenue en résolvant (numériquement) les équations de couplage. Puisque ce sont les paramètres physiques du guide (soit l'épaisseur du guide et les indices de réfraction qui le composent) qui vont déterminer l'indice effectif d'un mode donné et, par conséquent, l'angle de couplage, l'ordre du mode ainsi que l'ordre de diffraction utilisé d'un pic de couplage ne pourront être identifiés. Ceci impose donc que pour inverser les équations transcendantes, l'algorithme devra itérer sur les différents ordres modaux (p) et les différents ordres de diffraction (m) qui ont pu être utilisés pour satisfaire la relation d'accord de phase (2.1.4-2). La solution finale sera obtenue en comparant tous les indices de réfraction possibles obtenus pour la couche guidante et en concluant sur celui qui apparaît le plus souvent.

Une étude plus poussée d'un matériau guidant pourrait révéler la nécessité d'obtenir une mesure de l'épaisseur du guide d'ondes en plus de celle de l'indice de réfraction. Cette nouvelle mesure nécessite les mêmes paramètres énumérés précédemment (excluant bien sûr l'épaisseur du guide). Cependant, comme le nouvel algorithme solutionne pour deux quantités (soit l'épaisseur et l'indice de réfraction du milieu guidant), l'algorithme doit utiliser les angles correspondant à deux pics de couplage comme données de départ. Comme il est possible de poser que deux pics de couplage correspondront à deux conditions de couplage distinctes, les équations transcendantes (deux cette fois-ci puisqu'il y a deux pics de couplage) pourront être résolues tout en itérant sur les valeurs possibles de p et de m pour chacun des pics de couplage et ainsi obtenir les valeurs de l'indice du guide de même que son épaisseur.

Si l'indice de réfraction et l'épaisseur sont connus à l'avance, ne serait-ce que de façon approximative, il devient alors possible de prédire les pics de couplage qui seront éventuellement mesurés. De cette façon, chacun des pics mesuré pourra être associé à un mode bien défini et à un ordre de diffraction. L'utilisation de cette identification systématique peut ainsi permettre de mieux identifier l'indice du substrat ainsi que l'épaisseur du guide avec une plus grande précision, plutôt que d'itérer inutilement sur toutes les possibilités concernant p et m .

2.1.5 Théorie linéaire des modes couplés

Dans la plupart des exemples de structures guidantes, seuls les cas où le guide présente une symétrie quasi-parfaite et sans perturbations peuvent se résoudre analytiquement. Cependant, bon nombre de structures guidantes sont parfois délibérément perturbées afin d'exciter d'autres modes guidés ou radiatifs. Le formalisme utilisé ici a été développé durant les années 1950[13] et par la suite raffiné au début des années 1970[14-16]. Il est possible, de cette façon, de construire des coupleurs directionnels, de filtrer un signal optique avec un réseau de Bragg, et de modifier

adiabatiquement la taille d'un mode. Bref, toutes ces modifications sont traitées avec l'aide de la théorie linéaire des modes couplés[1,17].

La résolution de l'équation de guidage (2.1.2-3) donne les valeurs propres menant à l'indice effectif d'un mode en particulier et la solution propre donne le champ électrique associé à ce mode. À partir de ces solutions, il est possible de construire un espace vectoriel dans lequel le produit scalaire est défini et où les modes propres forment une base complète permettant de représenter tout champ guidé comme étant une superposition linéaire de ces modes. Cette base est orthogonale et elle peut être normalisée[1]. Les champs électrique et magnétique couplés à l'intérieur d'un guide d'ondes optique peuvent s'exprimer en toute généralité de la façon suivante:

$$\begin{Bmatrix} \bar{\mathbf{E}}(\bar{\mathbf{r}}) \\ \bar{\mathbf{H}}(\bar{\mathbf{r}}) \end{Bmatrix} = \sum_m a_m(z) \begin{Bmatrix} \bar{\mathbf{e}}_m(\bar{\mathbf{r}}) \\ \bar{\mathbf{h}}_m(\bar{\mathbf{r}}) \end{Bmatrix} e^{-i\beta_m z} \quad (2.1.5-1)$$

où ici $\{e_m, h_m\}$ forment la base de l'espace vectoriel en question. Les champs électrique et magnétique peuvent s'exprimer en fonction de leurs composantes transverses et longitudinales (par rapport à la direction de propagation):

$$\begin{aligned} \bar{\mathbf{e}}_m &= \bar{\mathbf{e}}_{mt} + \bar{\mathbf{e}}_{mz} \\ \bar{\mathbf{h}}_m &= \bar{\mathbf{h}}_{mt} + \bar{\mathbf{h}}_{mz} \end{aligned} \quad (2.1.5-2)$$

En utilisant le théorème de réciprocité de Lorentz[1,17], il est possible de définir une relation d'orthonormalisation en fonction des champs électrique et magnétique transverses de façon à orthonormaliser la base propre de l'espace vectoriel:

$$\frac{1}{2} \int_{A_\infty} \bar{\mathbf{e}}_{it} \times \bar{\mathbf{h}}_{jt} \cdot d\mathbf{A} = \pm P \delta_{ij} \quad (2.1.5-3)$$

où le signe de la normalisation dépend de la direction de propagation de l'onde. Par conséquent, si l'onde se propage dans la direction de l'axe z négatif, le signe de la

normalisation sera négatif et vice versa. La puissance du mode P est définie par l'équation (2.1.5-4) comme étant la valeur moyenne temporelle du vecteur de Poynting complexe.

$$P = \frac{1}{2} \int_{A_\infty} \bar{\mathbf{e}}_{mt} \times \bar{\mathbf{h}}_{mt}^* dA \quad (2.1.5-4)$$

Il est possible d'obtenir les équations d'évolution des coefficients a_m décrivant le champ de l'équation (2.1.5-1) en fonction de la distance de propagation, c'est-à-dire selon l'axe z . Ces équations peuvent être obtenues en utilisant le théorème de réciprocité de Lorentz. Ces équations différentielles sont définies de la façon suivante:

$$\frac{da_m}{dz} + i\beta_m a_m = -i \sum_k a_k C_{mk} \quad (2.1.5-5)$$

où les coefficients de couplage C_{mk} entre les modes m et k sont définis par la relation suivante:

$$C_{mk} = \frac{k_o^2}{\beta_m} \int_{A_\infty} \bar{\mathbf{e}}_{um} \cdot \Delta \bar{\bar{\epsilon}} \cdot \bar{\mathbf{e}}_{uk}^* dA \quad (2.1.5-6)$$

Ici, le terme de permittivité électrique $\Delta \epsilon$ représente la perturbation apportée par la proximité d'une autre structure diélectrique, modifiant ainsi la permittivité électrique locale du guide initialement considéré. La Figure 2.1.5- 1 démontre bien l'effet d'une telle perturbation.

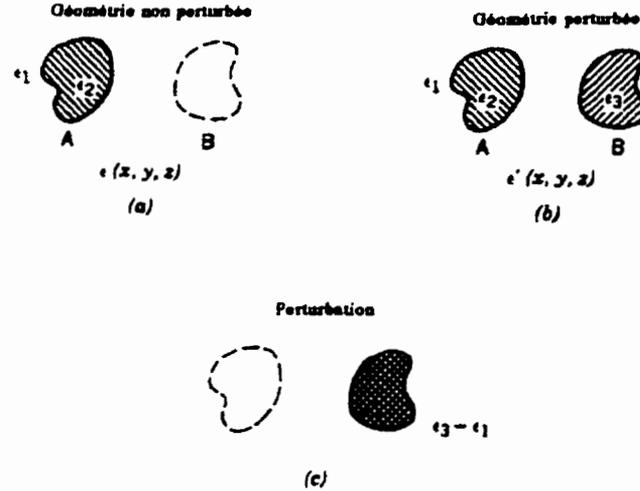


Figure 2.1.5- 1 Perturbation causée par une modification de la permittivité autour d'une structure guidante. (a) Sans la perturbation. (b) Ajout de la perturbation. (c) Contribution de la perturbation[1].

Dans le cas où la permittivité prend une forme tensorielle, c'est-à-dire que les composantes le long des autres axes ne sont plus identiques (cas d'un cristal biréfringent), l'équation (2.1.5-5) se reformule de façon à tenir compte des autres éléments du tenseur de permittivité électrique. Cette nouvelle formulation des équations d'évolution vont permettre le couplage entre les modes TE et TM qui sont aussi orthogonaux entre eux. Cette forme est très utilisée dans le traitement des rotations de polarisation lors d'une propagation en milieu guidant[18-26]. Le tenseur de la perturbation appliquée à la permittivité s'exprime de la façon suivante:

$$\varepsilon^* - \varepsilon' \equiv \Delta \vec{\vec{\varepsilon}} = \begin{bmatrix} \Delta \varepsilon_1 & \eta & 0 \\ \eta & \Delta \varepsilon_2 & 0 \\ 0 & 0 & \Delta \varepsilon_3 \end{bmatrix} \quad (2.1.5-7)$$

La théorie linéaire des modes couplés peut être appliquée conjointement avec l'utilisation de la notation tensorielle afin d'étudier les effets de polarisation se produisant dans un milieu biréfringent. Il est en effet possible que deux modes dont la polarisation est différente soient propagés simultanément dans une structure guidante: un mode TE et un mode TM. Le champ résultant de la superposition des deux modes s'exprime sous la

forme d'une combinaison linéaire de deux champs dont la polarisation est perpendiculaire. Le champ électrique peut s'exprimer selon la forme suivante (il est à noter que les champs électrique et magnétique seront désormais exprimés en lettres minuscules et ils seront considérés comme étant normalisés):

$$\vec{E}_t = A_{TE} \cdot \vec{e}_{TEt} e^{-i\beta_{TE}z} + A_{TM} \cdot \vec{e}_{TMt} e^{-i\beta_{TM}z} \quad (2.1.5-8)$$

Les deux polarisations présentes dans l'équation (2.1.5-8) n'ont pas la même constante de propagation, c'est-à-dire que l'indice effectif du mode TE n'est pas égal à celui du mode TM. Le champ selon z sera considéré approximativement comme étant très faible par rapport aux champs transverses. Sa contribution étant négligeable, il n'interviendra pas dans les calculs des coefficients de couplage. Lorsque l'équation d'onde vectorielle de Maxwell (2.1.2-2) est résolue dans le cas d'une structure bi-dimensionnelle, ceci implique que les modes obtenus ne seront jamais complètement polarisés selon un axe bien précis comme il en a été discuté à la section 2.1.2. En fait, un mode pourra être représenté comme étant une combinaison linéaire de deux champs orthogonaux. Les modes transverses seront exprimés en fonction de leurs composantes le long des axes x et y :

$$\begin{aligned} \vec{e}_{TEt} &= e_{TEx} \hat{i} + e_{TEy} \hat{j} \\ \vec{e}_{TMt} &= e_{TMx} \hat{i} + e_{TMx} \hat{j} \end{aligned} \quad (2.1.5-9)$$

Les coefficients de couplage entre les modes TE et TM des équations (2.1.5-8) et (2.1.5-9) s'expriment de la façon suivante en toute généralité:

$$\begin{aligned}
C_{TE \rightarrow TE} &= \frac{k_0^2}{\beta_{TE \infty}} \int dA \left\{ \Delta \varepsilon_1 |e_{TE_x}|^2 + \eta e_{TE_y} \dot{e}_{TE_x} + \eta e_{TE_x} \dot{e}_{TE_y} + \Delta \varepsilon_2 |e_{TE_y}|^2 \right\} \\
C_{TE \rightarrow TM} &= \frac{k_0^2}{\beta_{TE \infty}} \int dA \left\{ \Delta \varepsilon_1 e_{TM_x} \dot{e}_{TE_x} + \eta e_{TM_y} \dot{e}_{TE_x} + \eta e_{TM_x} \dot{e}_{TE_y} + \Delta \varepsilon_2 e_{TM_y} \dot{e}_{TE_y} \right\} \\
C_{TM \rightarrow TE} &= \frac{k_0^2}{\beta_{TM \infty}} \int dA \left\{ \Delta \varepsilon_1 e_{TE_x} \dot{e}_{TM_x} + \eta e_{TE_y} \dot{e}_{TM_x} + \eta e_{TE_x} \dot{e}_{TM_y} + \Delta \varepsilon_2 e_{TE_y} \dot{e}_{TM_y} \right\} \\
C_{TM \rightarrow TM} &= \frac{k_0^2}{\beta_{TM \infty}} \int dA \left\{ \Delta \varepsilon_1 |e_{TM_x}|^2 + \eta e_{TM_y} \dot{e}_{TM_x} + \eta e_{TM_x} \dot{e}_{TM_y} + \Delta \varepsilon_2 |e_{TM_y}|^2 \right\}
\end{aligned} \tag{2.1.5-10}$$

Considérant les approximations qui ont été posées à la section 2.1.2 pour la résolution scalaire du guide d'ondes canal, les approximations suivantes peuvent simplifier les coefficients de couplage:

$$\begin{aligned}
e_{TE_x} &\gg e_{TE_y} \\
e_{TM_y} &\gg e_{TM_x}
\end{aligned} \tag{2.1.5-11}$$

Les coefficients de couplage se simplifieront donc aux expressions suivantes:

$$\begin{aligned}
C_{TE \rightarrow TE} &= \frac{k_0^2}{\beta_{TE \infty}} \int dA \left\{ \Delta \varepsilon_1 |e_{TE_x}|^2 \right\} \\
C_{TE \rightarrow TM} &= \frac{k_0^2}{\beta_{TE \infty}} \int dA \left\{ \eta e_{TM_y} \dot{e}_{TE_x} \right\} \\
C_{TM \rightarrow TE} &= \frac{k_0^2}{\beta_{TM \infty}} \int dA \left\{ \eta e_{TE_x} \dot{e}_{TM_y} \right\} \\
C_{TM \rightarrow TM} &= \frac{k_0^2}{\beta_{TM \infty}} \int dA \left\{ \Delta \varepsilon_2 |e_{TM_y}|^2 \right\}
\end{aligned} \tag{2.1.5-12}$$

Le calcul de ces intégrales permettra d'obtenir l'évolution de la polarisation des champs lors d'une propagation dans un guide d'ondes en fonction des perturbations .

2.1.6 Pertes linéaires

Tous les milieux optiques comportent intrinsèquement et extrinsèquement des pertes qui lui sont particulières[27]. Les cas les plus généraux sont regroupés sous l'appellation de *pertes linéaires*. Ce sont les pertes rencontrées lorsque de la lumière de faible intensité est injectée dans un guide d'ondes. Sous cette appellation se regroupent plusieurs phénomènes causant les pertes en question. Le taux de variation de l'intensité lumineuse est proportionnel au coefficient de pertes linéaires[28]:

$$\frac{dI(z)}{dz} = -\alpha I(z) \quad (2.1.6-1)$$

La solution de l'équation (2.1.6-1) est donnée par la relation suivante:

$$I(z) = I(0)e^{-\alpha z} \quad (2.1.6-2)$$

La Figure 2.1.6- 1 représente graphiquement la solution de l'équation (2.1.6-2)

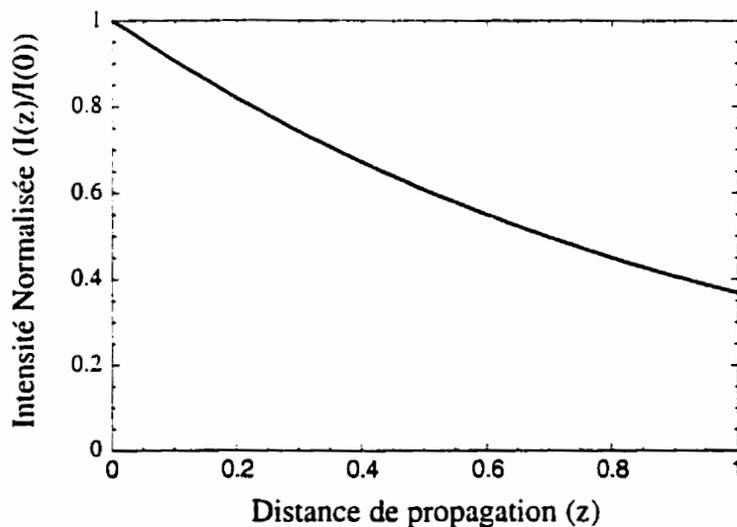


Figure 2.1.6- 1 Intensité lumineuse d'un mode guidé subissant des pertes linéaires en fonction de la distance de propagation z

Le facteur α , appelé *coefficient d'absorption linéaire*, est généralement exprimé en unité de cm^{-1} . Ce coefficient est déterminé par de multiples mécanismes physiques typiques des matériaux optiques. D'un point de vue intrinsèque, plusieurs processus sont à l'origine des pertes linéaires. Les bandes de transitions électroniques ou vibrationnelles d'un matériau sont à la base des absorptions intrinsèques. Les matériaux diélectriques utilisés en optique guidée possèdent deux régions d'absorption typiques: la première se situe dans la région du spectre ultraviolet (UV) et la seconde dans la région de l'infrarouge (IR) lointain. Il est possible qu'un matériau possède plusieurs bandes d'absorption entre ces deux régions, ce qui a comme effet d'augmenter l'absorption globale pour une longueur d'onde donnée. La deuxième source intrinsèque responsable des pertes linéaires est causée par la diffusion Rayleigh. Celle-ci obéit à une relation proportionnelle à λ^{-4} . Donc dans la partie du spectre IR, où la longueur d'onde croît, cette absorption devient rapidement négligeable. La Figure 2.1.6- 2 est un exemple représentatif d'un spectre d'absorption, plus précisément celui de la silice qui sert à la fabrication des fibres à communication optique.

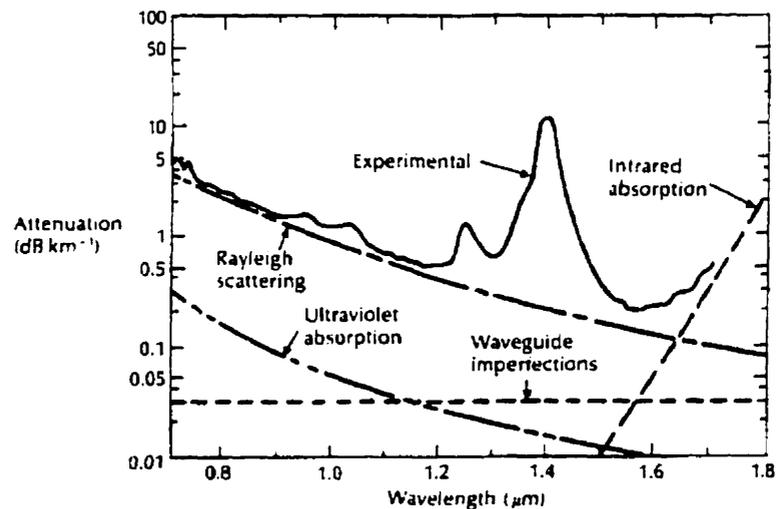


Figure 2.1.6- 2 Courbe d'absorption d'une fibre de silice en fonction de la longueur d'onde[27]

Du côté extrinsèque, plusieurs facteurs peuvent jouer sur la valeur du coefficient d'absorption. La diffusion surfacique joue un rôle important au niveau du couplage de la lumière hors du guide d'ondes en modes radiatifs. C'est la qualité de la surface du guide qui établira l'intensité de son effet. Plus un guide est rugueux à sa surface, plus il y aura diffusion par un effet de découplage par réseau au niveau des parois. Ceci dépendra grandement de la taille moyenne des rugosités par rapport à la longueur d'onde du faisceau guidé, ce qui peut devenir non négligeable dans le cas de faisceau IR dont la longueur d'onde est de l'ordre de 1 à 2 microns. Une impureté dans le milieu optique peut aussi conduire à un effet de diffusion car l'atome constituant le dopant insère à l'intérieur du verre des dislocations causant des changements locaux d'indice de réfraction. Ces changements d'indice causent des perturbations au faisceau guidé pouvant provoquer des pertes par diffusion. La mise en commun de ces effets individuels permet d'évaluer une valeur quantitative au coefficient de pertes linéaires α .

Le coefficient d'absorption linéaire peut être obtenu en fonction de l'indice de réfraction complexe d'un milieu[28]. En fait, α est proportionnel à la partie imaginaire de l'indice de réfraction. La permittivité électrique linéaire d'un milieu diélectrique est définie par l'équation (2.1.6-3).

$$\varepsilon = 1 + \text{Re}\{\chi^{(1)}\} + \text{Im}\{\chi^{(1)}\} \quad (2.1.6-3)$$

La permittivité ε est définie comme étant le carré de l'indice de réfraction. En fait, puisque la permittivité contient à la fois l'information concernant l'indice de réfraction et les pertes, elle peut donc s'écrire sous la forme suivante:

$$\varepsilon = \left(n_o + \frac{i\alpha}{2k_o} \right)^2 \approx n_o^2 + \frac{i\alpha n_o}{k_o} \quad (2.1.6-4)$$

où n_o est l'indice de réfraction linéaire et où α est le coefficient d'absorption linéaire normalisé avec le vecteur d'onde. Cette relation est valide pour le cas où $\alpha \ll 2k_o n_o$. La comparaison entre l'équation (2.1.6-4) et l'équation (2.1.6-3) permet de constater les égalités suivantes:

$$n_o \approx 1 + \frac{1}{2} \text{Re}\{\chi^{(1)}\} \quad (2.1.6-5)$$

$$\alpha = \frac{k_o}{n_o} \text{Im}\{\chi^{(1)}\} \quad (2.1.6-6)$$

La définition de l'indice de réfraction linéaire n_o est donc associée à la partie réelle du tenseur $\chi^{(1)}$ alors que le coefficient de pertes linéaires est associé à la partie imaginaire du tenseur $\chi^{(1)}$. Ceci définit l'indice de réfraction linéaire et le coefficient de pertes linéaires en fonction de la susceptibilité électrique.

2.1.7 Propagation d'impulsions dans un milieu non linéaire

Équation de propagation temporelle

Lorsque des impulsions lasers se propagent dans un milieu guidant, celles-ci peuvent transporter des intensités crêtes au centre des impulsions qui sont capables d'interagir au niveau des liens atomiques dans un milieu optique. Dans ce cas, la réponse d'un milieu au signal électromagnétique cesse d'être entièrement linéaire. La physique traitant des phénomènes apparaissant dans ces conditions est appelée *optique non linéaire*. Le déplacement électrique s'exprimera alors sous la forme plus générale d'une série de Taylor vectorielle:

$$\vec{D} = \epsilon_o (1 + \vec{\chi}) \vec{E} \quad (2.1.7-1)$$

où χ est un tenseur dont l'ordre augmentera avec la puissance du produit diadique entre les champs électriques. Il existe une distinction entre deux types de non linéarité: ceux des milieux centrosymétriques et ceux des milieux noncentrosymétriques. Dans le cas des milieux du premier type, tous les tenseurs du $\chi^{(k)}$ pour lesquels (k) est pair sont nul. C'est le cas général des verres et de bon nombre de polymères. Ceci provient principalement du fait que ces milieux sont amorphes et présentent une symétrie orientationnelle élevée au niveau de leur organisation lors de leur phase solide. Dans le deuxième cas, tous les termes seront a priori non-nuls, puisque les milieux peuvent présenter une certaine orientation relative permettant un certain couplage entre les polarisations.

Donc dans le cas d'un milieu centrosymétrique, le premier terme de la série de Taylor en ordre d'importance après le $\chi^{(1)}$ sera celui du $\chi^{(3)}$. En fait, les matériaux ayant un fort $\chi^{(3)}$ seront appelés *matériaux de type Kerr*[28] et présenteront par conséquent une non linéarité de type Kerr. Cet effet présente une particularité: celle d'induire une variation de l'indice de réfraction du milieu qui sera proportionnelle à l'intensité instantanée du faisceau guidé. L'indice de réfraction s'exprimera sous la forme de l'équation (2.1.7-2) dans le cas des interactions non linéaires de type Kerr.

$$n = n_0 + n_2 I(t) \quad (2.1.7-2)$$

Ici n_0 est l'indice linéaire et n_2 est l'indice non linéaire du milieu Kerr. Plusieurs méthodes[17,29-33] ont été proposées afin de résoudre l'équation de Maxwell non linéaire pour une propagation dans un milieu guidant. La méthode présentée ici reprend les grandes lignes de la méthode décrite par G. P. Agrawal[28].

Pour un matériau de type Kerr, il est possible de résoudre l'équation d'onde de Maxwell (2.1.1-1). L'application de la transformée de Fourier sur l'équation (2.1.1-1) dans le domaine temporel donne l'équation (2.1.7-3):

$$\nabla^2 \bar{\bar{E}}(\vec{r}, \omega - \omega_0) + k_0^2 \epsilon \bar{\bar{E}}(\vec{r}, \omega - \omega_0) = \bar{0} \quad (2.1.7-3)$$

La solution de l'équation (2.1.7-3) donnera l'évolution du champ électrique dans une structure guidante. Le terme guidant signifie que l'indice du milieu est supérieur à celui des gaines qui l'entourent. Si la géométrie du guide n'est pas modifiée le long de la propagation, le champ électrique aura un profil transverse donné par une combinaison linéaire des modes propres de la structure. Comme il n'y aura pas de perturbation spatiale, la théorie des modes couplés ne s'appliquera pas dans ce cas. Par conséquent, il n'y aura pas de transfert de puissance entre différents modes propres. Le champ peut s'écrire sous la forme générale suivante:

$$\bar{\bar{E}}(\vec{r}, \omega - \omega_0) = F(x, y) \bar{\bar{G}}(z, \omega - \omega_0) \quad (2.1.7-4)$$

où $F(x, y)$ sera le profil transverse du champ et $G(z, \omega)$, le facteur de propagation contenant l'information spectrale de l'impulsion. Le terme G peut se préciser en supposant que celui-ci prend la forme d'une onde plane.

$$\bar{\bar{G}}(z, \omega - \omega_0) = \bar{\bar{A}}(z, \omega - \omega_0) e^{i\beta_0 z} \quad (2.1.7-5)$$

Ceci définit que l'enveloppe temporelle de l'impulsion sera centrée autour d'une fréquence angulaire porteuse (ω_0) évoluant avec une constante de propagation β_0 . L'équation d'onde spectrale se simplifie en substituant (2.1.7-4), (2.1.7-5) dans (2.1.7-3) en utilisant l'approximation de la variation lente de l'enveloppe de l'impulsion.

$$\nabla_t^2 F + (\epsilon(\omega) k_0^2 - \beta^2) F = 0 \quad (2.1.7-6)$$

$$2i\beta_0 \frac{d\bar{\bar{A}}}{dz} + (\beta^2 - \beta_0^2) \bar{\bar{A}} = 0 \quad (2.1.7-7)$$

L'équation (2.1.7-6) représente la condition de guidage qui permettra d'obtenir la forme du mode transverse. Cette équation aux valeurs propres va permettre de trouver les constantes de propagation associées aux modes guidés transverses. La seconde équation, l'équation (2.1.7-7), prédira l'évolution longitudinale de l'enveloppe temporelle pour une valeur de β . Comme ici l'impulsion laser n'est pas monochromatique et est caractérisée par une largeur spectrale, le spectre de cette impulsion ne réagira pas de façon uniforme au milieu guidant. Il faut donc appliquer une relation de dispersion à l'équation (2.1.7-7) en utilisant l'approche perturbative[28]. Ceci permet d'obtenir l'équation d'évolution de l'enveloppe temporelle donnée par l'équation (2.1.7-8). Un changement de variable a été effectué pour faire superposer le référentiel d'évolution avec le référentiel de l'impulsion. Cette équation est aussi appelée *équation non linéaire de Schrödinger*.

$$\frac{\partial A}{\partial z} = -i \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial T^2} - \frac{\alpha}{2} A + i\gamma |A|^2 A \quad (2.1.7-8)$$

Ici A correspond à l'intensité du champ normalisée.

$$A_{\text{normalisée}} = \sqrt{\frac{1}{2} \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} \sqrt{n_0 F^2}} A \quad (2.1.7-9)$$

Le facteur β_2 est la dispersion de la vitesse de groupe. Ce facteur dépend des caractéristiques du matériau optique à la fréquence de la porteuse.

$$\beta_2 = \left. \frac{d^2 \beta}{d\omega^2} \right|_{\omega_0} \quad (2.1.7-10)$$

Le facteur α représente les pertes linéaires telles que présentées à la section 2.1.6. Le terme γ correspond au paramètre non linéaire normalisé. Ce facteur représente quantitativement les effets non linéaires.

$$\gamma = \frac{\omega_o N_2}{c A_{eff}} \quad (2.1.7-11)$$

Ce paramètre fait intervenir l'indice Kerr non linéaire normalisé défini de la façon suivante:

$$N_2 = \frac{2 \langle F^2 \rangle}{\langle n_o F^2 \rangle} \sqrt{\frac{\epsilon_o}{\mu_o}} n_2 \quad (2.1.7-12)$$

Le paramètre A_{eff} est très important en optique non linéaire. Il permet de définir une section efficace avec laquelle la non linéarité interagit dans le guide optique. L'aire efficace est définie de la façon suivante:

$$A_{eff} = \frac{\left[\iint_{A_{\infty}} |F|^2 dx dy \right]^2}{\iint_{A_{\infty}} |F|^4 dx dy} = \frac{\langle F^2 \rangle^2}{\langle F^4 \rangle} \quad (2.1.7-13)$$

La résolution de l'équation d'évolution (2.1.7-8) permettra de suivre l'évolution temporelle d'une impulsion laser lors de sa propagation dans un guide ne variant pas spatialement. Cette méthode quoique très simplifiée, permet de reproduire la plupart des expériences avec une grande précision pour des impulsions d'une durée supérieure à 100fs[28]. Pour des impulsions plus courtes, l'expansion de la dispersion autour de la fréquence porteuse doit contenir des termes d'ordres supérieurs. Il peut devenir aussi important d'introduire un terme tenant compte de l'effet Raman[28].

Absorption à 2 et 3 photons

La section 2.1.6 a démontré explicitement que le coefficient de pertes linéaires est proportionnel à la partie imaginaire du tenseur diélectrique χ'' . De la même façon, il est

possible de démontrer que les coefficients de pertes non linéaires à 2 et 3 photons sont reliés aux parties imaginaires du $\chi^{(2)}$ et du $\chi^{(3)}$ respectivement. Comme ceux-ci impliquent les ordres supérieurs de l'expansion de la polarisation macroscopique de l'équation (2.1.7-1), ces absorptions seront appelées *absorptions non linéaires*. L'équation différentielle permettant de calculer l'intensité d'un faisceau guidé se propageant est définie de la façon suivante:

$$\frac{dI(z)}{dz} = -\alpha_0 I(z) - \alpha_2 I^2(z) - \alpha_3 I^3(z) \quad (2.1.7-14)$$

En général les coefficients α_2 et α_3 sont beaucoup plus petits que α_0 . Ceci implique donc qu'il faut que les intensités crêtes à l'intérieur du guide soient très élevées pour que ces termes aient un effet considérable sur le champ du mode guidé. En fait, puisque l'intensité est définie comme étant la puissance par unité de surface, alors plus l'aire effective du guide sera petite, plus facilement des effets non-linéaires pourront être observés dans les guides d'onde.

Ces phénomènes d'absorptions non linéaires sont qualifiés d'*absorption à 2 et à 3 photons* parce que, contrairement à l'absorption linéaire qui nécessite l'absorption par un électron d'un seul photon, il y a ici, lors du processus d'absorption, la création d'un niveau virtuel par lequel un électron passe et à partir duquel la deuxième absorption s'effectue. Cependant, si la fréquence des photons est inférieure à la moitié de la fréquence de résonance pour l'absorption à un photon, alors l'absorption à deux photon devient nulle. Pour le cas d'absorption à 3 photons, il y a deux niveaux virtuels créés. Ceci étant, si le matériau optique possède une raie d'absorption dans l'ultraviolet, il y aura un maximum d'absorption à 2 photons dans le visible et à 3 photons dans l'infrarouge (si évidemment ces transitions électroniques sont permises).

Ceci termine les effets non linéaires causés par le tenseur $\chi^{(3)}$ autant du côté de sa partie réelle que du côté de sa partie imaginaire.

2.2 Optique des milieux polymères

2.2.1 Polarisabilité et susceptibilité macroscopique

Un faisceau laser de très haute intensité génère des champs électriques à l'intérieur des matériaux optiques suffisamment élevé pour faire intervenir de façon perturbative les termes d'ordre supérieur du déplacement électrique. L'interaction entre le faisceau guidé et le milieu n'est désormais plus linéaire. La polarisation électrique, telle que définie par l'équation (2.1.7-1), constitue en fait une moyenne sur toutes les interactions microscopiques qui se produisent au niveau de chaque atome ou molécule[34]. La polarisation électrique est reliée à la polarisabilité par la relation (2.2.2-1).

$$\bar{\mathbf{P}}(\bar{\mathbf{r}}) = \frac{1}{\Delta v} \sum_{i \in \Delta v} \bar{\mathbf{p}}_i \quad (2.2.1-1)$$

Toutes les polarisabilités contenues dans un élément de volume Δv sont sommées vectoriellement. La polarisabilité est donc la réponse qu'une molécule offre lorsqu'elle est exposée à un champ électrique. Elle s'exprime, de façon générale, sous la forme d'une expansion de Taylor autour de la valeur du moment dipolaire μ . L'équation (2.2.1-2) définit la polarisabilité moléculaire[35,36].

$$\mathbf{p}_i(t) = \mu + \alpha_{ij} E_j(t) + \beta_{ijk} E_j(t) E_k(t) + \gamma_{ijkl} E_j(t) E_k(t) E_l(t) + \dots \quad (2.2.1-2)$$

La polarisabilité est exprimée en utilisant la notation d'Einstein. Les coefficients α , β , γ apparaissant dans l'équation (2.2.1-2) sont appelés *susceptibilités moléculaires*. Ces coefficients sont une représentation quantitative de la capacité de réorienter une molécule avec l'aide de son nuage électronique. Ils représentent le moment dipolaire induit par un ou plusieurs champs électriques[36]. Il est possible de relier les coefficients

coefficients de l'équation (2.2.1-2) au tenseur diélectrique χ apparaissant dans la polarisation macroscopique de l'équation (2.1.7-1)[36]. Le terme $\chi^{(1)}$ est effectivement relié par une moyenne sur toutes les molécules au moment dipolaire électrique μ et à la polarisabilité linéaire α . De façon similaire les tenseurs diélectriques $\chi^{(2)}$ et $\chi^{(3)}$ sont reliés respectivement à la polarisabilité non linéaire β_{IJK} et γ_{IJKL} . Dans le cas des matériaux organiques, puisque les molécules peuvent avoir diverses géométries, il est possible de construire des molécules ayant des coefficients de susceptibilité particulièrement intéressants.

2.2.2 Orientation de l'axe des matériaux organiques

Il existe certaines configurations moléculaires de matériaux organiques qui permettent de faciliter l'interaction entre un faisceau laser intense et les molécules afin de réorienter son axe de symétrie. Les molécules possédant un lien double chimique sont particulièrement intéressantes pour ce type d'interaction[37,38], le lien double entre deux atomes d'azote qui se retrouve souvent dans les molécules organiques en est un de ces cas. La Figure 2.2.2- 1 présente la structure générale d'un lien double entre deux atomes d'azote.

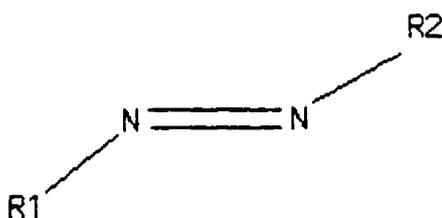


Figure 2.2.2- 1 Structure chimique générale d'un lien double entre deux atomes d'azote

La disposition géométrique des liens chimiques qui unit l'atome d'azote à d'autres atomes est de forme pyramidale. En effet, l'azote, pour satisfaire son

électronégativité et la règle de l'octet, doit établir trois liens de type covalent. Le sommet de la pyramide est occupé par un doublet d'électrons comme le démontre la Figure 2.2.2-2.

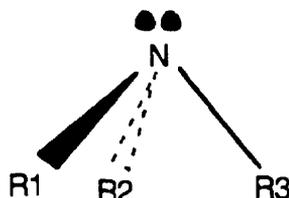


Figure 2.2.2- 2 Représentation tridimensionnelle des liens chimiques qu'un azote doit établir. Les deux points au dessus de l'atome représente un doublet d'électrons.

Ainsi par ce lien double, les deux atomes d'azote auront satisfait deux des trois liens nécessaires pour demeurer stables chimiquement. Il reste donc un lien chimique à accomplir, lien qui sera relié à un autre atome ou à un groupement d'atomes. Un lien double ne pouvant pas effectuer de rotation le long de l'axe du lien chimique[39], la molécule se présentera donc de deux façons spatialement indépendantes, comme le démontre la Figure 2.2.2- 3. Cette paire de configurations moléculaires distincte est appelée *isomère Cis-Trans*.

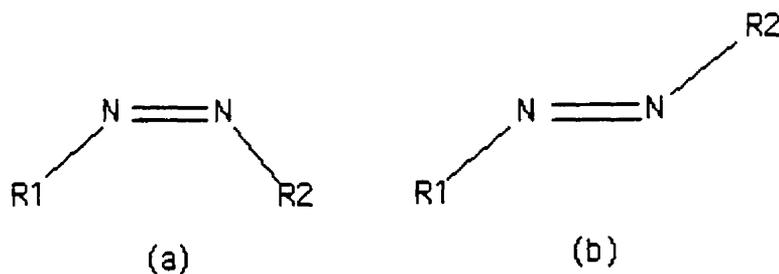


Figure 2.2.2- 3 Représentations des deux isomères Cis-Trans. (a) représente la configuration Cis. (b) représente la configuration Trans.

Les deux configurations ne sont pas identiquement stables[40,41], la configuration Trans l'étant plus que la configuration Cis. Cette stabilité provient du fait que la configuration Trans maximise la distance entre les groupements d'atomes attachés

aux deux atomes d'azote. Cette coexistence entre deux états, dont la disposition des atomes diffère, permet éventuellement d'induire une réorientation de l'axe moléculaire en excitant l'état Trans vers l'état Cis. L'excitation peut se faire en fournissant de l'énergie aux molécules contenant le lien double. Cette énergie peut être fournie par un faisceau lumineux. Dans ce cas, le processus d'isomérisation sera appelé *photoisomérisation*. L'état Cis cherchera par la suite à se restabiliser thermiquement vers l'état Trans afin de minimiser son énergie interne. Après cette restabilisation, l'axe de la molécule ne pointera peut-être plus dans la direction initiale comme le présente la Figure 2.2.2-4. Le mécanisme de réorientation Cis-Trans y est démontré. Ce mécanisme est aussi appelé *effet opto-mécanique*.

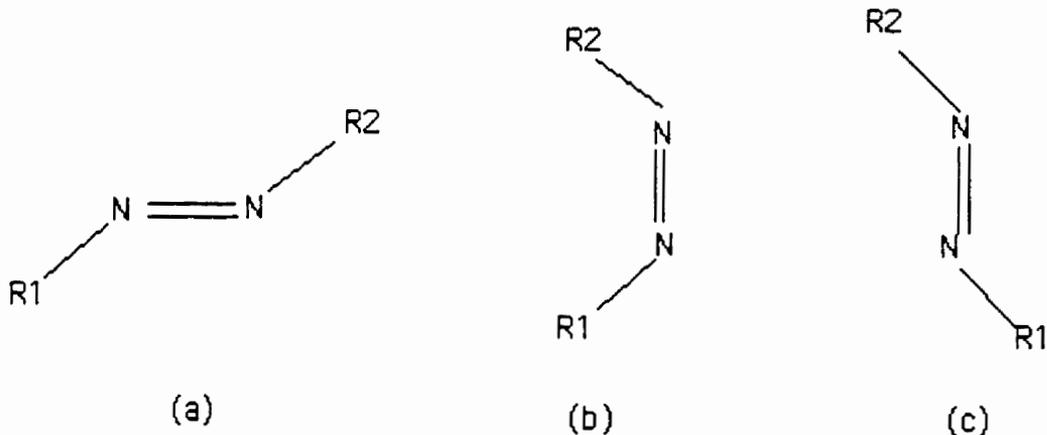


Figure 2.2.2- 4 Mécanisme de réorientation via une photoisomérisation Cis-Trans. Ce processus est aussi appelé effet opto-mécanique. La molécule est initialement dans l'état Trans (a). Elle est excitée vers l'état Cis (b). Celle-ci se stabilise thermiquement vers l'état Trans (c). L'axe de la molécule n'est plus dans la même direction après la stabilisation.

Cependant, le modèle traitant de la réorientation par le passage entre les isomères Cis et Trans ne reflète pas complètement la réalité. En fait, il y a plusieurs niveaux d'énergie formant un spectre beaucoup plus riche que ce simple système à deux niveaux (incluant seulement les niveaux Trans et Cis). Plusieurs études ont été effectuées afin de déterminer avec précision les niveaux d'énergies d'une molécule d'azobenzène, molécule reliant deux groupements benzènes par un lien double azoté[42, 43]. Pour éviter toute confusion et d'éventuelles complexités inutiles, seul le modèle à deux niveaux sera

considéré. La réorientation par photoisomérisation a aussi été observée expérimentalement dans des couches minces polymères contenant des azobenzènes[44].

Dans le mécanisme de photoisomérisation, les molécules azotées vont interagir avec le champ électrique de la lumière de deux façons distinctes. La première impliquera une interaction entre le dipole électrique de la molécule et le champ électrique du signal lumineux. La deuxième impliquera une réorientation des axes des molécules afin qu'elles n'absorbent plus de photons, minimisant ainsi les interactions entre le signal lumineux et les molécules. Comme les deux processus ont des résultats contraires, il y aura donc compétition entre les deux processus.

L'interaction entre le champ électrique E et le lien azoté double se fera par le biais de la polarisabilité et par celui du dipôle électrique μ , ce dernier pouvant être présent sur la molécule. Il est possible de définir ainsi l'énergie interne de cette interaction:

$$U = -\bar{p} \cdot \vec{E} \quad (2.2.2-1)$$

où la polarisabilité p est définie par l'équation (2.2.1-2). Comme tout processus thermodynamique cherche à minimiser l'énergie interne du système en question, le dipôle électrique essaiera donc de s'orienter parallèlement au champ électrique. De cette façon, l'énergie U va être minimale. L'énergie totale sera donnée par la somme de toutes les interactions entre le champ électrique et les dipôles du milieu optique. Donc à chaque fois que la molécule organique va absorber un photon et parcourir les différentes étapes de l'effet opto-mécanique, au moment de la stabilisation Cis-Trans thermique, le champ électrique polarisé aura tendance à aligner parallèlement à lui le dipole électrique. Comme le dipôle électrique est parallèle à l'axe du lien azoté double de la molécule[41], le résultat net moyen sera une orientation des molécules parallèlement à l'axe de polarisation du champ électrique.

Dumont *et al.*[40] ont développé un modèle simplifié pour expliquer de façon suffisamment simple la réorientation moléculaire d'un lien double azoté via ce processus

de photoisomérisation. Ils ont posé un modèle à trois niveaux relativement simple. Ce modèle ne considère que les transitions entre les états Trans et Cis. Une approche phénoménologique permet de résumer le processus de réorientation moléculaire via quatre processus distincts[40,41]. Le modèle doit tenir compte des éléments suivants:

- L'effet d'excitation et de désexcitation sans qu'il y ait réorientation effective. L'excitation de l'état Trans vers l'état Cis dépend de l'intensité du faisceau laser, de la section efficace d'absorption et du rendement quantique. La relation de dépendance angulaire prend une forme de $\cos^2\theta$ où θ est l'angle entre le dipôle et la polarisation du faisceau laser. La désexcitation de l'état Cis vers l'état Trans dépend de la durée de vie de cet état.
- La probabilité du changement de l'orientation de l'axe de la molécule d'une direction Ω'_{Trans} à une direction Ω_{Cis} lors de l'absorption d'un photon. C'est le cas où l'état Trans est excité vers l'état Cis. Il s'agit de la première étape de la photoisomérisation.
- La probabilité du changement de l'orientation de l'axe de la molécule d'une direction Ω'_{Cis} à une direction Ω_{Trans} lors d'une relaxation thermique. C'est le cas où se désexcite l'état Cis vers l'état Trans. C'est la deuxième étape de la photoisomérisation;
- Les phénomènes de réorientation par diffusion des molécules dans l'état Trans autant que dans l'état Cis. Ceux-ci peuvent se réorienter simplement sous l'effet de l'interaction avec le dipôle moléculaire si les molécules sont suffisamment libres dans la matrice hôte.

À partir de ces considérations, il est possible de prédire sous la forme d'équations différentielles l'évolution des populations Cis et Trans présentes dans l'échantillon observé[40]. En premier lieu, il importe que la molécule ait un certain espace autour d'elle pour se mouvoir au cours de la photoisomérisation. Il est possible que pour des raisons d'espace libre, certaines réorientations soient plus difficiles. Deux caractéristiques doivent être examinées dans ce cas: l'espace libre moyen entre les chromophores en tenant compte de l'espace utilisé par la matrice hôte et la longueur du chromophore. Dans

le cas de la molécule de DR1[41], lorsqu'elle se retrouve à son état Trans, elle mesure 10Å de longueur et dans son états Cis, elle mesure 5.6Å. Le volume libre estimé[41] est de 0.2nm³, ce qui laisse amplement d'espace pour effectuer toutes les réorientations possibles via un processus de photoisomérisation.

Il est possible de prédire qualitativement que les molécules vont tendre à s'orienter perpendiculairement à la polarisation du signal lumineux. Ce processus s'explique par le fait que l'absorption de photons polarisés parallèlement à l'axe de la molécule est beaucoup plus élevée que l'absorption de photon polarisé perpendiculairement. Donc, lorsqu'une molécule dans l'état Trans absorbe un photon polarisé parallèlement à son axe moléculaire, celle-ci parcourt son mécanisme de photoisomérisation. Si l'axe de cette molécule se retrouve à être par la suite perpendiculaire à la polarisation des photons incidents, cette molécule ne va donc a priori presque plus absorber et donc ne pourra plus être réorientée par l'effet opto-mécanique. En moyenne, les molécules organiques vont être réorientées de façon perpendiculaire à l'axe de polarisation du signal lumineux. Ce processus va à l'encontre de l'effet aléatoire causé par la diffusion thermique qui elle, tente de réorienter les molécules aléatoirement par rapport au champ électrique polarisé.

2.2.3 Poling tout optique

L'axe d'une molécule peut donc être réorienté avec l'aide d'un champ électrique dans un milieu optique hôte. L'interaction avec la molécule doit être suffisamment forte pour induire une rotation de l'axe tout en tenant compte de l'espace disponible pour tourner la molécule. Ce phénomène de réorientation efficace est appelé *poling*. Depuis la fin des années 1980[45-51], des techniques de poling on été développées avec l'aide d'électrodes métalliques déposées sur des structures guidantes afin de générer un poling avec un champ électrique. L'avantage du poling repose sur le fait que, lorsqu'un bon nombre de molécules ayant une géométrie axiale est réorienté, la centrosymétrie du

milieu disparaît pour devenir noncentrosymétrique. Par conséquent, ceci permet d'obtenir des non linéarités d'ordre pair.

En 1992, une nouvelle technique de poling a été développée[52] basée sur des observations faites en 1987 lors d'expériences[53] de génération de seconde harmonique dans une fibre. Ce type de poling a pris le nom de *poling tout optique*, puisque qu'il se fait sans l'aide d'électrodes, mais seulement avec le champ électrique d'un faisceau laser cohérent. La superposition de la fondamentale (ω) d'un faisceau laser guidé ainsi que sa deuxième harmonique (2ω) effectuent le poling. La superposition des champs électriques de ces deux harmoniques crée un champ électrique dont la moyenne temporelle est non nulle[52]. Ceci implique qu'il y a une composante DC au signal se propageant dans le milieu optique. Cette composante permet donc la réorientation et par conséquent, le poling dit tout optique. L'équation (2.2.3-1) donne la valeur moyenne du champ électrique composé de la fondamentale et de la deuxième harmonique.

$$\langle E^3 \rangle = E_{\omega}^* E_{2\omega} + E_{\omega} E_{2\omega}^* \quad (2.2.3-1)$$

Le fait qu'aucun procédé de photolithographie ne soit nécessaire pour déposer des électrodes est le principal avantage de ce type de poling. L'intérêt principal du poling est d'augmenter la valeur de la non linéarité d'ordre deux. Ce but s'atteint en utilisant le champ moyen non nul provenant de la superposition de la fondamentale et de la deuxième harmonique puisque le $\chi^{(2)}$ est proportionnel à cette valeur[52]. En fait, si par poling tout optique, le $\chi^{(2)}$ est augmenté de façon significative et stable, ceci ouvrira la porte à une nouvelle façon d'obtenir des matériaux pour étudier les phénomènes non linéaires d'ordre deux.

2.2.4 Application d'un modèle phénoménologique à la réorientation moléculaire à l'intérieur de guides canaux

La réorientation moléculaire influence directement le comportement des polarisations à l'intérieur d'un guide d'ondes canal. En fait, lors de l'interaction entre le faisceau guidé et les molécules, il est possible que celles-ci soient réorientées. Cette réorientation induit une variation de la biréfringence matérielle. Cette biréfringence peut conduire à une instabilité de polarisation[28] et permettre un couplage net entre les deux polarisations guidées. Comme il a été démontré à la section 2.2.2, lors d'une réorientation par effet opto-mécanique, les molécules de DR1 ont tendance à s'orienter perpendiculairement à l'axe de polarisation du faisceau guidé afin de minimiser l'absorption par les molécules. Si on se réfère au système de coordonnées de la Figure 2.1.2- 1, il est possible de déduire que si il y a injection dans un guide d'ondes canal en polarisation TE (le champ électrique parallèle à l'axe y), alors le nombre de molécules orientées en y diminuera et le nombre de molécules orientées en x augmentera, ce qui aura pour effet d'augmenter l'indice de réfraction en x et diminuer l'indice en y [54]. Et vice versa pour le cas où la polarisation est TM.

Puisque l'indice effectif d'un mode est proportionnel à l'indice de réfraction du milieu guidant, si ce dernier varie, l'indice effectif variera aussi proportionnellement. Par conséquent, à l'intérieur d'un milieu pouvant subir une réorientation moléculaire par effet opto-mécanique, la biréfringence modale sera modifiée par le faisceau guidé. La biréfringence modale est définie par la relation suivante:

$$\Delta\beta_0 = n_{\text{effTE}} - n_{\text{effTM}} \quad (2.2.4-1)$$

À l'intérieur d'un milieu isotrope, la biréfringence modale est non-nulle et positive. Lorsqu'un faisceau est injecté dans un milieu isotrope, l'indice effectif du mode fondamental TE est supérieur de celui en TM.

$$n_{\text{effTE}} > n_{\text{effTM}} \quad (2.2.4-2)$$

Cependant, si un mode TE est injecté dans la structure guidante orientable, l'indice selon x diminuera, abaissant ainsi l'indice effectif TE. Conséquemment, il y aura augmentation de l'indice selon y de même que l'indice effectif TM. De la même façon, ceci diminuera donc la biréfringence modale. Il est même possible que la biréfringence soit éventuellement nulle ou même négative. Dans le deuxième cas où un mode TM est propagé dans le guide, c'est l'inverse qui sera observé. L'indice selon x augmentera et l'indice selon y diminuera, entraînant une diminution de l'indice effectif TM et une augmentation de l'indice effectif TE et, par conséquent une augmentation de la biréfringence modale. Il est possible de résumer ces comportements par les relations de proportionnalité suivantes:

$$\begin{aligned} \Delta n_{\text{effTE}} &\propto -|E_{\text{TE}}| \\ \Delta n_{\text{effTE}} &\propto |E_{\text{TM}}| \\ \Delta n_{\text{effTM}} &\propto |E_{\text{TE}}| \\ \Delta n_{\text{effTM}} &\propto -|E_{\text{TM}}| \end{aligned} \quad (2.2.4-3)$$

L'étude de l'évolution des deux polarisations à l'intérieur d'un tel guide d'ondes peut se faire avec l'aide de la théorie des modes couplés. Les équations décrivant le couplage entre les deux polarisations sont les suivantes:

$$\begin{aligned} \frac{dA_1}{dz} &= -jK_{11}A_1 - jK_{12}A_2 e^{j\Delta\beta(z,t)z} - \frac{\alpha}{2}A_1 \\ \frac{dA_2}{dz} &= -jK_{22}A_2 - jK_{21}A_1 e^{-j\Delta\beta(z,t)z} - \frac{\alpha}{2}A_2 \end{aligned} \quad (2.2.4-4)$$

où A_1 représente le champ polarisé en TE et A_2 le champ polarisé en TM. La biréfringence modale $\Delta\beta$ est ici fonction de la distance de propagation z et du temps t . Il est important de mentionner que dans le contexte de couplage entre deux polarisation, ce qui est habituellement appelé *accord de phase* est ici équivalent à la notion de

biréfringence modale. Les deux quantités sont exprimées par la variables $\Delta\beta$. Les facteur K_{ij} représentent les coefficients de couplage. Il sont donnés par la relation (2.1.5-6). Le tenseur de perturbation diélectrique prends la forme de la relation (2.1.5-7). Le facteur α représente ici le coefficient des pertes linéaires. En première approximation, les hypothèses suivantes sont posées afin de simplifier le modèle:

- La forme des modes fondamentaux TE et TM sont identiques et ne varieront pas au cours de la propagation dans le guide. Les modes seront aussi complètement polarisé à 90° l'un de l'autre, tel que le prédit l'équation scalaire de Maxwell (équation (2.1.2-3)).
- Les coefficients de couplage seront considérés constant au cours de la propagation, c'est-à-dire que $K_{ij}(z) = K_{ij}$.
- La variation des indices de réfractions (et par conséquent des indices effectifs) sera proportionnelle à la différence des intensités des champs en présences plutôt qu'à la valeur absolue des champ comme à l'équation (2.2.4-3). Cette dépendance en intensité se base sur l'hypothèse que c'est l'absorption à 1 photon qui est responsable des réorientations.

$$\begin{aligned}\Delta n_{\text{effTE}} &\propto -[|A_1|^2 - |A_2|^2] = -[I_1^2 - I_2^2] \\ \Delta n_{\text{effTM}} &\propto [|A_1|^2 - |A_2|^2] = [I_1^2 - I_2^2]\end{aligned}\tag{2.2.4-5}$$

- Le modèle pourra aisément être étendu afin d'inclure les effets d'une absorption à 2 et 3 photons plus tard.
- Dans le cas où les champs en TE et TM tendrons vers 0, le taux de variation de la biréfringence modale sera nulle.

$$\lim_{I_1, I_2 \rightarrow 0} \frac{d\Delta\beta}{dt} = 0\tag{2.2.4-6}$$

- Dans le cas où le champ soit en TE ou en TM tendra vers 1, le taux de variation de la biréfringence modale sera maximal.

$$\lim_{l_1 \text{ ou } l_2 \rightarrow 1} \frac{d^2 \Delta\beta}{dt^2} = 0 \quad (2.2.4-7)$$

- La réponse du milieu guidant au champ électrique ne sera pas instantanée. Elle sera en fait intégrée temporellement. Un algorithme d'intégration d'Euler sera utilisé de la forme de l'équation (2.2.4-8). La condition initiale pour l'accord de phase ne sera que la biréfringence modale initiale soit celle du matériau isotrope, soit $\Delta\beta(z, t=0) = \Delta\beta_0$, pour toutes les valeurs de z .

$$\Delta\beta(z, t + \Delta t) = \Delta\beta(z, t) + \Delta t \frac{d\Delta\beta(z, t)}{dt} \quad (2.2.4-8)$$

- Les couplages TE-TM et TM-TE seront a priori identiques. Les éléments de la diagonale du tenseur de perturbation diélectrique seront considérés comme nuls puisqu'ils sont a priori négligeables.

À partir de ces hypothèses, il est possible de simplifier la forme des coefficients de couplage en utilisant les propriétés de normalisation des modes guidés. Les coefficients prennent la forme suivante:

$$\begin{aligned} K_{11} &= \frac{k_0}{n_{\text{effTE}}} \Delta\epsilon_1 \\ K_{22} &= \frac{k_0}{n_{\text{effTM}}} \Delta\epsilon_2 \\ K_{12} &= \frac{k_0}{n_{\text{effTE}}} \eta \\ K_{21} &= \frac{k_0}{n_{\text{effTM}}} \eta \end{aligned} \quad (2.2.4-9)$$

L'efficacité du couplage dans ce modèle repose sur deux paramètres: l'accord de phase (qui se retrouve à être ici la biréfringence modale) et les coefficients de couplage entre les deux polarisations, plus précisément sur le facteur η . En réalité, le couplage dépendra beaucoup plus de l'accord de phase puisque c'est lorsque cet accord est nul qu'il y a un couplage maximum. Il est donc crucial que la biréfringence modale soit le plus près de 0 lors de l'intégration pour favoriser le transfert de puissance d'une polarisation vers l'autre.

L'intégration temporelle de la biréfringence modale nécessite de préciser une expression analytique pour décrire la dérivée temporelle apparaissant dans l'équation (2.2.4-8). Il est important de poser certaines restrictions sur la réponse du milieu en fonction des intensités propagées et de la biréfringence présente en tout point afin de respecter la logique physique du système. Comme a priori, il n'y a pas suffisamment d'information sur les mécanismes précis qui interviennent lors de la réorientation moléculaire, le modèle proposé ici reposera sur une conception phénoménologique de la situation.

Forme analytique de la réponse du milieu

En premier lieu, il est posé que la biréfringence modale sera fonction de z . Ceci implique que la rotation moléculaire ne sera pas la même en tout point et dépendra en fait de l'interaction qu'il y a eu avec les intensités propagées. En second lieu, il faut tenir compte des effets de saturation, c'est-à-dire qu'il y aura un maximum de biréfringence et un minimum.

Afin de modéliser la saturation de la variation de l'accord de phase, la forme analytique suivante a été proposée:

$$\frac{d\Delta\beta(z,t)}{dt} \propto -\tanh[\gamma_1(I_1 - I_2)] \quad (2.2.4-10)$$

où le facteur γ_1 décrit la rapidité de la variation de la fonction et aussi de la rapidité avec laquelle elle sature à 1 ou -1 . Cette forme représente bien la réalité physique proposée par les hypothèses précédentes. En effet, puisque les intensités sont normalisées de 0 à 1, l'expression I_1/I_2 variera entre -1 et 1 . La fonction (2.2.4-10) respecte aussi les conditions imposées par les équations (2.2.4-6) et (2.2.4-7). Par conséquent, en ajustant la valeur de γ_1 , il est possible d'obtenir une fonction qui saturera pour les intensités maximales. Cette forme mathématique ne découle pas de principes généraux en physique. En fait, cette fonction est utilisée ici principalement pour sa forme.

Cependant, cette forme analytique ne permet que la saturation du taux de variation en fonction des intensités, hors comme la valeur de la biréfringence modale est proportionnelle au nombre de molécules orientées, il est impossible d'augmenter ou de diminuer cette biréfringence à l'infini. Il est donc justifiable d'imposer une saturation de la biréfringence modale. La forme analytique suivante a été proposée afin de saturer la biréfringence modale autour de la biréfringence modale isotrope ($\Delta\beta_0$).

$$\frac{d\Delta\beta(z,t)}{dt} \propto \exp\left[-\frac{\gamma_2^2}{\Delta\beta_0^2}(\Delta\beta(z,t) - \Delta\beta_0)^2\right] \quad (2.2.4-11)$$

Le terme γ_2 représente l'élargissement possible de l'accord de phase. Plusieurs fonctions se présentent comme candidate afin de reproduire l'effet de saturation désiré. En effet, des fonctions comme la sécante hyperbolique, la lorentzienne et la gaussienne sont toutes des fonctions ayant la forme d'une cloche. Cependant, le choix s'est arrêté sur la gaussienne puisque dans bon nombre de phénomènes statistiques (comme la réorientation moléculaire), les comportements sont souvent gaussiens. Cette fonction maximise la variation lorsque la biréfringence modale est isotrope et la sature rapidement si elle augmente trop. En tenant compte des équations (2.2.4-10) et (2.2.4-11), il est donc possible de formuler une fonction pouvant simuler la réponse entre les intensités guidées et la biréfringence modale.

$$\frac{d\Delta\beta(z,t)}{dt} = -\tanh[\gamma_1(I_1 - I_2)] \exp\left[-\frac{\gamma_2^2}{\Delta\beta_0^2}(\Delta\beta(z,t) - \Delta\beta_0)^2\right] \quad (2.2.4-12)$$

Il suffira que de déterminer le pas d'intégration Δt ainsi que les valeurs numériques pour les coefficient γ_1 et γ_2 afin de simuler la dynamique. Ceci complète donc les équations servant à modéliser l'évolution du couplage et de la biréfringence modale à l'intérieur d'un guide contenant des molécules orientables par effet opto-mécanique.

Description du guide d'ondes simulé

Afin de simuler les expériences effectuées par Hervé Bénard[9], le système d'équations (2.2.4-4) devra être résolu en injectant initialement l'intensité en polarisation TE. Dans le cas où l'accord de phase est constant (aucune variation de la biréfringence modale) à l'intérieur du guide, les équations peuvent se résoudre analytiquement. Il est même possible d'exprimer analytiquement la longueur de couplage. La *longueur de couplage* représente la longueur nécessaire pour obtenir le transfert maximal d'un mode dans un autre. L'expression mathématique pour la longueur de couplage est donnée par la relation suivante:

$$\Lambda = 2\pi \left[\sqrt{\left(\frac{K_{11} - K_{22} + \Delta\beta_0}{2} \right)^2 + K_{12}K_{21}} \right]^{-1} \quad (2.2.4-12)$$

Puisque, selon nos hypothèses, que K_{11} et K_{22} seront nuls, alors la longueur de couplage est exprimée de la façon suivante:

$$\Lambda = \frac{\pi}{2} \left[\sqrt{\left(\frac{\Delta\beta_0}{2} \right)^2 + K_{12}K_{21}} \right]^{-1} \quad (2.2.4-13)$$

Dans le cas où il y a un accord de phase parfait, c'est-à-dire que $\Delta\beta_o = 0$, l'équation (2.2.4-10) se simplifie davantage. Il est possible aussi d'exprimer la longueur de couplage en fonction du coefficient de perturbation diélectrique η :

$$\Lambda = \frac{\pi}{2k_o\eta} \sqrt{n_{\text{effTEo}} n_{\text{effTMo}}} \quad (2.2.4-14)$$

Cependant, s'il est permis que la biréfringence modale évolue dans le temps en chaque point, il faut résoudre les équations par le biais de méthodes numériques. Pour les simulations, les paramètres suivants ont été utilisés. L'identification des indices de réfraction se base sur la Figure 2.1.2- 1. Les indices de réfractons sont évalués à une longueur d'onde de $1.55\mu\text{m}$. Le guide est formé de PMMA-DR1. La courbe de dispersion de ce matériau est donnée par l'équation (3.1.2-2) et le photoblanchiment induit sur la couche mince une différence d'indice négative de 0.04[9].

- $n_1 = 1.0$
- $n_2 = 1.56338$
- $n_3 = 1.60338$
- $n_4 = 1.444$
- $d = 0.7\mu\text{m}$ (épaisseur du guide canal)
- $w = 3.0\mu\text{m}$ (largeur du guide canal)
- $L = 1.0\text{cm}$ (Longueur du guide canal)

À partir de ces paramètres, les indices effectifs des modes fondamentaux pour les polarisations TE et TM ont été évalués par la méthode de l'analyse de Fourier décrite à la section 2.1.2 sur laquelle a été appliquée la méthode variationnelle présentée à la même section. Les résultats pour les deux indices ont été obtenus en utilisant 25 harmoniques.

- $n_{\text{effTEo}} = 1.4807$
- $n_{\text{effTMo}} = 1.4579$

Le coefficient des pertes linéaires utilisé est de $\alpha = 1.3\text{cm}^{-1}$ (voir la section 4.2). La valeur minimale qui peut être attribuée à la variable η est celle qui correspond à un couplage s'effectuant sur la longueur du guide d'ondes. Donc, dans ce cas, $\Lambda = 1\text{cm}$. À partir de cette valeur, il est possible d'évaluer η à partir de la relation (2.2.4-11). La valeur de η ainsi obtenue est de 5.69×10^{-5} . Ceci est évidemment dans le cas où il y a accord de phase parfait et que cet accord ne varie pas selon z . Tout les multiples impairs de cette valeurs de η vont conduire au même couplage intermodal à la sortie du guide sauf que la longueur de couplage va diminuer. Il y aura donc plus d'un couplage à l'intérieur du guide d'ondes.

Algorithme de simulation numérique

La procédure utilisée lors de l'intégration des équations (2.2.4-4) et (2.2.4-8) a été construite de la façon suivante:

- En premier lieu, la biréfringence modale est initialement égale à la biréfringence modale isotrope ($\Delta\beta_0$) et le temps est initialement 0. Toute l'intensité à l'entrée du guide se retrouve dans la polarisation TE.
- Le système d'équation est intégré selon z avec un algorithme de Runge-Kutta du 4ème ordre[6]. Le paramètre qui déterminera la valeur du pas d'intégration est l'accord de phase. Il est important que $\Delta z \ll \Delta\beta^{-1}$.
- À chaque point évalué, la biréfringence modale est intégrée temporellement avec l'aide de l'algorithme d'Euler donné par les équations (2.2.4-8) et (2.2.4-12).
- À la fin de l'intégration, l'intensité à la sortie est mesurée. Le temps est incrémenté et les équations sont intégrées à nouveau, mais cette fois-ci avec une nouvelle biréfringence modale. L'incrément du temps doit être suffisamment petite afin que d'une intégration à l'autre, que les intensité varient de façon quasi-adiabatique.

Analyse de la dépendance en longueur d'onde

Le présent modèle va permettre en fait de simuler la mesure à la sortie d'un guide d'ondes de PMMA-DR1 de la puissance en polarisation TE ainsi que TM. Cependant, la mesure qu'Hervé Bénard a effectuée était de nature spectrale, c'est-à-dire qu'il a regardé en fonction de la longueur d'onde la conversion de polarisation. Il serait donc intéressant de mesurer à l'intérieur des simulations la conversion de polarisation en fonction de la longueur d'onde. La dépendance en longueur d'onde apparait à deux endroits dans les équations de couplage. Premièrement, elle apparait dans les coefficients de couplage. En effet, ceux-ci sont multipliés par le vecteur d'onde k_z , qui lui est inversement proportionnel à la longueur d'onde. Il suffira donc de les modifier pour différentes longueurs d'onde. Deuxièmement, la longueur d'onde apparait dans l'accord de phase (biréfringence modale). En effet, il est possible de réécrire la biréfringence modale de la façon suivante:

$$\Delta\beta(z,t) = k_0 \Delta n_{\text{eff}}(z,t) = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta n_{\text{eff}}(z,t) \quad (2.2.4-15)$$

Afin d'étudier la relation entre la conversion de polarisation et la longueur d'onde, les conditions suivantes ont été posées:

- Le système des équations est intégré en laissant évoluer la biréfringence jusqu'à un certain temps donné t' à une longueur d'onde donnée λ_0 (habituellement de $1.55\mu\text{m}$). À ce moment, la biréfringence modale sera gelée et conservée. Le choix du temps d'arrêt sera guidé par le temps où le transfert de puissance de la polarisation TE vers TM sera relativement élevé à la sortie du guide d'ondes.
- En utilisant cette nouvelle biréfringence, d'autres propagations seront effectuées en utilisant d'autres longueurs d'onde situées près de la longueur d'onde centrale (soit ici $1.55\mu\text{m}$). La biréfringence modale n'est pas recalculée en fonction des nouvelles longueurs d'onde puisque sur l'intervalle des longueurs d'onde étudiées, la

biréfringence modale isotrope est supposée invariante (ce qui est relativement le cas en première approximation).

- À chaque longueur d'onde, la puissance relative en polarisation TE et TM seront mesurée à la sortie du guide d'ondes.

Cette nouvelle mesure permet donc de mesurer la réponse spectrale de la biréfringence modale induite par la propagation.

Résultats des simulations numérique

Afin de pouvoir simuler le guide d'ondes présentés précédemment, il faut déterminer les valeurs numériques pour γ_1 et γ_2 . Ceux-ci ont été déterminé graphiquement selon deux critères bien précis. Le premier coefficient représente la vitesse avec laquelle le taux de variation de la biréfringence variera en fonction de l'intensité des modes guidés. La valeur choisie a été de $\gamma_1 = 5$. Le deuxième coefficient, γ_2 , déterminera l'étendu possible pour la valeur de l'accord de phase. En effet, c'est ce terme qui va déterminer la saturation de la biréfringence modale. La valeur est $\gamma_2 = 2$. La Figure 2.2.4- 1 et la Figure 2.2.4- 2 sont une représentation graphique des deux fonctions utilisées pour modéliser la réponse temporelle du système. La Figure 2.2.4- 1 représente la tangente hyperbolique et la Figure 2.2.4- 2 représente la gaussienne.

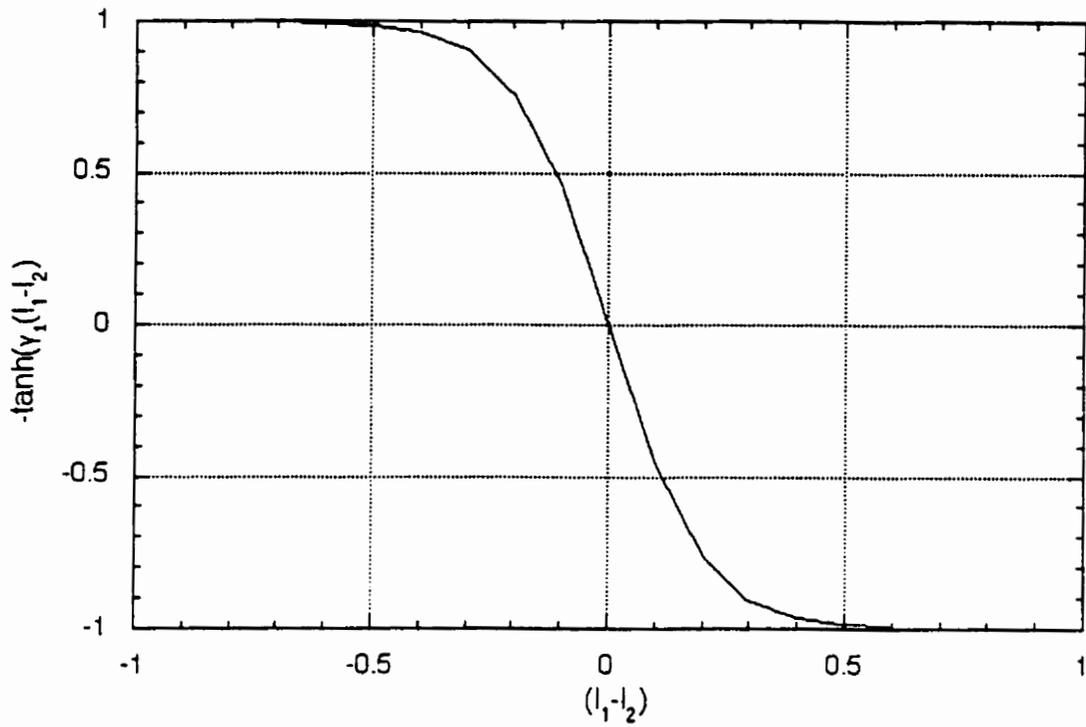


Figure 2.2.4- 1 Réponse de la biréfringence modale aux intensités guidés dans les deux polarisations. La valeur de γ_1 est de 5.

La valeur utilisée pour la biréfringence modale isotrope dans la Figure 2.2.4- 2 est de $0.0924\mu\text{m}^{-1}$.

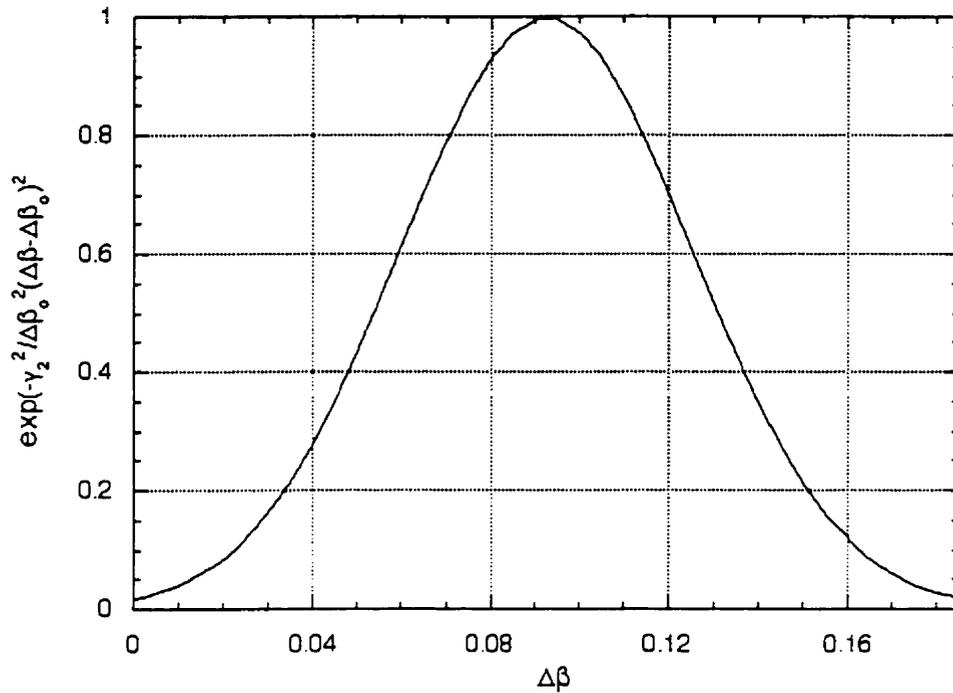


Figure 2.2.4- 2 Saturation de la biréfringence modale. La valeur de $\gamma_2 = 2$ et la valeur de la biréfringence modale isotrope est de $0.0924\mu\text{m}^{-1}$.

À partir de ces valeurs, les paramètres suivants ont été choisis afin de simuler le couplage à l'intérieur de notre guide d'ondes de PMMA-DR1:

- $\Delta z = 0.025\mu\text{m}$;
- $\lambda_0 = 1.55\mu\text{m}$;
- $\Delta t = 0.00231$ (Les unités du temps sont ici arbitraire, seul l'adiabacité compte);
- $\eta = 40.25 \times 10^{-5}$;
- Nombre total de propagation dans le guide d'ondes = 600

À toutes les 50 intégrations, la biréfringence modale a été sauvegardée afin d'être utilisée dans un algorithme d'analyse spectrale en fonction de la longueur d'onde. La Figure 2.2.4 -3 représente la puissance à la sortie du guide en fonction du temps dans les deux polarisations.

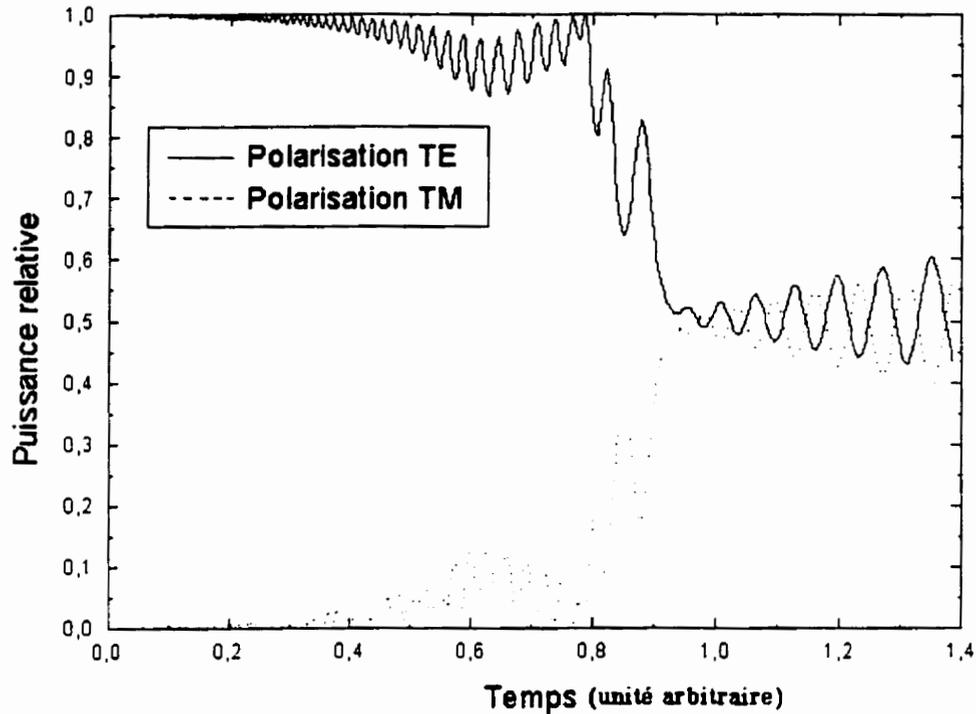


Figure 2.2.4- 3 Évolution de la puissance à la sortie du guide dans les deux polarisations en fonction du temps. Ces simulations sont à $1.55\mu\text{m}$.

La figure 2.2.4-3 démontre bien l'établissement du couplage en fonction du temps. L'oscillation du couplage à la sortie semble périodique. A partir de ces valeurs, trois instant ont été choisi afin d'étudier la réponse en longueur d'onde d'une propagation utilisant la biréfringence modale de ces instants précis. Les trois instants ont été choisi afin d'obtenir un instant où le couplage est faible, un autre instant où le couplage augmente et finalement, un instant où il y a un maximum de couplage. Les trois temps choisis sont les suivants: à la 250ème itérations ($t = 0.5775$), à la 400ème itération ($t = 0.924$) et à la 600ème itération ($t = 1.386$). La figure 2.2.4- 4 présente les trois biréfringences modales ($\Delta\beta(z)$) en fonction de la distance de propagation.

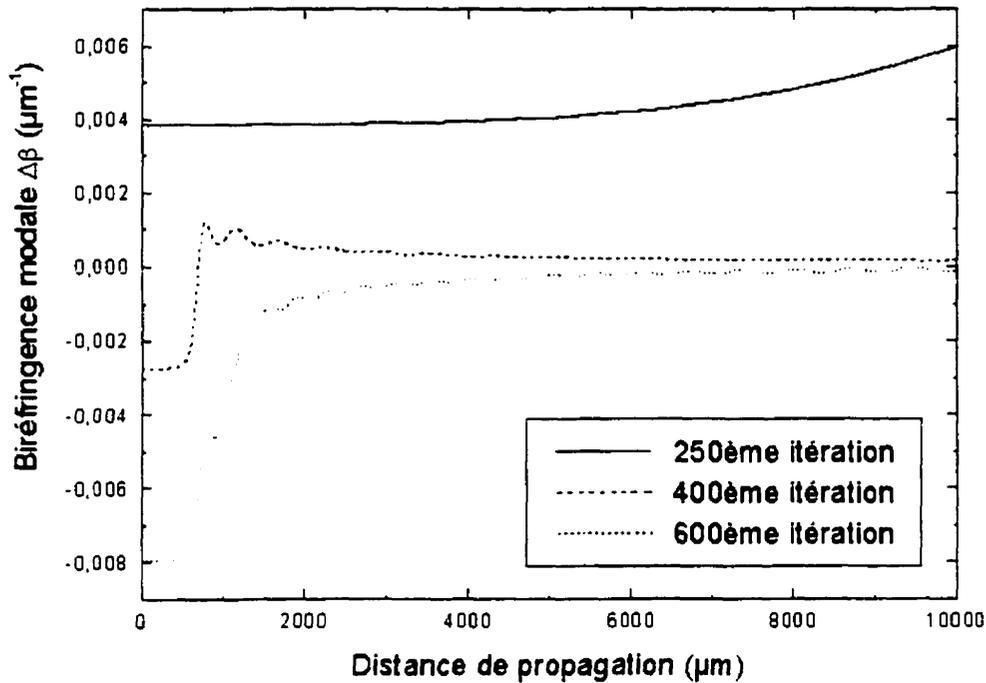


Figure 2.2.4- 4 Évolution de la biréfringence modale en fonction de la distance de propagation. La biréfringence apparaît ici à trois instants donnés. Ces simulations sont à $1.55\mu\text{m}$.

Il est possible de constater que la biréfringence modale est toujours inférieure à l'entrée du guide par rapport au restant du guide. Ceci s'explique par le fait que l'intensité dans la polarisation TE est toujours supérieure au début du guide puisque toute l'intensité est injectée dans cette polarisation. Il est possible de constater qu'à la 250ème itérations, puisqu'il a très peu de couplage (comme le démontre la Figure 2.2.4- 3), la biréfringence ne fait qu'augmenter en fonction de la distance de propagation. Ceci s'explique par le fait que puisqu'il y a des pertes dans le guide d'ondes, alors il y a moins d'intensité à la sortie, donc moins de variation de la biréfringence. Cependant, dans les deux autres cas, il y a couplage effectif entre les polarisation TE et TM. Il est possible de constater que dans ces deux cas, la biréfringence modale tend vers zéro avec la distance de propagation, ce qui implique une couplage des plus efficace.

Avec l'aide de ces biréfringences, le système d'intégration a été résolu à différentes longueurs d'onde. La Figure 2.2.4 -5 présente la réponse spectrale de ces biréfringences à l'intérieur du guide simulé au trois instants étudiés.

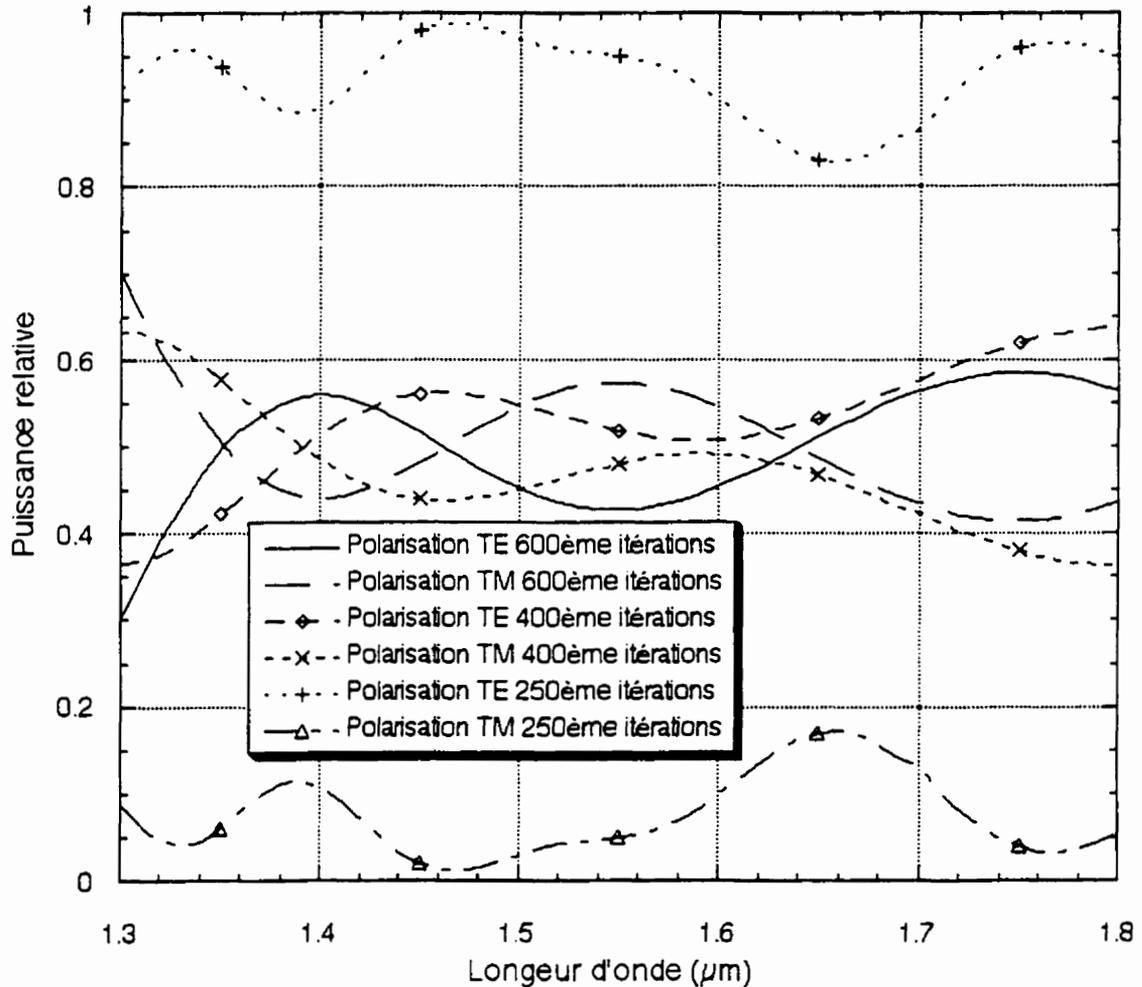


Figure 2.2.4- 5 Puissance relative à la sortie du guide en fonction de la longueur d'onde où trois différentes biréfringences modales ont été utilisées.

Cette relation démontre que la réponse spectrale n'est absolument pas uniforme et même que certaines longueurs d'onde sont favorisée pour le transfert de la polarisation TE vers la polarisation TM. Cependant, la Figure 2.2.4- 5 montre que d'une biréfringence modale à une autre, les maxima de couplage en TM ne sont pas les même, ce qui laisse supposer une certaines évolution temporelle de la selctivité en longueur d'onde. En guise de comparaison, il est possible de comparer ces mesures avec le cas où

le biréfringence serait nulle et constante à l'intérieur de notre même guide. La Figure 2.2.4- 6 donne la puissance relative à la sortie du guide en fonction de la longueur d'onde.

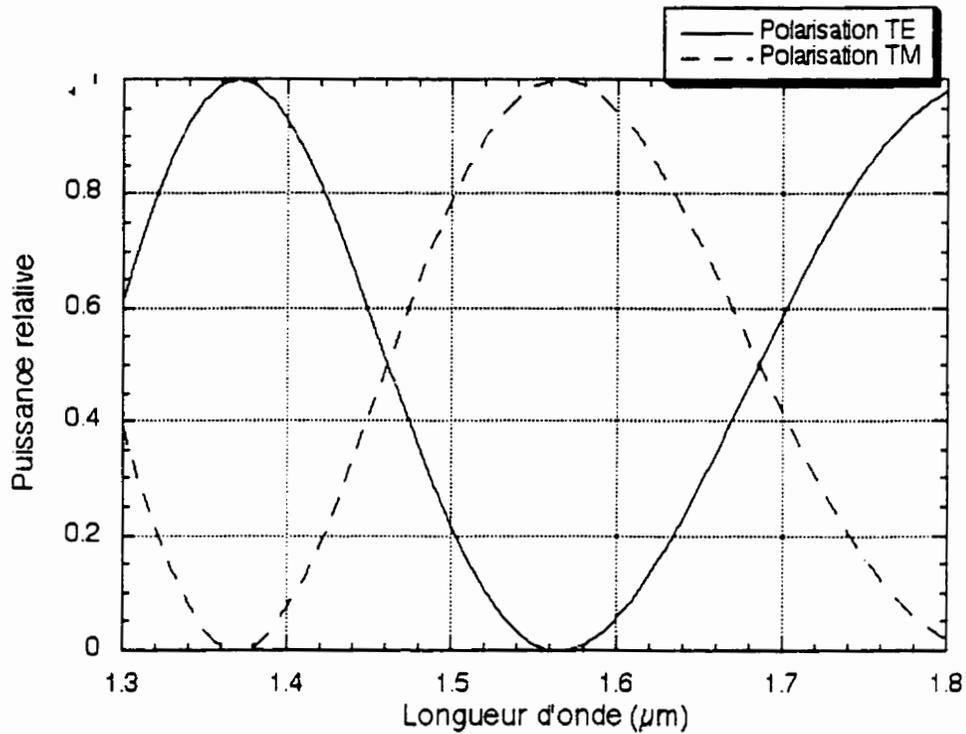


Figure 2.2.4- 6 Simulation d'un guide d'ondes dont l'accord de phase est nul tout au long de la propagation. Les paramètres utilisés sont ceux du guide simulés au cours de cette section.

Il est vraiment difficile de comparer la Figure 2.2.4- 6 et la figure 2.2.4- 5. Les maxima de puissance en TM sont à des positions différentes d'un cas à l'autre. Cependant, la comparaison entre les deux figures démontre un fait: la variation de la biréfringence modifie la sélectivité en longueur d'onde pour le couplage.

Il est difficile d'évaluer avec justesse la véracité du modèle présenté ici car il repose sur des hypothèses phénoménologiques et non expérimentales. Cependant, les résultats obtenus aux Figures 2.2.4 -3 et 2.2.4-5 permettent de conclure que ce modèle peut se révéler être une bonne approche phénoménologique de la réalité. En effet, le résultat de la Figure 2.2.4 -3 démontre clairement que la biréfringence induite génère une

rotation de polarisation efficace à la sortie du guide d'ondes en fonction du temps. La Figure 2.2.4 – 5 démontre que cette rotation de polarisation est sélective en longueur d'onde, comme l'avait expérimenté Hervé Bénard lors de ses mesures.

2.3 Résumé

Au cours du présent chapitre, un survol théorique des notions de bases en optique guidées ont été présentés. Les dérivations entourant les mathématiques du guide plan et du guide canal ont été faites. Les notions entourant l'injection et la propagation dans ces guides ont été élaborés. Les caractéristiques entourant l'optique des milieux polymères ainsi que les mécanisme possible d'orientation ont été présentés ainsi qu'un modèle phénoménologique permettant de prédire le couplage entre un mode TE et TM à l'intérieur d'un guide d'ondes dont la biréfringence a été induite optiquement. Ce modèle phénoménologique a été simulé et a permis d'observer une certaine sélectivité en longueur d'onde lors de la conversion de polarisation.

2.4 Bibliographie

- [1] D. L. Lee, *Electromagnetic principles of integrated optics*: John Wiley & Sons, 1986.
- [2] H. A. Haus, W. Huang, "A simple variational approach to optical rib waveguides," *J. Lightwave Technol.*, vol. 9, pp. 56-61, 1991.
- [3] W. R. Young, A. W. Snyder, "Modes of optical waveguides," *J. Opt. Soc. Am.*, vol. 68, pp. 297-308, 1978.
- [4] B. H. Verbeek, C. H. Henry, "Solution of the scalar wave equation for arbitrarily shaped dielectric waveguides by two-dimensional Fourier Analysis," *J. Lightwave Technol.*, vol. 7, pp. 308-313, 1989.
- [5] A. P. French, *Vibrations and waves*. New York: The Massachusetts Institute of Technology, 1971.

- [6] S. A. Teutolsky, William H. Press, William T. Vetterling, Brian P. Flannery, *Numerical recipes in Fortran Second Edition*. Cambridge, 1992.
- [7] W.-P. Huang, H. A. Haus, N. M. Whitaker, "Optical waveguide dispersion characteristics from the scalar wave equation," *J. Lightwave Technol.*, vol. LT-5, pp. 1748-1754, 1987.
- [8] H. A. Haus, W. Huang, H. N. Yoon, "Analysis of buried-channel waveguides and couplers: scalar solution and polarization correction," *J. Lightwave Technol.*, vol. 8, pp. 642-648, 1990.
- [9] H. Bénard, "Réalisation et caractérisation non linéaire de guides d'ondes en polymères organiques en vue d'applications photoniques," in *Laboratoire d'Électromagnétisme, Micro-ondes et Optoélectroniques*. Grenoble: Institut National Polytechnique de Grenoble, 1996, pp. 121.
- [10] C. D. W. Wilkinson, D. G. Dalgoutte, "Thin grating couplers for integrated optics: an experimental and theoretical study," *Appl. Opt.*, vol. 14, pp. 2983-2997, 1975.
- [11] T. Erdogan, "Fiber grating spectra," *J. Lightwave Technol.*, vol. 15, 1997.
- [12] N. Moresmau, N. A. Paraire, S. Chen, P. Dansas, F. Bertrand. "Direct measurement of substrate refractive indices and determination of layer indices in slab-guiding structures," *Appl. Opt.*, vol. 36, pp. 2545-2553, 1997.
- [13] J. R. Pierce, "Coupling of modes of propagation," *J. Appl. Phys.*, vol. 25, pp. 179-183, 1954.
- [14] A. W. Snyder, "Coupled-mode theory for optical fibers," *J. Opt. Soc. Am.*, vol. 62, pp. 1267-1277, 1972.
- [15] A. Yariv, "Coupled-mode theory for guided-wave optics," *J. Quantum Electron.*, vol. QE-9, pp. 919-933, 1973.
- [16] W.-P. Huang, "Coupled-mode theory for optical waveguides: an overview," *J. Opt. Soc. Am. A*, vol. 11, pp. 963-983, 1994.
- [17] D. Marcuse, *Theory of dielectric optical waveguide*. Toronto: American Telephone and Telegraph company, 1991.
- [18] H. G. Winful, "Self-induced polarization changes in birefringent optical fibers," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 47, pp. 213-215, 1985.

- [19] H. G. Winful, "Polarization instabilities in birefringent nonlinear media: application to fiber-optic devices," *Opt. Lett.*, vol. 11, pp. 33-35, 1986.
- [20] S. Trillo, A. Mecozzi, S. Wabnitz, B. Daino, "All-optical switching and intensity discrimination by polarization instability in periodically twisted fiber filters," *Opt. Lett.*, vol. 12, pp. 275-277, 1987.
- [21] A. Ashkin, R. H. Stolen, W. Pleibel, J. M. Dziedzic, "In-line fiber-polarization-rocking rotator and filter," *Opt. Lett.*, vol. 9, pp. 300-302, 1984.
- [22] S. Wabnitz, S. Trillo, G. I. Stegeman, "Nonlinear propagation and self-switching of ultrashort optical pulses in fiber nonlinear directional couplers: the normal dispersion regime," *III. J. Quantum Electron.*, vol. 25, pp. 1907-1916, 1989.
- [23] P. Wigley, C. G. Krautschik, G. I. Stegeman, R. H. Stolen, "Demonstration of demultiplexing with a rocking filter fiber," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 63, pp. 860-862, 1993.
- [24] C. H. Papas, B. Crosignani, P. Di Porto, "Coupled-mode theory approach to nonlinear pulse propagation in optical fibers," *Opt. Lett.*, vol. 6, pp. 61-63, 1981.
- [25] S. Wabnitz, S. Trillo, W. C. Banyai, N. Finlayson, C. T. Seaton, G. I. Stegeman, R. H. Stolen, "Observation of ultrafast nonlinear polarization switching induced by polarization instability in a birefringent fiber rocking filter," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 25, pp. 104-112, 1989.
- [26] M. Johnson, "Single-mode-fiber birefringent filters," *Opt. Lett.*, vol. 5, pp. 142-144, 1980.
- [27] J. M. Senior, *Optical fiber communications: principles and practice*. 2nd Ed. Cambridge, 1992.
- [28] G. P. Agrawal, *Nonlinear fiber optics*, 2nd Ed. San Diego, 1995.
- [29] G. Pozzi, E. Nichelatti, "Improved beam propagation method equations," *Appl. Opt.*, vol. 37, pp. 9-21, 1998.
- [30] J. van der Donk, J. Van Roey, P. E. Lagasse, "Beam-propagation method: analysis and assessment," *J. Opt. Soc. Am.*, vol. 803-810, 1981.
- [31] J. A. Fleick Jr, M. D. Feit, "Light propagation in graded-index optical fibers," *Appl. Opt.*, vol. 17, pp. 3990-3998, 1978.
- [32] J. A. Fleick Jr, M. D. Feit, "Calculation of dispersion in graded-index multimode fibers by a propagating-beam method," *Appl. Opt.*, vol. 18, pp. 2843-2851, 1979.

- [33] C. L. Xu, W. P. Huang, S. K. Chaudhuri, "A finite-difference vector beam propagation method for three-dimensional waveguide structures," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 4, pp. 148-150, 1992.
- [34] J. William H. Hayt, *Engineering electromagnetics, 5th. Ed.* Toronto, 1989.
- [35] M. G. Kuzyk K. D. Singer, J. E. Sohn, "Second-order nonlinear-optical processes in orientationally ordered materials: relationship between molecular and macroscopic properties," *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 4, pp. 968-976, 1987.
- [36] P. N. Prasad, "Nonlinear optical effects in organic materials," in *Contemporary nonlinear optics*, R. W. Boyd, Govind P. Agrawal, Ed. Toronto: Academic Press, 1992, pp. 478.
- [37] J. Gosselin, P. Rochon, A. Natansohn, S. Xie, "Optically induced and erased birefringence and dichroisme in azoaromatic polymers," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 60, pp. 4-5, 1992.
- [38] N. Reynolds, U. Wiesner, C. Boeffel, H. W. Spiess, "Photoinduced reorientation in liquid-crystalline polymers below the glass transition temperature studied by time-dependent infrared spectroscopy." *Makromol. Chem., Rapid Commun.*, vol. 12, pp. 457-464, 1991.
- [39] R. Gendron, Jean-Charles Cotnam, *Traité de chimie générale*. Ste-Foy, 1988.
- [40] S. Hosotte. M. Dumont, G. Froc, Z. Sekkat, "Orientational manipulation of chromophore through photoisomerization," presented at Int. Conf. Photopolymers and Applications in Holography, Optical Data Storage, Optical Sensors, and Interconnects. Québec, 1993.
- [41] F. L. Labarthe, "Études spectroscopiques de l'orientation moléculaire de dérivés azobenzène en matrice polymère. Application à la génération de réseaux de diffraction holographiques.," in *École doctorale des sciences chimiques*. Bordeaux: Université de Bordeaux I, 1998.
- [42] R. Arnaud, J. Ronayette, P. Lebourgeois, J. Lemaire, *Ca. J. Chem.*, vol. 52, pp. 1848, 1974.
- [43] R. Arnaud, J. Ronayette, J. Lemaire, *Can. J. Chem.*, vol. 52, pp. 1858, 1974.

- [44] D. Morichère, Z. Sekkat, M. Dumont, R. Loucif-Saïbi, J. A. Delaire, "Photoisomerisation of azobenzene derivatives in polymeric thin films," *J. Appl. Phys.*, vol. 71, pp. 1543-1545, 1992.
- [45] J. E. Sohn, K. D. Singer, S.J. Lalama, "Second harmonic generation in poled polymer films," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 49, pp. 246-250, 1986.
- [46] M. Dumont, Z. Sekkat, "Photoassisted poling of azo dye doped polymeric films at room temperature," *Appl. Phys. B, Rapid Communications*, vol. 54, pp. 486-489, 1992.
- [47] G. F. Lipscomb, J. I. Thackara, M. A. Stiller, A. J. Ticknor, R. Lytel, "Poled electro-optic waveguide formation in thin film organic media," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 52, pp. 1031-1033, 1988.
- [48] T. A. Tumolillo Jr, P. R. Ashley, "A novel pulse-poling technique for EO polymer waveguide devices using device electrode poling," *IEEE. Photonics Tech. Lett.*, vol. 4, pp. 142-145, 1992.
- [49] E. Toussaere, F. Michelotti, R. Levenson, J. Liang, J.Zyys, "Real-time and probe assessment of orientational processes in electro-optic polymers," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 19, pp. 2765-2767, 1995.
- [50] H. T. Man, C. C. Teng, "Simple reflection technique for measuring the electro-optic coefficient of poled polymers," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 56, pp. 1734-1736, 1990.
- [51] G. J. M. Krijnen, W. H. G. Horsthuis, "Simple measuring method for electro-optics coefficients in poled polymer waveguides," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 55, pp. 616-618, 1989.
- [52] F. Devaux, F. Charra, J.-M. Nunzi, P. Raimond, "Picosecond lighth-induced noncentrosymmetry in a dye solution," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 68, pp. 2440-2443, 1992.
- [53] W. Margulis, U. Österberg, "Experimental studies on efficient frequency doubling in glass optical fibers," *Opt. Lett.*, vol. 12, pp. 57-59, 1987.
- [54] J. W. Wu, "Birefringent and electro-optic effects in poled polymer films: steady-state and transient properties," *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 8, pp. 142-152, 1991.

3 Présentation des matériaux optiques étudiés

L'intérêt pour l'optimisation des matériaux optiques servant à guider un faisceau lumineux grandit rapidement dans les milieux de recherche reliés à l'optique intégrée. Cet intérêt dirige la recherche afin d'obtenir le moins de pertes possible et une plus grande facilité à déposer les couches minces. Cet intérêt a poussé les milieux de recherche à s'orienter vers des alternatives plus simples et moins coûteuses. Les chercheurs se sont aperçus que la chimie des polymères recélait de nombreuses alternatives au niveau de la synthétisation de produits organiques ayant des propriétés optiques très intéressantes. Cependant, les milieux organiques ne présentent pas de résultats aussi satisfaisants que ceux que présentent la silice ou les semi-conducteurs, mais ils ont tout le génie moléculaire à leur portée[1]. Il est relativement aisé de synthétiser un bon nombre de molécules et optimiser ainsi les propriétés optiques selon le besoin. Les molécules de colorants organiques ont été retenues pour leurs particularités optiques. Ces molécules comportent des géométries se prêtant bien au poling pouvant mener à de fortes non linéarités d'ordre 2[2-5], ce qui fait qu'elles constituent un sujet intéressant pour les chercheurs travaillant au sein de l'holographie[6-15]. Ainsi, les molécules organiques sont des alternatives à considérer car elles peuvent réceler des propriétés excessivement utiles. Il importe cependant de bien choisir les molécules et les chaînes polymérisées servant de matrices hôtes.

3.1 Description des molécules étudiées

Deux matériaux ont été étudiés: le PMMA-DR1 et l'acétate de cellulose-DR1. Chacun a présenté des avantages et des désavantages. Ces deux matériaux sont constitués de deux types de molécules: soit d'une matrice polymérique amorphe et de chromophores. La matrice polymérique est transparente dans le visible et dans le proche infrarouge. La longueur des chaînes polymériques peut varier selon le type de produit utilisé.

3.1.1 Description d'un chromophore

Le chromophore est une molécule qui peut ou non être attachée à la matrice polymérique. Si celui-ci est dilué dans la matrice, il sera qualifié de *chromophore dopé* alors que s'il est attaché par liaison chimique à la matrice, il sera qualifié de *chromophore greffé*. Un chromophore greffé sera donc moins libre dans ses mouvements que celui qui est dopé puisque le lien chimique le restreindra. Un chromophore greffé sera donc plus difficile à réorienter qu'un chromophore non-greffé, mais une fois réorienté, le chromophore greffé sera beaucoup plus stable mécaniquement. Le chromophore étudié présente la structure chimique présentée à la Figure 3.1.1- 1:

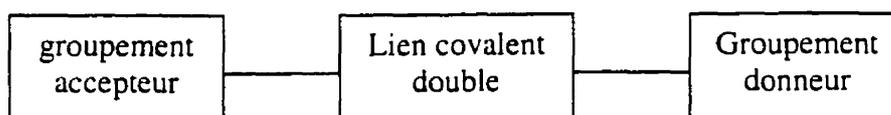


Figure 3.1.1- 1 Structure chimique des chromophores[1].

Comme il y a un lien entre un groupe donneur et groupe accepteur, le chromophore possèdera un dipôle électrique permanent. Le lien covalent double contient un lien électronique de type π [1]. La répartition de cette chaîne d'électrons peut être délocalisée lorsque soumise à un champ électromagnétique. Dans le cas d'intensités fortes, il peut apparaître un rayonnement dipolaire à la base des phénomènes de génération de seconde harmonique et d'effet Kerr.

3.1.2 Le PMMA-DR1

La chaîne polymérique présentée dans cette section est le *PolyMéthyleMétaAcrylate* (PMMA) et le chromophore est le *Disperse Red 1* (DR1). L'intérêt justifiant le choix du PMMA comme matrice hôte repose sur le fait que ce polymère est transparent dans la fenêtre du visible et dans le proche IR. La seconde fenêtre, c'est-à-dire la fenêtre du proche IR (définie ici entre 700nm jusqu'à 2 μ m) sera retenue ici comme objet d'étude. Sa stabilité chimique autant que sa stabilité mécanique

fait de lui un hôte idéal pour le DR1. La Figure 3.1.2- 1 présente la forme moléculaire du PMMA.

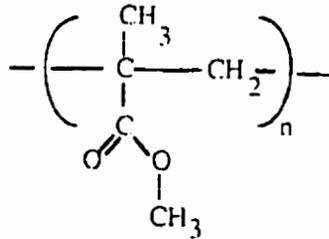


Figure 3.1.2- 1 Formule semi-éclatée du PMMA[1].

Le DR1 fait partie de la famille chimique des azobenzènes. Ce chromophore est en fait composé de deux groupements benzènes reliés ensemble par un lien double azoté. Ce lien double donne accès à toutes les propriétés optiques décrites à la section 2.2.2. La Figure 3.1.2- 2 présente la forme moléculaire du DR1 greffé à la chaîne polymérique de PMMA. La valeur de x donnera ici le pourcentage massique de DR1 greffé au PMMA.

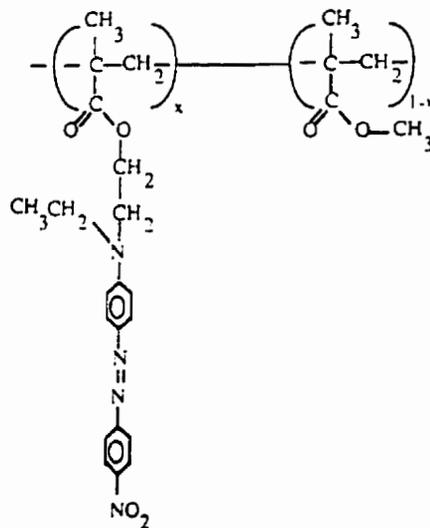


Figure 3.1.2- 2 Structure chimique du DR1 greffé sur du PMMA[1].

La popularité récente du PMMA-DR1 met à la disposition des chercheurs un bon nombre de publications traitant d'études qui portent sur les propriétés physico-chimiques

de cette molécule. Plusieurs études ont en fait porté sur la relation de dispersion du PMMA-DR1[16]. La relation de Sellmeier d'un matériau donne l'indice de réfraction[17] en fonction des résonances du milieu optique:

$$n^2(\lambda) - 1 = B + \frac{q}{1/\lambda_{max}^2 - 1/\lambda^2} \quad (3.1.2-1)$$

où B contient la somme de toutes les autres résonances suffisamment éloignées de la longueur d'onde λ_{max} . Une mesure récente[16] effectuée avec un ellipsomètre sur un échantillon de PMMA-DR1 concentré à 10% en moles dans du PMMA a fourni les paramètres suivants pour la courbe de Sellmeier:

$$\lambda_{max} = 480\text{nm}$$

$$q = 0.670 \times 10^{-6} \text{ nm}^{-2}$$

$$B = 1.193$$

Une autre formule approximative[1] de l'indice de réfraction linéaire peut être utilisée pour du PMMA-DR1 constitué de 35% en moles de DR1 par rapport au PMMA:

$$n(\lambda) = \sqrt{2.6050 + \frac{0.073480}{\lambda^2 - (0.503)^2}} \quad (3.1.2-2)$$

Cette équation n'a pas la même forme que celle de l'équation de Sellmeier: elle est appelée *forme de Cauchy*. Cette forme est moins précise cependant pour des longueurs d'onde supérieures à $1\mu\text{m}$. Les deux formes donnent néanmoins une bonne idée de l'indice de réfraction linéaire. La Figure 3.1.2- 3 représente graphiquement l'indice de réfraction en fonction de la longueur d'onde pour les équations 3.1.2-1 et 3.1.2-2.

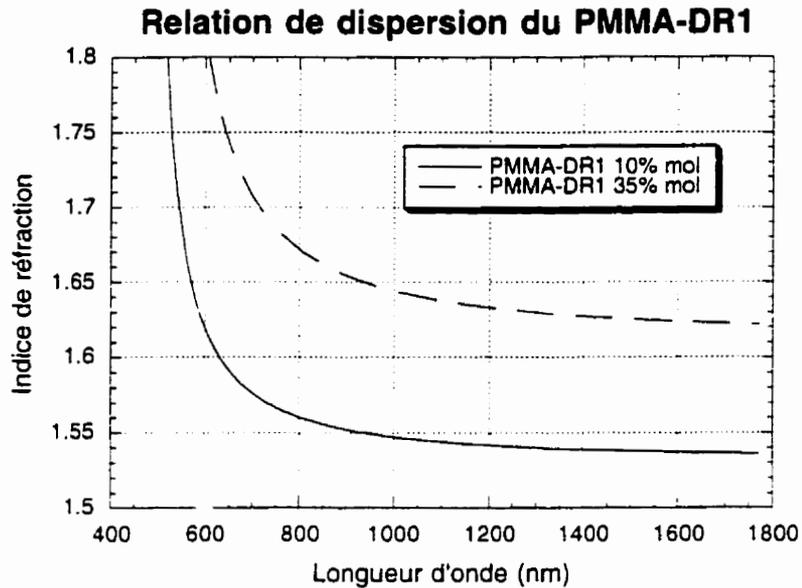


Figure 3.1.2- 3 Relation de dispersion pour le PMMA-DR1 greffé.

Comme le montre la courbe de dispersion de la Figure 3.1.2- 3, le PMMA-DR1 possède une résonance dans le visible. Cette constatation se déduit de la relation de Kramers-Krönig[17] qui relie la relation de dispersion à la relation d'absorption par le théorème de Cauchy. Sachant que le PMMA n'a pas de bande d'absorption dans le visible, c'est donc le DR1 qui est responsable de l'apparition de cette bande dans le spectre d'absorption. La Figure 3.1.2- 4 présente le spectre d'absorption mesuré du PMMA-DR1 en fonction de la longueur d'onde. Le spectre semble aussi exhiber une autre résonance pour une longueur d'onde inférieure à 300nm, qui se situe dans l'UV.

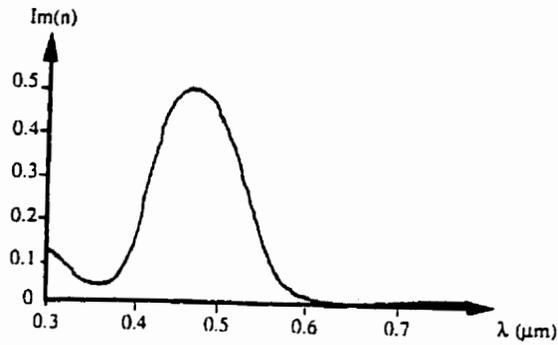


Figure 3.1.2- 4 Relation d'absorption pour le PMMA-DR1 greffé[1].

Ainsi, le DR1 absorbe dans le visible autour des longueurs d'onde centrées à 470nm.

3.1.3 L'acétate de cellulose-DR1

Plutôt que d'utiliser le PMMA comme matrice hôte pour le DR1, l'acétate de cellulose a été testé comme alternative et ce, pour différentes raisons qui seront mises en évidence dans cette section. La Figure 3.1.3- 1 présente la formule semi-éclatée de l'acétate de cellulose.

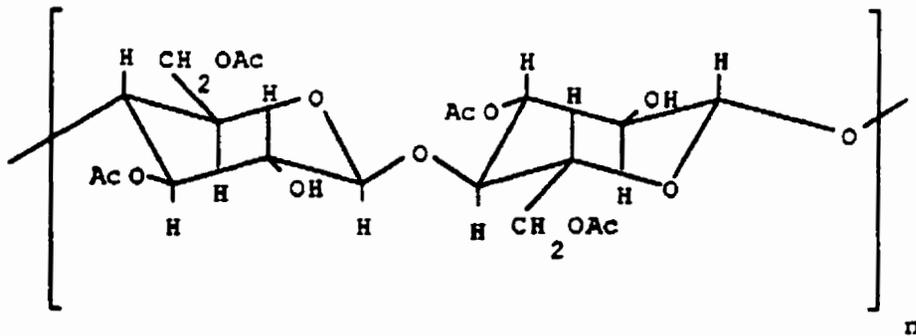


Figure 3.1.3- 1 Formule semi-éclatée de l'acétate de cellulose.

Le DR1 n'a pas été greffé sur cette nouvelle chaîne polymérique. L'acétate de cellulose offre une particularité très intéressante. Comme l'objectif à atteindre est de réorienter le plus efficacement possible les molécules de DR1 avec un faisceau laser

guidé, la possibilité de figer le système mécaniquement permettra de mieux étudier la réponse du milieu au signal optique et ceci, une fois le poling effectué. En effet, il a été observé que la rotation de polarisation dans le PMMA-DR1 se faisait de façon dynamique temporellement[1]. La matrice d'acétate de cellulose peut être figée mécaniquement lors de la transformation chimique de l'acétate de cellulose en cellulose. Ceci aura pour effet de piéger les molécules de DR1 dans une position bien définie puisque la matrice sera complètement inflexible.

Le design d'une structure guidante en optique intégrée repose sur la connaissance des paramètres physiques du matériau guidant et des gaines afin de bien prédire le fonctionnement lorsque la lumière sera guidée. Puisque les gaines utilisées (l'air et la silice) sont deux milieux très bien connus, deux autres paramètres primordiaux doivent être fournis afin de compléter l'analyse de la structure guidante, soit l'indice de réfraction et l'épaisseur de la couche mince déposée. Comme l'acétate de cellulose-DR1 n'est pas encore un matériau optique fréquemment utilisé à ce jour, très peu de publications traitant de mesures de l'indice, plus particulièrement dans le proche IR, sont disponibles. Comme il est relativement facile de déposer sous forme de couches minces les milieux polymères, l'épaisseur de la couche sera facilement mesurable. Seul l'indice de réfraction pose réellement un problème. Des essais d'injection de lumière dans les guides ont été effectués sur des guides dont l'épaisseur est d'environ $1.5\mu\text{m}$. Aucun mode guidé n'a pu être observé, ce qui laisse présager que l'indice de réfraction du polymère est très proche de celui du substrat de silice utilisé. Lorsque la différence d'indice entre le guide d'onde et la gaine est petite, le mode guidé est proche de sa coupure. L'intégrale de recouvrement entre le faisceau incident sur le guide et le mode proche de sa coupure est très faible car, près de la coupure d'un mode, celui-ci s'élargit rapidement[18]. D'autres essais ont été effectués avec des guides dont l'épaisseur était supérieure à $2\mu\text{m}$. Il a été possible de coupler dans ces guides, puisque l'épaisseur a été augmentée, justifiant ainsi l'explication liée à la coupure du mode. Outre ce problème d'indice de réfraction, lors de la clive des échantillons, des problèmes d'adhésion de la couche guidante sur le substrat sont survenus. La clive ne se propageait pratiquement jamais dans le polymère et

celui-ci déchirait ou décollait. Des essais de nettoyage plus minutieux du substrat avant la déposition ont été essayés, mais ils ont été infructueux.

Afin d'obtenir l'indice de réfraction, une couche d'acétate de cellulose-DR1 a été déposée sur un substrat sur lequel un réseau était gravé. Une mesure de l'indice de réfraction a été entreprise en utilisant la méthode de couplage par réseau telle qu'explicitée à la section 2.1.4. Comme l'indice de réfraction du polymère est si proche de celui du verre, en occurrence du substrat sur lequel était gravé le réseau, le réseau est optiquement disparu. Puisque le réseau de ce substrat est un réseau de phase, il est modulé spatialement, ce qui fait que le dépôt d'un milieu d'indice trop similaire a pour effet de le faire disparaître. La mesure de l'indice de réfraction par cette méthode fut donc impraticable.

Malgré les avantages chimiques promettants de l'acétate de cellulose, il fut donc impossible d'utiliser ce polymère hôte pour plus de mesures étant donné son indice de réfraction trop près de celui du verre et les problèmes d'adhésion encourus.

3.2 Préparation des guides d'ondes optiques

Afin d'obtenir des guides optiques de bonne qualité comportant peu de pertes, il est essentiel de respecter quelques caractéristiques. D'abord, il est primordial de se pencher sur le choix particulier du substrat sur lequel les couches guidantes sont déposées. En second lieu, il est tout aussi important de bien choisir le solvant dans lequel les polymères étudiés ont été dissous. Finalement, il importe de bien choisir le processus de déposition du polymère sur le substrat qui sera utilisé.

3.2.1 Choix du substrat

Le choix du substrat repose sur des critères très stricts. Le matériau doit avoir une belle qualité de surface, c'est-à-dire une surface présentant très peu de rugosité. Ce

substrat doit avoir un indice de réfraction inférieur à l'indice du matériau guidant afin d'obtenir la réflexion totale interne nécessaire au guidage optique. Comme une partie de l'onde évanescente du mode se propagera dans le substrat, celui-ci devra comporter peu de pertes. Le substrat choisi devra présenter des plans cristallins faciles à utiliser pour cliver les échantillons et obtenir de belles facettes, car l'injection dans le guide se fera en utilisant la méthode du couplage par le bout (voir section 2.1.3). La silice correspond exactement à ces critères. L'industrie est maintenant capable de raffiner la silice afin qu'elle soit d'une très grande pureté. Celle-ci comporte toutes les caractéristiques énumérées précédemment sauf celle concernant la clive. La silice (SiO_2) étant un verre amorphe, elle n'a donc pas de plan cristallin. C'est pour cela que chaque substrat (gauffre) utilisé est constitué d'une couche épaisse de silicium dont un côté a été oxydé sur une épaisseur de 10000\AA . Le silicium étant sous une forme cristalline, il est donc possible d'exciter ses plans de clivage. Pour arriver à cliver la couche mince optique, l'impulsion de clive donnée au silicium doit se propager dans la silice et dans le milieu guidant. La silice répond toujours bien à la clive, mais comme il en a été discuté à la section 3.1.3 avec l'acétate de cellulose, la clive ne se propage pas toujours efficacement au niveau du guide d'ondes.

3.2.2 Préparation du substrat

Il est essentiel de bien nettoyer le substrat choisi avant d'y déposer la couche mince. Celui-ci doit être d'une propreté exemplaire afin d'éviter que des particules de poussières, des graisses ou d'autres contaminants ne s'insèrent entre la couche mince et le substrat. Ces particules pourraient interférer avec le mode guidé et induire des pertes. Ceci implique que la propreté du substrat interférera directement avec la qualité du guide d'ondes. Toutes les opérations concernant la préparation d'une couche mince optique ont été effectuées dans une salle blanche de classe 1000. Le substrat a été nettoyé en suivant le protocole suivant:

- nettoyage de la gauffre avec de l'eau savonneuse et frottage avec l'aide d'un tissu imbibé de cette eau;
- passage de la gauffre aux ultrasons dans un bécher d'eau savonneuse;
- passage de la gauffre aux ultrasons dans un bécher d'eau distillée;
- passage de la gauffre aux ultrasons dans un bécher de propanol (alcool isopropylique);
- remontée lente de la gauffre hors du bécher de propanol pour éviter les dépôts;
- séchage de la gauffre avec un jet d'air comprimé;
- déshydratation de la gauffre dans une étuve à 100°C durant 20 minutes.

La déshydratation de la gauffre permet d'enlever tout dépôts de propanol ou d'eau qui pourraient interférer avec le processus de déposition de la couche mince.

3.2.3 Déposition de la couche mince

Les polymères sont disponibles commercialement sous forme de poudre cristalline. Pour effectuer une déposition, il faut donc choisir un solvant dans lequel dissoudre cette poudre. Ce solvant doit correspondre à différentes caractéristiques afin de maximiser la qualité du dépôt. Celui-ci doit d'abord dissoudre complètement le polymère utilisé. Si le polymère n'est pas complètement dissous, des agrégats pourraient se former lors du dépôt, changeant localement les propriétés de la couche mince et, par conséquent, pouvant générer des pertes. Le solvant doit aussi avoir un taux d'évaporation faible à la température ambiante. Si le taux d'évaporation est trop élevé, le solvant s'évaporerait avant que la couche ne se soit déposée et le polymère précipiterait trop rapidement, formant des agrégats sur la gauffre. Le solvant doit aussi être relativement peu visqueux afin qu'il mouille facilement la surface de la gauffre le plus uniformément possible. Toutes ondulations à la surface de la couche mince pourraient se traduire en pertes lors du guidage de la lumière à l'intérieur.

La solution fournie par François Kajzar du Laboratoire d'électronique de technologie et d'instrumentation (LETI) au CEA en France contenant du PMMA-DR1 greffé était diluée dans du trichloro-1,1,2-éthane. Ce solvant avait déjà été amplement testé par Hervé Bénard[1]. Une solution a été fournie par le groupe d'Anna Ritcey du département de chimie de l'Université Laval, solution composée de dioxanne dans lequel était dilué du PMMA-DR1 non-greffé. Ce deuxième solvant s'est révélé avoir un taux d'évaporation trop élevé pour faire une déposition. Lorsque la déposition a été faite avec ce solvant, le polymère s'est précipité sous forme de «cheveux» autour du substrat rendant la couche mince inutilisable.

Les dépositions ont été faites avec une tournette. Le principe de fonctionnement d'une déposition à la tournette est relativement simple: une solution de polymère/solvant est déposée sur une gauffre. La gauffre est ensuite tournée à haute vitesse. Sous l'effet de la force centrifuge, la solution s'étend sur le substrat et le surplus de solution est projeté autour du substrat. Cette méthode donne des couches relativement uniformes d'épaisseurs de l'ordre du micron. Les vitesses de rotation typiques pour une déposition à la tournette se trouvent entre 2000tr/mn à 3000tr/mn durant environ une minute. Il est essentiel d'utiliser des vitesses de rotation aussi rapides puisqu'une rotation trop lente pourrait créer des inhomogénéités indésirables sur la surface du guide. La relation entre l'épaisseur d'un guide et la vitesse de rotation n'est pas linéaire, l'épaisseur est inversement proportionnelle à la racine carrée de la vitesse de rotation.

$$d \propto \frac{1}{\sqrt{\Omega}} \quad (3.2.3-1)$$

Afin de bien déposer l'épaisseur désirée, il faut, au préalable, calibrer l'épaisseur en fonction de la vitesse de rotation et déterminer la constante de proportionnalité. Pour chaque solvant et chaque polymère, la constante de proportionnalité sera différente. Après la déposition de la couche, il est important de recuire la couche afin de minimiser les irrégularités de surface et de bien évacuer les restants de solvant qui ne se seraient pas encore évaporés. La couche est habituellement recuite à une température de 100°C dans

une étuve durant vingt à trente minutes. Cette température est suffisante pour enlever toutes traces de solvant ou d'eau provenant du nettoyage de la gauffre. Il est important de bien enlever le solvant car celui-ci rend la couche guidante instable et pourrait modifier ses propriétés optiques à long terme.

L'épaisseur de la couche mince déposée peut être mesurée avec un profilomètre. Pour ce, une entaille est gravée sur la couche mince (sans entâmer la silice) avec l'aide d'une pointe de diamant. Le profilomètre parcourt la surface avec une autre pointe de diamant et mesure les variations de surface. Lorsque la pointe du profilomètre passe dans l'entaille, celui-ci mesure la profondeur correspondant à l'épaisseur de la couche mince. La Figure 3.2.3- 1 présente le résultat obtenu avec un profilomètre de type Sloan DekTak II avec une couche mince déposée à la tournette.

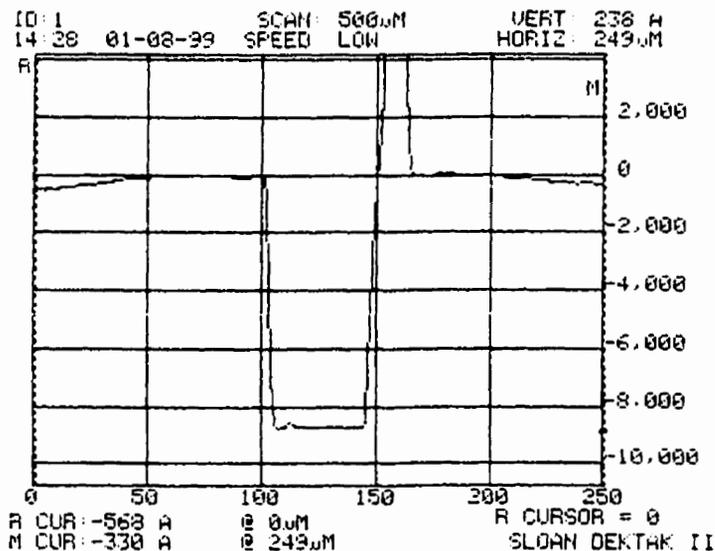


Figure 3.2.3- 1 Mesure de l'épaisseur d'une couche mince optique avec un profilomètre (environs ici $0.9\mu\text{m}$).

3.3 Photoblanchiment des polymères

Pour obtenir un guide d'ondes de type canal, la structure guidante doit avoir un indice de réfraction plus grand que l'indice des gaines dans les deux dimensions

transverses du guide, ceci afin d'obtenir la condition de réflexion totale interne dans les deux dimensions transverses. Pour le guide d'ondes plan, si la couche guidante a un indice supérieur à celui de l'air et à celui de la silice, la condition de réflexion totale interne est respectée dans une seule dimension transversale. Il s'agit du guide plan typique tel que présenté à la section 2.1.1. Cependant, le faisceau laser doit aussi être confiné dans l'autre dimension transversale afin de compenser les effets dus à la diffraction dans le guide d'ondes plan. Pour ce, l'indice de réfraction du polymère doit être modifié localement pour obtenir la géométrie du guide d'ondes canal. Deux solutions peuvent être envisagées: soit l'augmentation locale de l'indice du matériau (et c'est à cet endroit précis que sera créé le guide canal), ou une diminution de l'indice du matériau de chaque côté d'une zone déterminée. Cet endroit non-modifié deviendra le guide canal, puisque son indice de réfraction sera supérieur à celui des milieux environnants. Le premier processus est appelé *photonoirissement* et le deuxième *photoblanchiment*. Le DR1 est un de ces matériaux possédant des propriétés qui permettent le photoblanchiment[1].

3.3.1 Principe physique du photoblanchiment

Il est possible d'induire du photoblanchiment dans le PMMA-DR1, ce qui permet de créer des guides canaux dans une couche mince. Sachant que le PMMA n'absorbe que dans la plage du spectre visible, soit pour des longueurs d'onde entre 350nm et 1100nm, l'absorption du milieu guidant provient donc du chromophore de DR1[1]. Comme la Figure 3.1.2- 4 le démontre, la molécule de DR1 présente un pic d'absorption vers la longueur d'onde de 470nm. Il est possible d'utiliser cette bande d'absorption afin d'injecter aux molécules de DR1 une dose de radiation capable de modifier la structure chimique de celui-ci. La modification chimique des chromophores va se répercuter au niveau de son absorption et de son indice de réfraction. Une étude[1] effectuée par Hervé Bénard a démontré que le photoblanchiment se fait bien au niveau du DR1 et non du PMMA comme le justifie la Figure 3.3.1- 1. Il a aussi mesuré la baisse du coefficient d'absorption due au photoblanchiment. Par les formules de Kramers-Krönig, il a été possible de calculer la variation d'indice de réfraction due au photoblanchiment. Cette différence d'indice s'est révélée être de l'ordre de -0.04 à une longueur d'onde de $1.3\mu\text{m}$.

La stabilité temporelle de ce procédé appliqué au DR1 s'est apparue comme étant stable sur une échelle de temps de l'ordre de l'année et le saut d'indice de réfraction s'est stabilisé à long terme vers la valeur de -0.03 .

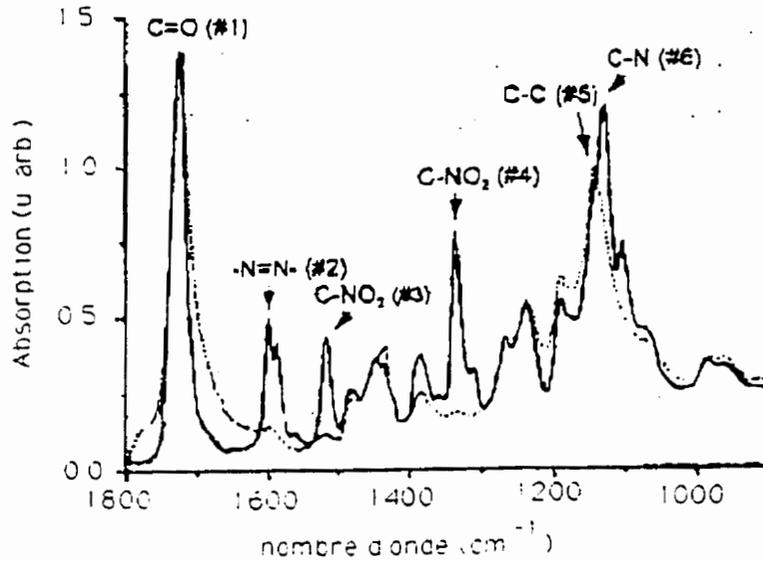


Figure 3.3.1- 1 Spectre d'absorption IR du PMMA-DR1. Le trait complet représente l'absorption avant le photoblanchiment et le trait en pointillé représente l'absorption après le photoblanchiment.

Le changement d'indice de réfraction étant négatif, ceci permet de conclure que le phénomène qui se produit dans le DR1 est bel et bien du photoblanchiment. Comme le changement d'indice est suffisamment grand, il est en fait de l'ordre de 2% de la valeur de l'indice de réfraction de la couche mince, ce qui permet de construire efficacement des guides d'ondes canaux dans les couches minces.

Le montage utilisé pour faire du photoblanchiment apparaît à la Figure 3.3.1- 2. Un laser à plasma d'argon a été utilisé pour effectuer le photoblanchiment en employant généralement la raie spectrale de l'argon de 514nm. Cette raie se situe relativement près du maximum d'absorption de la molécule de DR1. Ceci est suffisant pour induire le photoblanchiment dans la couche mince.

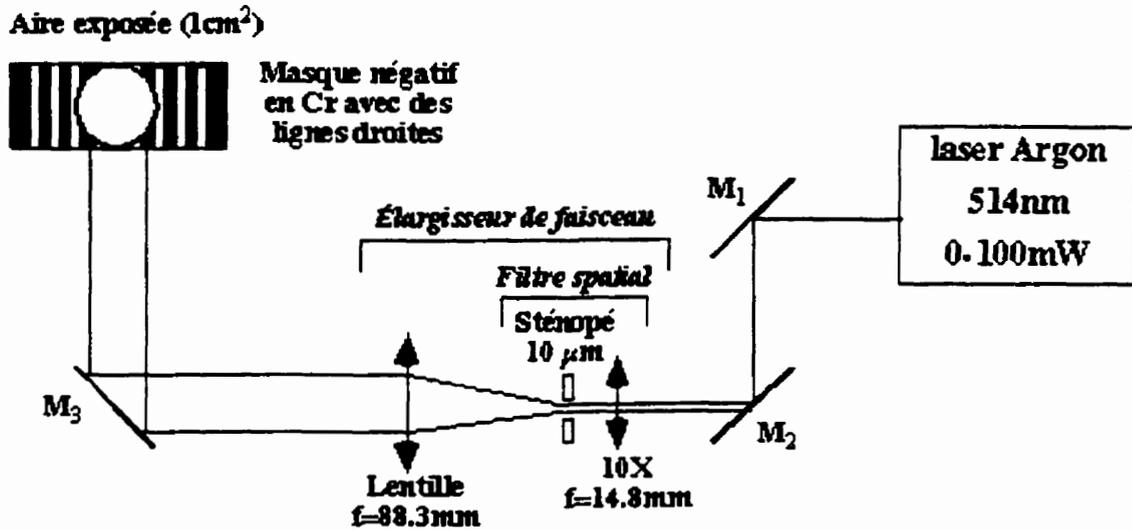


Figure 3.3.1- 2 Schéma expérimental nécessaire à la réalisation du photoblanchiment d'un guide d'ondes optique. L'élargisseur de faisceau est un télescope composé de deux lentilles bi-convexes.

Le faisceau laser est agrandi à l'aide d'un télescope composé de deux lentilles convergentes dont le grossissement est donné par le rapport des foyers. Au point focal du télescope, la tache focalisée du faisceau gaussien est filtrée spatialement avec un sténopé dont le rayon est de l'ordre de l'étranglement du faisceau gaussien, ceci de façon à minimiser les pertes de puissance. Le sténopé a pour objectif principal de corriger les aberrations spatiales du faisceau gaussien fournies par la source laser afin d'obtenir un faisceau le plus uniforme possible. Le sténopé doit être ajusté avec grande précision afin de diminuer les effets de diffraction pouvant survenir. Il est important de ne pas modifier le front d'onde. Le faisceau ainsi filtré et grossi est dirigé vers la gauffre sur laquelle est déposée la couche mince. Le masque photographique est déposé sur celle-ci, ce qui permet d'exposer seulement les zones qui doivent être blanchies. Le masque cache donc les sections où le guide canal doit se situer. Les zones exposées quant à elles, désignent les endroits où le faisceau photoblanchira ce qui, par conséquent, diminuera l'indice de réfraction.

Ainsi le photoblanchiment est un processus qui repose sur l'accumulation d'énergie servant à briser les liens chimiques dans la molécule. Il est donc important de bien doser la quantité d'énergie fournie à la couche mince par unité de surface. Une dose

trop faible correspond à un changement d'indice de réfraction minime voire même nul tandis qu'une dose excessive peut conduire à l'altération ou à l'évaporation de la couche mince. Ceci aurait pour effet de modifier la structure physique du guide d'ondes en résultant.

2.3 Résumé

Au cours du présent chapitre, un survol détaillé des molécules étudiées a été fait. Les propriétés chimiques et physiques du PMMA, de l'acétate de cellulose et du chromophore de DR1 ont été présentés. Les principes utilisés pour la fabrication des couches minces de polymères ainsi que des guides d'ondes canaux par le photoblanchiment ont été explicités.

3.5 Bibliographie

- [1] H. Bénard, "Réalisation et caractérisation non linéaire de guides d'ondes en polymères organiques en vue d'applications photoniques," in *Laboratoire d'Électromagnétisme, Micro-ondes et Optoélectroniques*. Grenoble: Institut National Polytechnique de Grenoble, 1996, pp. 121.
- [2] F. Devaux, F. Charra, J.-M. Nunzi, P. Raimond, "Picosecond light-induced noncentrosymmetry in a dye solution," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 68, pp. 2440-2443, 1992.
- [3] C. Fiorini, A.-C. Etilé, F. Charra, J.-M. Nunzi, "Phase-coherent control of the molecular polar order in polymers using dual-frequency interferences between circularly polarized beams," *Phys. Rev. A*, vol. 56, pp. 3888-3896, 1997.
- [4] F. Charra, C. Fiorini, J.-M. Nunzi, "Six-wave mixing probe of light-induced second-harmonic generation: example of dye solutions," *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 11, pp. 2347-2358, 1994.
- [5] F. Kajzar, F. Charra, J. M. Nunzi, P. Raimond, E. Idiart, "Light-induced second-harmonic generation in azo-dye polymers," *Opt. Lett.*, vol. 18, pp. 941-943, 1993.

- [6] J. Gosselin, P. Rochon, A. Natansohn, S. Xie, "Optically induced and erased birefringence and dichroisme in azoaromatic polymers," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 60, pp. 4-5, 1992.
- [7] N. Landraud, R. Birabassov, T.V. Galstian, A. Ritcey, C. G. Bazuin, T. Rahem, "Thick dye-doped poly(methyl methacrylate) films for real-time holography," *Appl. Opt.*, vol. 37, pp. 1-6, 1998.
- [8] T. V. Galstian, R. Birabassov, F. Dechamplain, A. Ritcey, "Polarization recording and reconstruction in Disperse Red 1-doped cellulose acetate," *Opt. Lett.*, vol. 24, pp. 649-651, 1999.
- [9] N. Reynolds, U. Wiesner, C. Boeffel, H. W. Spiess, "Photoinduced reorientation in liquid-crystalline polymers below the glass transition temperature studied by time-dependent infrared spectroscopy," *Makromol. Chem., Rapid Commun.*, vol. 12, pp. 457-464, 1991.
- [10] I. Yakovlev, S. Ivanov, S. Kostromin, V. Shibaez, "Laser-induced birefringence in homeotropic films of photochromic comb-shaped liquid crystalline copolymers with azobenzene moieties at different temperatures," *Makromol. Chem., Rapid Commun.*, vol. 12, pp. 709-715, 1991.
- [11] D. Bissonnette, P. Rochon, A. Natansohn, S. Xie, "Azo polymers for reversible optical storage. III. Effect of film thickness on net phase retardation and writing speed," *Appl. Opt.*, vol. 32, pp. 7277-7280, 1993.
- [12] P. Rochon, A. Natansohn, M. Pézolet, P. Audet, D. Brown, S. To, "Azo polymers for reversible optical storage. 4. Cooperative motion of rigid groups in semicrystalline polymers," *Macromol.*, vol. 27, pp. 2580-2585, 1994.
- [13] P. Rochon, A. Natansohn, M.-S. Ho, C. Barrett, "Azo polymers for reversible optical storage. 6. Poly[4-[2-(methacryloyloxy)ethyl]azobenzene]," *Macromol.*, vol. 28, pp. 4179-4183, 1995.
- [14] A. Natansohn, X. Meng, C. Barrett, P. Rochon, "Azo polymers for reversible optical storage. 10. Cooperative motion of polar side groups in amorphous polymers," *Macromol.*, vol. 29, pp. 946-952, 1996.

- [15] L. Nikolova, T. Todorov, N. Tomova, V. Dragostinova, "Photoinduced anisotropy in rigid dye solutions for transient polarization holography," *IEEE J. Quantum. Elec.*, vol. QE-22, pp. 1262-1267, 1986.
- [16] L.-M. Wu, Ph. Prêtre, A. Knosen, J.D. Swalen, "Optical properties of nonlinear optical polymers: a method for calculation," *Journal of the Optical Society of America B*, vol. 15, pp. 359-368, 1998.
- [17] W. D. Jackson, *Classical electrodynamics, 2nd Ed.* Toronto, 1975.
- [18] D. L. Lee, *Electromagnetic principles of integrated optics*: John Wiley & Sons, 1986.

4 Fabrication et caractérisation de guides d'ondes optiques

La technique de déposition des couches minces optiques comporte un bon nombre de facteurs qui sont tout aussi importants les uns que les autres. Puisque les couches minces déposées ont des épaisseurs de l'ordre du micron, les précautions qui doivent être prises au niveau du design des propriétés physiques de la couche et au niveau de la propreté doivent être hautement contrôlées. En fait, il faut s'assurer qu'il y ait le moins de particules de poussière possible mélangées à la couche car ces particules sont des éléments provoquant une augmentation des pertes par diffusion lors de la guidance. Toutes les précautions doivent être prises afin que les surfaces du guides soient les plus uniformes et parallèles que possible. Ces défauts structuraux peuvent perturber le faisceau électromagnétique guidé et provoquer un éventuel couplage avec des modes radiatifs ou d'autres modes supérieurs guidés. Afin de bien déterminer la condition de guidage, il est aussi important d'avoir une bonne connaissance des indices de réfraction des milieux guidants. Puisque les molécules formant la couche mince sont relativement coincées sur une épaisseur relativement petite, les propriétés optiques de la couche peuvent être énormément modifiées. La couche mince peut même exhiber des propriétés complètement différentes de celles qui sont présentes lorsque le matériau est sous une forme volumique.

4.1 Guides d'ondes optiques d'acétate de cellulose-DR1

Déposition par immersion

Les couches minces fournies par Frédéric de Champlain du département de Chimie de l'Université Laval ont été déposées par la méthode d'immersion. L'acétate de cellulose est dissous dans une solution de dioxanne avec le DR1. Le DR1 est ici dopé, c'est-à-dire qu'il n'est pas attaché chimiquement à la chaîne polymérique de la matrice hôte. Le substrat est trempé dans la solution contenant les polymères dilués dans le solvant (dans le cas ici présent, le substrat est une gauffre de SiO_2/Si) et il est retiré à une vitesse constante. En fonction de la vitesse de retraitement, une couche d'une épaisseur

donnée de polymère se déposera par tension de surface sur le substrat. Afin d'obtenir la plus grande propreté possible sur les gauffres, celles-ci ont été préparées selon la méthode expliquée à la section 3.2.3.

La méthode par immersion est parfois utilisée lorsque la méthode de la tournette ne donne pas de bons résultats au niveau de la qualité de guide. Cependant, la méthode par immersion laisse toujours un renflement sur la couche déposée. Le renflement se situe au bas du substrat comme le démontre le schéma de la Figure 4.1- 1. Ce renflement dans la couche est le résultat de l'effet de tension de surface qui est brisée lorsque le substrat est complètement retiré de la solution polymérique.

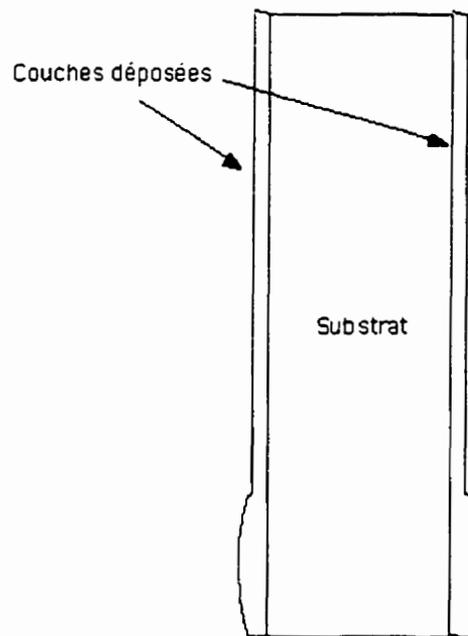


Figure 4.1- 1 Représentation du renflement apparaissant lors de la déposition d'une couche mince par la méthode d'immersion.

Clivage des échantillons

Comme la méthode d'immersion recouvre autant le dessus que le dessous et les parois latérales de la gauffre, il n'y a aucun endroit où le couplage par le bout peut être effectué. Afin d'obtenir une facette d'entrée latérale pour injecter la lumière dans le guide, les échantillons doivent être clivés. Le clivage des gauffres se fait avec une pointe

de diamant. Avec la pointe de diamant, la gauffre est grattée sur le dessous le long d'un des plans de clivage. Une fois qu'une bonne entaille a été pratiquée, il suffit d'appuyer doucement sur le guide et la clive se propagera à travers la gauffre. Si tout se passe bien, la clive devrait aussi se propager dans le polymère.

Comme il a déjà été mentionné à la section 3.1.3, la clive des échantillons d'acétate de cellulose dopé au DR1 ne s'est pas bien effectuée. Lors de la clive, le polymère ne s'est pas fendu. Deux choses ont pu se produire par la suite: soit qu'il a fallu déchirer le polymère afin de séparer les deux substrats clivés ou soit que, dans la majorité des cas, la couche s'est tout simplement décollée de la gauffre. Ceci démontre sans équivoque que l'acétate de cellulose dopé avec du DR1 présente un énorme problème d'adhésion lorsque déposé sous forme de couche mince sur une gauffre. Afin de résoudre ce problème, plusieurs essais de différents procédés de nettoyage du substrat ont été tentés sans toutefois réussir à améliorer l'adhésion de la couche mince. La déchirure du film cause des problèmes irrémédiables à la couche. Sachant que l'efficacité du couplage par le bout dépend de plusieurs facteurs mais plus précisément de la qualité de la facette d'entrée et que ce sont les extrémités qui sont déchirées, il devient alors impossible d'obtenir un couplage efficace par le bout. Ceci s'explique par le fait que la déchirure rend la surface latérale du guide non uniforme. Cette non-uniformité diminue énormément le coefficient de couplage jusqu'à carrément rendre impossible l'injection de lumière guidée dans la couche mince.

Couplage dans les guides d'onde d'acétate de cellulose dopé au DR1

Certaines couches minces ont néanmoins survécu relativement bien au processus de clivage malgré les problèmes mentionnés à la section précédente. Afin de vérifier la guidance de la couche mince, une source laser de longueur d'onde de 1303nm a été utilisée dans le but de coupler dans l'acétate de cellulose-DR1. Puisque l'indice de réfraction de ce matériau optique n'a jamais été mesuré à cette longueur d'onde, il a donc été impossible de prédire si la fréquence normalisée associée aux conditions physiques du guide et du faisceau injecté était au-dessus de la fréquence de coupure. Comme les

observations de la section 3.1.3 ont su le démontrer, l'indice de réfraction de l'acétate de cellulose-DR1 se situe très près de celui du substrat. Ceci implique que l'ouverture numérique du guide est très petite. Puisque la fréquence normalisée est proportionnelle au produit de l'ouverture numérique et de l'épaisseur du guide, il est nécessaire de travailler avec des couches minces dont l'épaisseur est plus grande que la longueur d'onde et ce, afin d'être confortablement au-dessus de la fréquence de coupure du mode fondamental. Les tentatives de couplage ont révélé que, pour des couches minces dont l'épaisseur se situe autour de 1.5 à 1.7 μm , il a été impossible de guider. Cependant, le guidage a été possible dans des couches minces d'une épaisseur d'environ 3 μm , ce qui confirme notre hypothèse concernant l'épaisseur de la couche mince. Il est possible à partir de ces deux constatations de déduire de façon approximative l'indice de réfraction de cette couche. En utilisant des arguments reposant sur la fréquence de coupure, l'indice de réfraction devrait se situer entre 1.452 et 1.458 et ce en utilisant un indice de réfraction pour le substrat de 1.44688 à 1303nm. En fait, l'ignorance de l'indice de réfraction précis constitue un obstacle énorme face au désign d'éventuelles couches minces déposées sur des substrats de silice.

Couplage par réseau

Dans le but de mesurer l'indice de réfraction de l'acétate de cellulose-DR1, la méthode de couplage par réseau expliquée en détails à la section 2.1.4 a été utilisée. Une couche mince d'acétate de cellulose-DR1 a été déposée sur un substrat de verre sur lequel était gravé un réseau d'une période de 679nm. Afin de tester l'efficacité du montage et du couplage, plusieurs essais ont été effectués en parallèle sur un autre matériau optique: un verre de chalcogénure dont la composition chimique est As_2S_3 . Ce composé est amorphe et possède un indice de réfraction de $2,386 \pm 0,004$ à la longueur d'onde 1.550 μm , ce qui est relativement élevé. Une couche d'une épaisseur de 2.0 μm de ce verre chalcogénure a été déposée sur le réseau. Une mesure de la transmission de la couche mince a été prise en fonction de l'angle entre le faisceau et la normale du guide. À chaque angle satisfaisant la condition d'accord de phase, une majorité de lumière est guidée dans la couche mince, ce qui fait qu'aux angles précis de couplage, l'intensité en transmission se

trouve à être diminuée. Le graphique de la transmission possède alors des pics discrets. C'est pour cette raison que cette méthode est appelée entre autres *méthode des lignes noires*. La Figure 4.1- 2 présente une mesure typique obtenue par cette méthode:

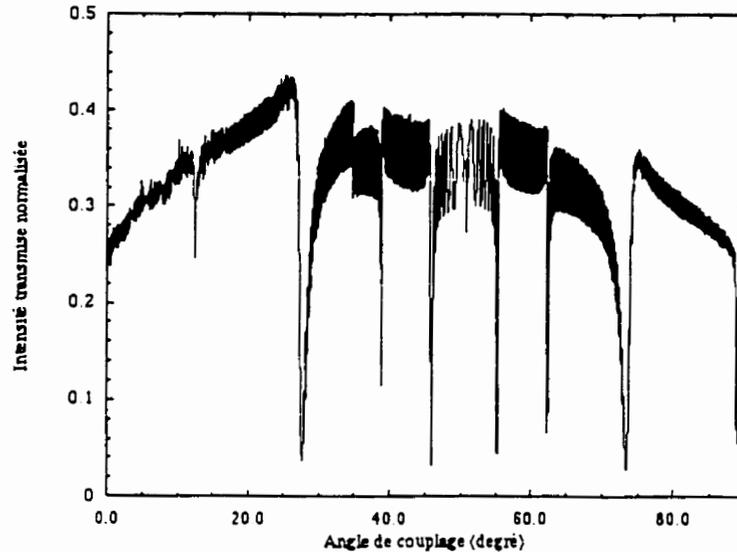


Figure 4.1- 2 Intensité transmise mesurée lors d'une expérience de couplage par réseau dans un verre d' As_2S_3 à une longueur d'onde de $1.55\mu m$. L'épaisseur de la couche déposée est de $2.15\mu m$ et le pas du réseau est de $679nm$.

En répétant ces mesures de transmission à plusieurs longueurs d'onde, il est possible d'obtenir la courbe de dispersion pour le verre d' As_2S_3 . La Figure 4.1- 3 présente cette courbe où, pour quatre différentes longueurs d'onde, l'indice de réfraction du verre a été mesuré par le biais de la méthode de couplage par réseau. Ces mesures ont été effectuées avec l'aide de Karine Turcotte, stagiaire lors de ces mesures parmi le groupe de recherche du Docteur Alain Villeneuve.

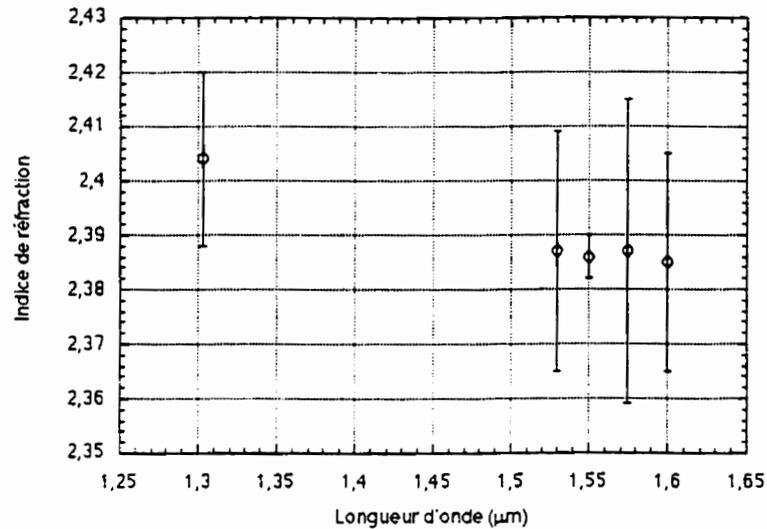


Figure 4.1- 3 Indice de réfraction de l' As_2S_3 mesuré avec la méthode du couplage par réseau.

Cette méthode ayant donné de bons résultats avec le verre de chalcogénure, elle a été appliquée avec l'acétate de cellulose-DRI afin de mesurer l'indice de réfraction de ce matériau. Une couche de ce polymère a été déposée par immersion sur le réseau de phase gravé sur un substrat de silice. Une mesure de la transmission a été prise en fonction de l'angle de rotation. Aucun pic de couplage n'a été observé. Ceci s'explique par la simple raison que, comme l'indice de réfraction du milieu polymère est proche de celui du verre, optiquement, les deux matériaux se sont confondus. Ceci a eu pour effet de faire disparaître le réseau. L'efficacité de diffraction étant alors quasiment nulle, aucun couplage n'a pu être observé. Par conséquent, il a été impossible de déterminer l'indice de réfraction de l'acétate de cellulose par le biais de cette méthode.

Conclusion sur l'utilisation de l'acétate de cellulose dopé au DRI

La clive des guides d'onde d'acétate de cellulose-DRI a été très problématique. Il a été impossible de cliver suffisamment de guides d'onde qui aurait permis d'obtenir un nombre suffisant d'échantillons et ce, afin d'effectuer d'éventuelles mesures expérimentales. Pratiquement la quasi totalité des clives ont entraîné une déchirure ou un décollement de la couche mince. Aucune des solutions pratiques proposées afin de résoudre ce problème technique n'a fonctionné. Il a été également impossible de

déterminer l'indice de réfraction du polymère, ceci empêchant tout éventuel désign de guide d'ondes optique. Comme ces problèmes n'ont pu être surmontés, les projets d'utilisation future de ce polymère pour des études de photoisomérisation en milieux optiques intégrés ont dus être abandonnés.

4.2 Guides d'ondes optiques PMMA-DR1

Déposition par la tournette en salle blanche

Deux types de PMMA-DR1 ont été mis à notre disposition pour effectuer les expériences de photoisomérisation. Deux solutions de PMMA-DR1 dilués dans un solvant ont été utilisés pour fabriquer des guides d'onde optiques, soit un greffé et un non greffé. Un échantillon de PMMA-DR1 greffé à 45% molaire de DR1 dilué dans une solution de trichloro-1,1,2-éthane fournie par François Kazjar a été déposé à la tournette. Des tentatives de déposition de PMMA-DR1 non-greffé dissous dans une solution de dioxane ont été effectuées. Cette solution a été fournie par Frédéric de Champlain de l'équipe du Docteur Anna Ritcey du département de chimie de l'Université Laval.

Deux couches ont été déposées en utilisant la solution de PMMA-DR1 greffé. La première a été déposée à la tournette à une vitesse de 3500tr/mn durant 60 secondes. Ce qui a produit un film d'une épaisseur d'environ 0.85 μ m. La deuxième couche a été déposée à une vitesse de 2700tr/mn également durant 60 seconde. L'épaisseur du deuxième film était de 0.96 μ m. Les deux couches ont été mises au four pendant 30 minutes afin d'évaporer le restant de solvant.

Lors des essais de déposition de couches minces de PMMA-DR1 non-greffé dans une solution de dioxane, certains problèmes sont survenus. Dû à un taux d'évaporation trop élevé, le dioxane s'est évaporé beaucoup trop rapidement. Le polymère s'est donc coagulé en agrégats locaux et, sous l'effet de la force centripète, a formé des «cheveux» tout autour du substrat mis en rotation. Afin de résoudre ce problème, il aurait fallu utiliser le même solvant que pour les deux premières couches puisque le trichloro-1,1,2-

éthane a déjà été amplement testé lors de déposition de couches minces de PMMA-DR1. Aucun guide n'a pu être obtenu avec cette solution.

Mesures des pertes linéaires dans le PMMA-DR1 greffé

Pour les mesures de pertes linéaires, les guides d'onde plan laissés par Hervé Bénard de l'Institut National Polytechnique de Grenoble lors de son passage dans le laboratoire du Docteur Alain Villeneuve ont été utilisés. Ces guides étaient les seuls disponibles qui étaient encore en bonne condition. Ces guides[1] étaient composés de PMMA-DR1 greffé à 35/65% molaire. Une mesure des pertes a été obtenue à la longueur d'onde de 1300nm. La valeur obtenue pour le coefficient de pertes est de 5,6dB/cm. Cette valeur est en accord avec la mesure de 5,8dB/cm[2] prise avec des échantillons identiques par Mathieu Kociak de l'Université d'Orléans lors d'un stage dans le laboratoire du Docteur Alain Villeneuve. La mesure des pertes linéaires se fait par une méthode relativement directe. Les pertes par diffusion au-dessus du guide ont été mesurées avec une caméra CCD dont le spectre s'étend jusqu'au proche IR. Pour ce, un faisceau laser a été couplé par le bout dans un guide d'ondes plan. Un télescope cylindrique a été installé afin de rendre la forme du faisceau elliptique avant que celui-ci ne soit couplé et ce, afin de restreindre les effets de diffraction à l'intérieur du guide, ce dernier étant de géométrie plane. La Figure 4.2- 1 schématise la disposition expérimentale nécessaire à la mesure.

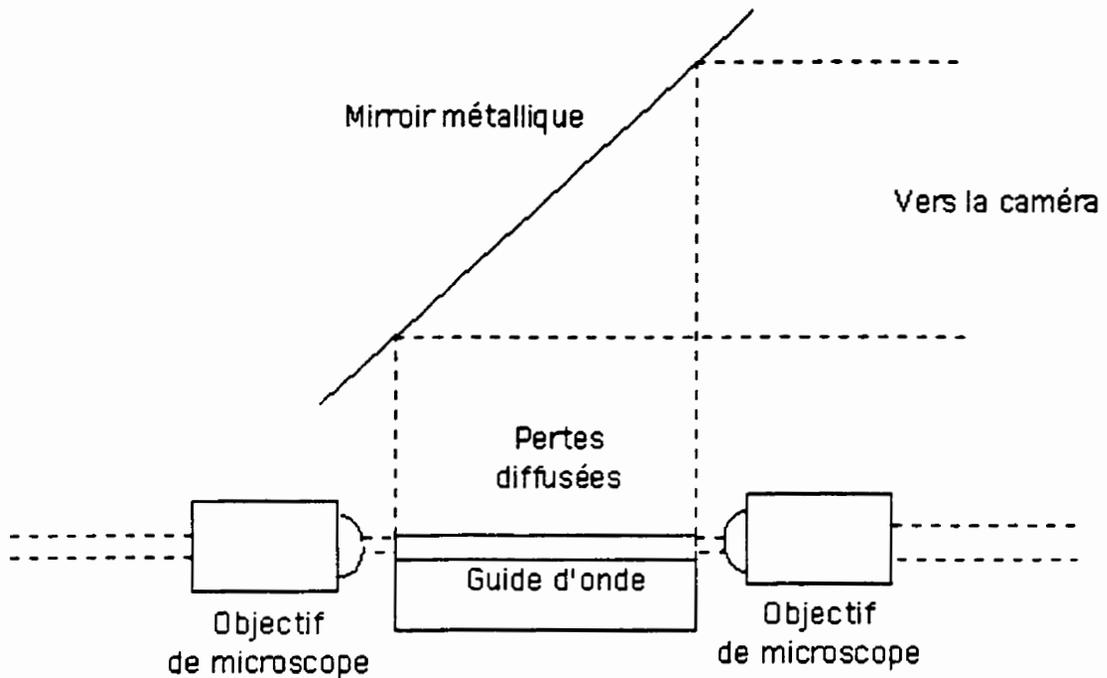


Figure 4.2- 1 Montage expérimental servant à la mesure des pertes linéaires.

Il est possible de démontrer que l'expression de puissance diffusée est donnée par la relation 4.2-1[3]:

$$P_{\text{diff}}(z) \propto (\Delta n)^2 \sigma^2 E^2(z) \quad (4.2-1)$$

où Δn est le saut d'indice entre le guide et l'air, où σ est la valeur RMS de la variation longitudinale de l'épaisseur de la couche guidante et où $E(z)$ est le champ électrique au point z (qui correspond à une position le long de l'axe de propagation). La mesure de la puissance diffusée en fonction de l'axe de propagation donnera, par régression des moindres carrés, le taux de décroissance exponentielle tel que défini à la section 2.1.6.

Injection dans les guides d'onde canaux de PMMA-DR1 avec un oscillateur paramétrique optique

Les échantillons laissés par Hervé Bénard ont permis une tentative de reproduction des mesures de rotation de polarisation par photoisomérisation qu'il avait observées précédemment. Les guides utilisés dans le cadre de cette expérience sont des guides d'ondes canaux formés par photoblanchiment du PMMA-DR1. Il a observé cette rotation lors d'un couplage à 1560nm avec l'oscillateur paramétrique optique (OPO). L'OPO utilisé a été construit avec un cristal de CTA pompé par un laser Titane Saphir (taux de répétition de 81MHz, durée de l'impulsion de 150fs, longueur d'onde opérée autour de 800nm) disponible à ce moment dans le laboratoire du Docteur Alain Villeneuve. La polarisation à l'entrée du guide était TE. Une rotation de la polarisation TE vers la polarisation TM a été observée à la sortie du guide. Cette rotation n'était pas complète sur tout le spectre en longueur d'onde, c'est-à-dire que pour certaines longueurs d'onde, il y avait une rotation de polarisation. Cette discrétisation en longueur d'onde de la rotation se modifiait de façon dynamique. En fait, seulement certaines parties du spectre se transféraient d'une polarisation vers une autre. Le processus de rotation semblait être dépendant de l'intensité. En fait, il semblait n'y avoir rotation que lorsque des intensités élevées étaient couplées à l'intérieur du guide. La Figure 4.2- 2 est une mesure du spectre à haute et basse intensité à un temps donné.

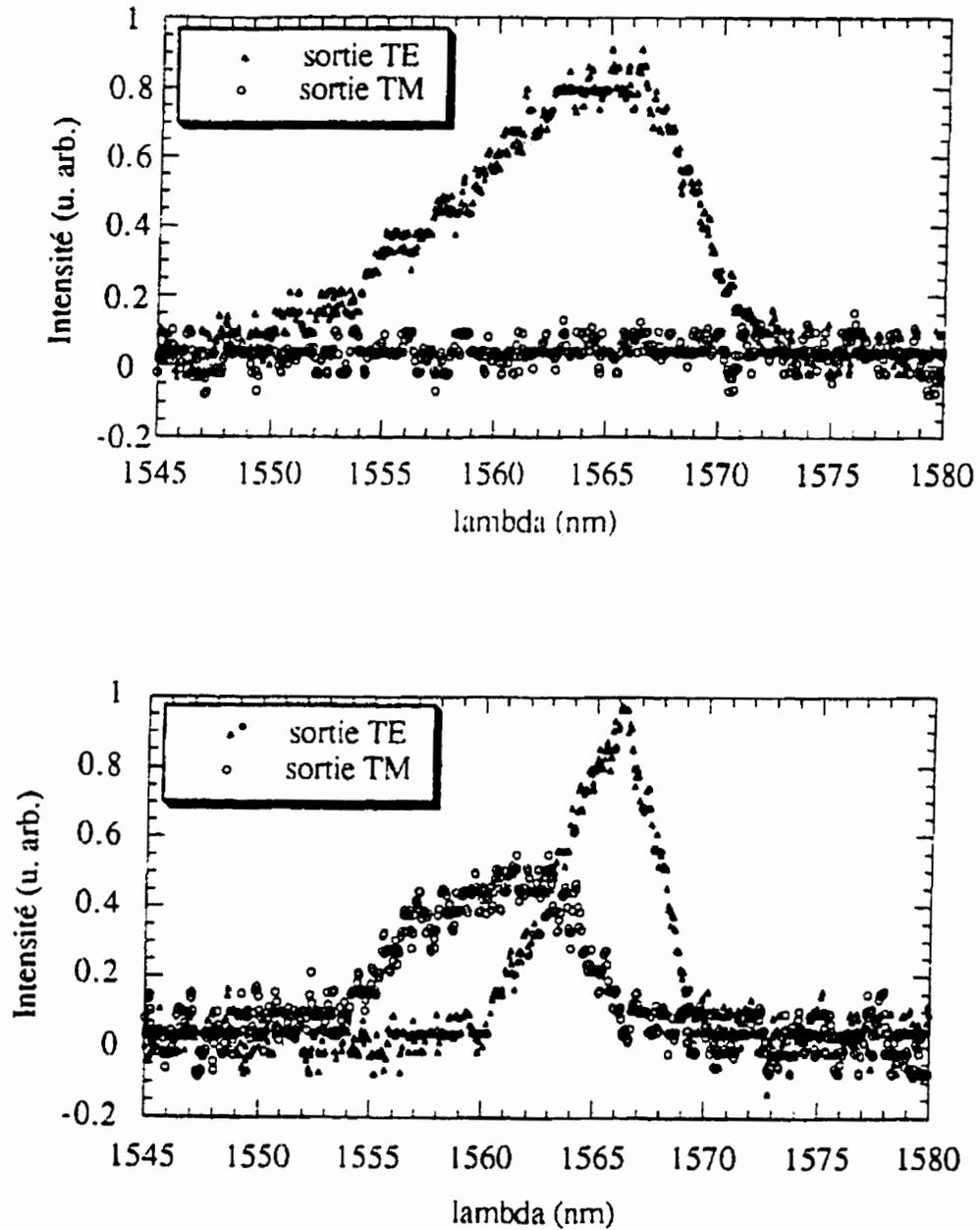


Figure 4.2- 2 Spectre TE et TM à la sortie d'un guide canal de PMMA-DR1 greffé[1].

En haut: intensité faible ($I < 100 \text{ MW/cm}^2$)

En bas: intensité élevée ($I > 100 \text{ MW/cm}^2$)

Pour des intensités supérieures à 100 MW/cm^2 , il y avait rotation de polarisation à l'intérieur du guide canal. L'effet inverse n'a cependant pas été vérifié

expérimentalement, à savoir si, en injectant une polarisation TM à l'entrée, une partie de celle-ci se transfère en polarisation TE. Cette vérification, quoique cruciale, n'a pu être effectuée puisque l'OPO a cessé de fonctionner. La raison justifiant l'arrêt du cristal de l'OPO demeure encore inconnue. Le cristal de CTA était encore un cristal expérimental à cette époque.

D'autres mesures ont été tentées dans le but de reproduire les mesures d'Hervé Bénard avec un autre OPO, construit par Patrick Dumais, étudiant au doctorat du laboratoire du Docteur Alain Villeneuve. Cet OPO est aussi pompé optiquement par un laser de Titane Saphir à 820nm, mais cette fois-ci, il opère en régime picoseconde. Le cristal non linéaire est désormais du niobate de lithium polé périodiquement (PPLN). Ce cristal fonctionne en générant deux photons dont la somme de leur fréquence est égale à la fréquence de la pompe (soit la fréquence du signal à 820nm). L'accord de phase est réalisé avec l'aide du vecteur d'onde associé à la période du poling. La cavité ne fait résonner qu'une seule des deux fréquences optiques générées et elle l'amplifie. Ce cristal génère des impulsions dont la longueur d'onde est centrée autour de 1550nm.

La lumière a été polarisée à l'entrée de façon à coupler en mode TE dans un guide canal. Des guides de PMMA-DR1 greffé à 35/65% molaire photoblanchis de façon à obtenir des guides canaux ont été utilisés lors de ces mesures. L'injection de la lumière dans le guide d'ondes s'est fait avec l'aide d'un objectif de microscope et le mode guidé a été par la suite recollimaté à la sortie avec un deuxième objectif de microscope. Par la suite, le mode collimaté a été injecté dans une fibre optique conduisant vers un analyseur de spectre optique (OSA). Le schéma expérimental est présenté à la Figure 4.2- 3.

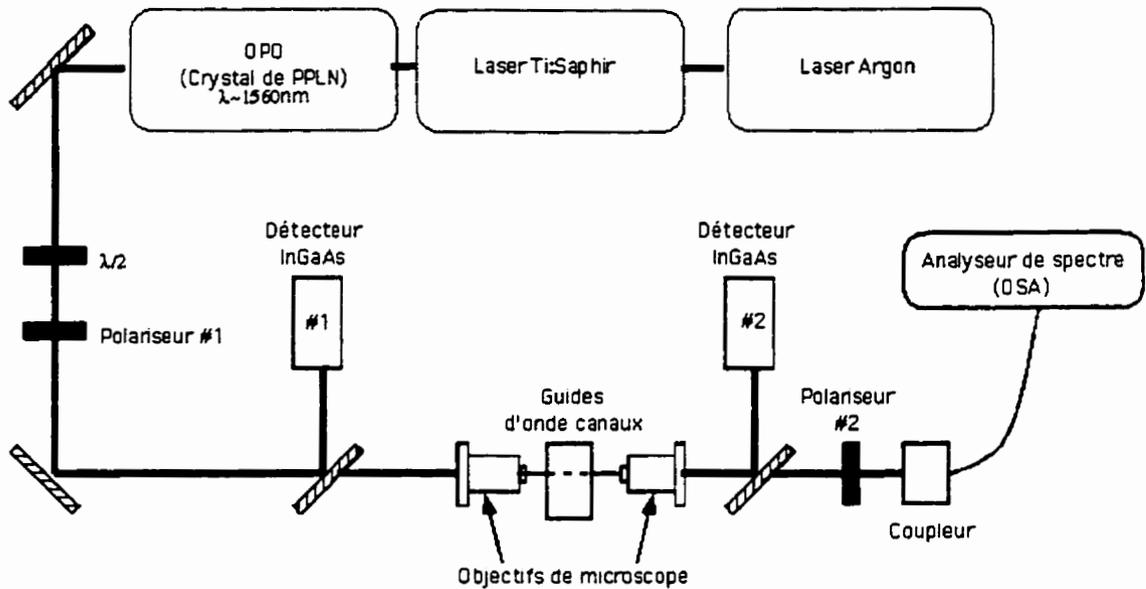


Figure 4.2- 3 Schéma expérimental permettant le couplage du faisceau laser de l'OPO dans un guide d'ondes canal. Les puissances sont mesurées par les détecteurs en InGaAs #1 et #2. Les polariseurs permettent d'observer dans l'analyseur de spectre la puissance répartie dans les deux polarisations.

Le spectre de l'OPO a bel et bien été observé, mais aucun phénomène dynamique de réorientation de polarisation n'est apparu. Une analyse de l'intensité couplée a révélé que le couplage n'était pas suffisamment élevé. La relation mathématique suivante découle de l'analyse du couplage et de la transmission à travers le montage expérimental de la Figure 4.2- 3:

$$T_{\text{totale}} = T_{\text{obj1}} T_{\text{Fresnel1}} \eta e^{-\alpha L} T_{\text{Fresnel2}} T_{\text{obj2}} \quad (4.2-2)$$

où les deux facteurs T_{obj} représentent la transmission aux objectifs de microscope servant à focaliser le faisceau laser et à collimater le mode sortant du guide. Les transmissions de ces objectifs ont été mesurées expérimentalement et sont de 88.0% et de 81.6%. Le produit des deux transmissions donne une transmission totale pour les objectifs de microscope de 66.7%. En utilisant la courbe de dispersion donnée par la relation 3.1.2-2 pour une longueur d'onde de 1480nm, l'indice de réfraction est de 1.6257 pour le PMMA-DR1. Ce qui donne des réflexions de Fresnel aux surfaces d'entrée et de

sortie du guide canal dont la transmission est de 94.3% ($T_{\text{Fresnel},2}$). Sachant que la longueur du guide était de 0.77cm et le coefficient des pertes linéaires de 1.3cm^{-1} , ces pertes pouvaient permettre une transmission de 36,7% ($e^{-\alpha L}$). Le coefficient η est l'intégrale de recouvrement entre le faisceau gaussien de l'OPO et le mode fondamental du guide canal. Celui-ci n'a pu être calculé, mais il est possible néanmoins de calculer la transmission des autres éléments optiques et des pertes linéaires en multipliant les autres coefficients ensemble. La transmission est donc donnée par la relation suivante:

$$T = 23.1\% \eta \quad (4.2-3)$$

L'OPO ne fournissait qu'une puissance maximale d'environ 35mW lorsque stabilisé. La durée des impulsions était d'environ 1ps et le taux de répétition des impulsions était de 81Mhz. Ceci étant, pour un coefficient η évalué à environ 75% dans le meilleur des cas, la puissance transmise serait de 17.3% et seulement 50% de la puissance, soit 17.5mW, serait propagée à l'intérieur du guide. Cette puissance est en fait la puissance moyenne moyenne. En optique nonlinéaire, c'est en fait l'intensité crête qui importe. La puissance crête était de 108W. Afin de déterminer si l'intensité guidée était suffisante pour observer une rotation de polarisation, il a été important de calculer l'intensité présente dans notre guide canal. Sachant que le guide utilisé avait une épaisseur de $0.7\mu\text{m}$ par $3\mu\text{m}$, l'aire effective était, en première approximation, d'environ $2.1\mu\text{m}^2$. L'intensité injectée dans le guide était donc d'environ $5,14\text{GW}/\text{cm}^2$. Ceci est supérieur à la limite de $100\text{MW}/\text{cm}^2$ fixée par Hervé Bénard[1] nécessaire à l'observation des effets de réorientation de polarisation. Cependant, aucune rotation de polarisation n'a été observée dans l'analyseur de spectre optique. Cette expérience a été effectuée en utilisant des impulsions dont la durée était d'environ 1ps. L'intensité crête de l'impulsion était donc d'un facteur 10 inférieure à celle d'une impulsion de 150fs comme celles utilisées par Hervé Bénard lors de ses expériences. Il est aussi possible que l'évaluation de la puissance couplée soit surestimée. C'est pour ces raisons qu'il a probablement été impossible d'observer, dans ces guides, des phénomènes de réorientation de polarisation par photoisomérisation Cis-Trans.

Afin de reproduire les phénomènes de réorientation de polarisation, il est donc essentiel d'injecter plus efficacement la puissance à l'intérieur des guides de PMMA-DR1 greffé. Cependant, puisque ces guides génèrent beaucoup de pertes, il demeure néanmoins difficile d'effectuer cette opération. Un OPO pouvant fournir une puissance supérieure est donc nécessaire pour la poursuite des mesures. Toutefois, comme les guides utilisés sont demeurés dans le laboratoire pendant près de deux ans avant d'être réemployés, ils ont pu subir une dégradation due au vieillissement de la couche. Il est possible que cette dégradation ait également pu entraver les mécanismes de photoisomérisation Cis-Trans.

4.3 Résumé

Au cours du présent chapitre, les principes expérimentaux entourant la création et la caractérisation des guides d'ondes ont été présentés. Les problèmes expérimentaux entourant le PMMA-DR1 et l'acétate de cellulose-DR1 ont été présentés et analysés. Les résultats d'une expérience dans un guide de PMMA-DR1 dans le but de reproduire les expériences d'Hervé Bénard ont aussi été présentés.

4.4 Bibliographie

- [1] H. Bénard, "Réalisation et caractérisation non linéaire de guides d'ondes en polymères organiques en vue d'applications photoniques," in *Laboratoire d'Électromagnétisme, Micro-ondes et Optoélectroniques*. Grenoble: Institut National Polytechnique de Grenoble, 1996, pp. 121.
- [2] M. Kociak, "Caractérisation linéaire et non-linéaire de la photoisomérisation dans les guides d'onde organiques dopés au DR1," Université d'Orléans, Ste-Foy 1996.
- [3] R. J. Déry, E. Kapon, "Low-loss III-V semiconductor optical waveguide," *IEEE. J. Quantum Elec.*, vol. 27, no. 3, pp. 626-640, 1991.

5 Conclusion

Une reproduction des phénomènes de rotation de polarisation dans des guides d'ondes polymères contenant le chromophore de DR1 a été tentée au cours de cette présente étude. Deux matrices hôtes ont été utilisées et ce, afin d'obtenir des couches minces optiques servant à guider la lumière à 1550nm. La première matrice polymérique est l'acétate de cellulose. Ce polymère a été dopé avec des chromophore de DR1. Pour des raisons pratiques, l'acétate de cellulose-DR1 a dû être abandonné. En effet, celui-ci a présenté des problèmes d'adhésion à un substrat de silice lors de sa déposition sous forme de couche mince. Lors de la clive des couches minces, le polymère pouvait se déchirer ou alors décoller du substrat. Puisqu'il a été impossible de mesurer l'indice de réfraction à 1550nm, il a donc été par conséquent impossible de faire un design adéquat d'un guide d'ondes plan ou canal. Malgré les avantages chimiques de l'acétate de cellulose, cette matrice hôte a été abandonnée. Il serait donc primordial de revoir la recette permettant la déposition des couches minces afin d'améliorer l'adhésion de celles-ci et de mieux caractériser le polymère aux longueurs d'onde du proche IR, plus précisément à 1550nm.

La deuxième matrice est le PMMA. Ce deuxième polymère, quoique plus connu, est plus difficile à obtenir sous la forme greffé. Les essais de déposition de PMMA-DR1 non-greffé se sont avérés infructueux puisque le solvant choisi exhibait un taux d'évaporation trop élevé. Dans le cas du PMMA-DR1 non-greffé, les chromophores de DR1 sont libres à l'intérieur de la matrice polymérique puisqu'ils ne sont pas attachés chimiquement. Ainsi une éventuelle réorientation des chromophores serait très peu efficace car ceux-ci auraient tendance à se réorienter de façon thermiquement aléatoire suite à une exposition de haute intensité, ce qui laisse planer un doute sur l'efficacité de la rotation de polarisation dans de tels guides d'ondes, puisque la rotation est reliées à la réorientation des chromophores de DR1. Puisqu'à ce jour, aucune source laser pulsée à 1550nm générant une intensité suffisante pour reproduire efficacement les mesures d'Hervé Bénard n'a été disponible, le PMMA-DR1 greffé obtenu n'a pas été déposé et

ce, dans le but de protéger la poudre de polymère afin que l'air ou la radiation UV des luminaires n'endommagent pas prématurément les couches déposées.

Parallèlement à ces expériences, un modèle théorique a été développé afin d'expliquer le phénomène de conversion de polarisation. Ce modèle s'est basé sur une variation de l'accord de phase le long de l'axe de propagation dans un guide d'ondes. une étude de la réponse en longueur d'onde d'un tel modèle a été effectuée. Les résultats ont démontré que le système était effectivement sélectif en longueur d'onde, tout comme Hervé Bénard l'avait observé lors de ses expériences de couplage dans le PMMA-DR1 greffé à $1.55\mu\text{m}$ et ce sans tenir compte de la dispersion du matériau.

Enfin, afin de conclure sur les processus de rotation de polarisation par photoisomérisation dans les guides d'ondes contenant un chromophore de DR1, il serait primordial de construire une source laser à 1550nm générant une intensité suffisante. Dès lors, les couches de PMMA-DR1 greffé pourront être déposées et photoblanchies afin d'obtenir les guides d'ondes canaux nécessaires à l'obtention d'intensités suffisantes à l'intérieur du polymère.

Appendice A: Dérivation de l'équation de guidage pour le guide de géométrie plane

La dérivation de l'équation de guidance pour un guide d'onde de géométrie plane sera présentée dans cet appendice. La démarche suivie est celle décrite par Donald L. Lee[1]. Dans le cas de la géométrie plane, il a été démontré à la section 2.1.1 que l'équation d'onde de Maxwell se simplifiait à l'équation suivante:

$$\frac{\partial^2 E(x)}{\partial x^2} + (k_0^2 n_1^2 - \beta^2) E(x) = 0 \quad (\text{A-1})$$

où n_1 est l'indice de réfraction correspondant aux trois milieux. Cette équation est obtenue en supposant que la densité de courant est nulle et qu'il n'y a pas de distribution de charge présente dans les matériaux. Ces matériaux sont aussi considérés comme étant non magnétiques, c'est-à-dire que toutes les perméabilités magnétiques sont égales à celle du vide. Cette relation est une équation différentielle aux valeurs propres. L'analyse de cette équation révèle que les solutions propres de celle-ci sont des fonctions exponentielles. Puisque les solutions recherchées sont des expressions où le champ sera guidé dans la structure, alors l'énergie guidée devra être finie. Par conséquent, l'intégrale spatiale du module au carré du champ électrique devra aussi être finie. Ceci implique donc que dans les deux gaines (soit l'air et le substrat), la solution du champ est nulle à l'infini. Ceci impose que dans ces milieux, les solutions seront des exponentielles réelles et ce, peu importe l'orientation de la polarisation. Comme le principe de base de la guidance optique repose sur la réflexion totale interne, la solution dans le milieu guidant devra nécessairement être une onde stationnaire transversale. La solution dans le milieu guidant prendra la forme d'une sommation de deux exponentielles imaginaires de phases différentes a priori, puisque les réflexions sur les deux surfaces de la couche mince ne seront pas identiques. La solution prend la forme de l'équation (A-2).

$$E(x) = \begin{cases} A_1 e^{-\alpha_{1x}} & x > d/2 \\ A_2 \cos(k_{2x}x + \psi) & |x| \leq d/2 \\ A_3 e^{\alpha_{3x}} & x < d/2 \end{cases} \quad (\text{A-2})$$

Les vecteurs d'onde transverses sont donnés par les relations suivantes:

$$\begin{aligned} \alpha_{1x} &= k_o \sqrt{n_{\text{eff}}^2 - n_1^2} \\ k_{2x} &= k_o \sqrt{n_2^2 - n_{\text{eff}}^2} \\ \alpha_{3x} &= k_o \sqrt{n_{\text{eff}}^2 - n_3^2} \end{aligned} \quad (\text{A-3})$$

Le champ magnétique $H(x)$ peut se calculer avec l'aide des équations de Maxwell. Le champ magnétique est en effet relié au champ électrique par la relation (A-4).

$$H(x) = \frac{j}{\omega \mu_o} \frac{\partial E(x)}{\partial x} \quad (\text{A-4})$$

Le champ magnétique prend donc la forme suivante:

$$H(x) = \begin{cases} \frac{-j\alpha_{1x}}{\omega \mu_o} A_1 e^{-\alpha_{1x}} & x > d/2 \\ \frac{-jk_{2x}}{\omega \mu_o} A_2 \sin(k_{2x}x + \psi) & |x| \leq d/2 \\ \frac{j\alpha_{3x}}{\omega \mu_o} A_3 e^{\alpha_{3x}} & x < d/2 \end{cases} \quad (\text{A-5})$$

Afin de se débarrasser des constantes d'amplitudes A_1 , A_2 et A_3 , il faut appliquer les conditions aux frontières entre les diélectriques sur les champs (A-2) et (A-5). Ceci simplifiera les six équations représentant les différents champs électrique et magnétique en quatre équations exprimées à chaque frontière de diélectrique, soit à $x = -d/2$ et à $x = d/2$. Prenons le cas où la polarisation est TE. Les deux paires d'équations se simplifieront davantage pour en arriver à donner les équations suivantes:

$$\tan(k_{2x}d/2 + \psi) = \frac{\alpha_{1x}}{k_{2x}} \quad (\text{A-6})$$

$$\tan(k_{2x}d/2 - \psi) = \frac{\alpha_{3x}}{k_{2x}} \quad (\text{A-7})$$

Après simplification de ces deux équations, l'équation (2.1.1-5) est obtenue.

$$k_0 d \sqrt{n_2^2 - n_{\text{eff}}^2} = \text{tg}^{-1} \sqrt{\frac{n_{\text{eff}}^2 - n_1^2}{n_2^2 - n_{\text{eff}}^2}} + \text{tg}^{-1} \sqrt{\frac{n_{\text{eff}}^2 - n_3^2}{n_2^2 - n_{\text{eff}}^2}} + p\pi \quad (\text{A-8})$$

En resubstituant les variables normalisées définies par les équations (2.1.1-6) à (2.1.1-8), l'équation (A-8) prend la forme de l'équation (2.1.1-5). Le cas où la polarisation est TM se traite de la même façon cependant, les conditions aux frontières seront quelque peu différentes.

Appendice B: Dérivation de l'équation d'onde vectorielle de Maxwell

La dérivation de l'équation d'onde vectorielle de Maxwell sera présentée dans cet appendice. Supposons un milieu isotrope tel que:

$$\begin{aligned}\bar{J}(\bar{r}, t) &= \bar{0} \\ \rho(\bar{r}, t) &= 0 \\ \epsilon &= \epsilon(x, y)\end{aligned}\tag{B-1}$$

où J est la densité de courant présente, où ρ est la densité de charge présente dans le milieu et où ϵ est la permittivité de ce milieu. Les champs électrique et magnétique sont des ondes monochromatiques.

$$\begin{aligned}\bar{E}(\bar{r}, t) &= \bar{E}(\bar{r})e^{-j\omega t} \\ \bar{H}(\bar{r}, t) &= \bar{H}(\bar{r})e^{-j\omega t}\end{aligned}\tag{B-2}$$

Pour des champs harmoniques tels qu'exprimés par les relations (B-2), les équations de Maxwell se simplifient à la forme suivante:

$$\bar{\nabla} \times \bar{E}(\bar{r}) = -j\omega\mu_0\bar{H}(\bar{r})\tag{B-3}$$

$$\bar{\nabla} \times \bar{H}(\bar{r}) = j\omega\epsilon(x, y)\bar{E}(\bar{r})\tag{B-4}$$

$$\bar{\nabla} \cdot \epsilon(x, y)\bar{E}(\bar{r}) = \bar{0}\tag{B-5}$$

$$\bar{\nabla} \cdot \bar{H}(\bar{r}) = \bar{0}\tag{B-6}$$

L'application d'un rotationnel sur les deux côtés de l'équation (B-3) donne la relation (B-7) en utilisant l'équation (B-4):

$$\vec{\nabla}(\vec{\nabla} \cdot \vec{E}(\vec{r})) - \nabla^2 \vec{E}(\vec{r}) = \omega^2 \epsilon(x, y) \mu_0 \vec{E}(\vec{r}) = k^2 n^2(x, y) \vec{E}(\vec{r}) \quad (\text{B-7})$$

Il est possible de simplifier davantage la divergence du champ électrique apparaissant dans le premier terme de l'équation (B-7). Pour ce, il faut simplifier l'équation (B-5) en utilisant les identités vectorielles du calcul différentiel.

$$\vec{\nabla} \cdot \epsilon(x, y) \vec{E}(\vec{r}) = \vec{\nabla} \epsilon(x, y) \cdot \vec{E}(\vec{r}) + \epsilon(x, y) \vec{\nabla} \cdot \vec{E}(\vec{r}) = 0 \quad (\text{B-8})$$

Donc:

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{E}(\vec{r}) = -\frac{\vec{\nabla} \epsilon(x, y)}{\epsilon(x, y)} \cdot \vec{E}(\vec{r}) = -\vec{\nabla} \ln n^2(x, y) \cdot \vec{E}(\vec{r}) \quad (\text{B-9})$$

En substituant la relation (B-9) dans la relation (B-7), la relation (B-9) se simplifie à l'équation d'onde vectorielle de Maxwell:

$$\nabla^2 \vec{E}(\vec{r}) + (k^2 n^2(x, y) - \beta^2) \vec{E}(\vec{r}) = -\vec{\nabla} \left(\vec{\nabla} \ln n^2(x, y) \cdot \vec{E}(\vec{r}) \right) \quad (\text{B-10})$$

L'équation d'onde vectorielle de Maxwell tient compte des changements spatiaux dans l'indice de réfraction. Dans le cas où cette équation est appliquée à l'optique guidée, seules les parties transverses sont utilisées puisque le champ selon l'axe z prend la forme d'une onde plane. L'équation (B-10) devient alors:

$$\nabla_t^2 \bar{E}_t(x, y) + (k^2 n^2(x, y) - \beta^2) \bar{E}_t(x, y) = -\bar{\nabla}_t \left(\bar{\nabla}_t \ln n^2(x, y) \cdot \bar{E}_t(x, y) \right) \quad (\text{B-11})$$

où E_t est le champ électrique transverse.

Appendice C: Correction variationnelle à l'indice effectif d'une structure guidante bi-dimensionnelle

Comme l'équation d'onde vectorielle de Maxwell (l'équation (B-11)) n'est pas une équation aux valeurs propres, celle-ci est beaucoup plus difficile à résoudre, d'autant plus que ses solutions ne sont plus complètement polarisées le long d'un axe précis. Afin de simplifier la résolution de cette équation, une approximation est généralement faite dans le but de simplifier la résolution. En fait, comme le terme de gauche de l'équation (B-11) est proportionnel aux variations spatiales de l'indice de réfraction, il est possible de négliger ce terme pour des sauts d'indice de réfraction relativement petits. Ceci ramène donc la relation de guidance à la forme d'une équation aux valeurs propres. Celle-ci devient alors l'équation (C-1).

$$\nabla_t^2 \psi(x, y) + (k_0^2 n^2(x, y) - \beta^2) \psi(x, y) = 0 \quad (\text{C-1})$$

Les solutions de l'équation (C-1) sont complètement polarisées le long d'un des axes orthogonaux de la structure guidante. Il est important aussi de réaliser que cette équation est valable autant pour la polarisation TM que pour la polarisation TE. Ceci implique que peu importe si cette équation est résolue en TE ou en TM, les indices effectifs seront les mêmes. Or, il est connu que l'indice effectif TE n'est pas égal à l'indice effectif TM pour un matériau non biréfringent. Il est donc possible, par une méthode perturbative, de corriger les valeurs d'indices effectifs obtenues afin de se rapprocher de la vraie valeur. Pour ce, la vraie constante de propagation donnée par l'équation B-11 sera appelée β_i et celle donnée par la relation scalaire sera appelée β . La première étape de la méthode perturbative consiste à appliquer sur l'équation (B-11) un produit scalaire avec la fonction ψ et à appliquer à la relation (C-1) un produit scalaire avec le champ E_z .

$$\nabla_t^2 \bar{\mathbf{E}}_t \cdot \bar{\psi} + (k^2 n^2 - \beta^2) \bar{\mathbf{E}}_t \cdot \bar{\psi} = -\bar{\nabla}_t \left(\bar{\nabla}_t \ln n^2 \cdot \bar{\mathbf{E}}_t \right) \cdot \bar{\psi} \quad (\text{C-2})$$

$$\nabla_t^2 \psi \cdot \bar{\mathbf{E}}_t + (k_0^2 n^2 - \beta^2) \psi \cdot \bar{\mathbf{E}}_t = 0 \quad (\text{C-3})$$

Les dépendances en x et en y sont sous-entendues pour les champs et l'indice de réfraction. Pour simplifier ces relations, les deux côtés de la soustraction de (C-2) avec (C-3) sont intégrés sur tout le domaine du plan transverse (A_∞).

$$\int_{A_\infty} \left\{ \nabla_t^2 \bar{\mathbf{E}}_t \cdot \bar{\psi} - \nabla_t^2 \psi \cdot \bar{\mathbf{E}}_t - (\beta_t^2 - \beta^2) \bar{\mathbf{E}}_t \cdot \bar{\psi} \right\} dA = \int_{A_\infty} -\bar{\nabla}_t \left(\bar{\nabla}_t \ln n^2 \cdot \bar{\mathbf{E}}_t \right) \cdot \bar{\psi} dA \quad (\text{C-4})$$

En utilisant le théorème de Green, les deux premiers termes de l'intégrale du côté gauche de l'égalité apparaissant dans la relation C-4 peuvent se simplifier à la relation suivante:

$$\int_{A_\infty} \left\{ \nabla_t^2 \bar{\mathbf{E}}_t \cdot \bar{\psi} - \nabla_t^2 \psi \cdot \bar{\mathbf{E}}_t \right\} dA = \oint_{D_\infty} \left\{ \bar{\nabla}_t \bar{\mathbf{E}}_t \cdot \bar{\psi} - \bar{\nabla}_t \psi \cdot \bar{\mathbf{E}}_t \right\} dA \quad (\text{C-5})$$

où D_∞ signifie que notre parcours d'intégration est à l'infini. Si le parcours d'intégration est choisi à l'infini, alors cette intégrale sera nulle puisque le champ électrique est, par définition, nul à l'infini. La relation (C-4) se simplifie donc à l'équation (C-6).

$$\beta^2 - \beta_t^2 = \frac{-\int_{A_\infty} \bar{\nabla}_t \left(\bar{\nabla}_t \ln n^2 \cdot \bar{\mathbf{E}}_t \right) \cdot \bar{\psi} dA}{\int_{A_\infty} \bar{\mathbf{E}}_t \cdot \bar{\psi} dA} \quad (\text{C-6})$$

L'argument intégré du numérateur de la relation (C-6) peut être simplifié avec l'aide des identités vectorielles du calcul différentiel.

$$\begin{aligned} \bar{\nabla}_t(\bar{\nabla}_t \ln n^2 \cdot \bar{E}_t) = \\ (\bar{E}_t \cdot \bar{\nabla}_t) \bar{\nabla}_t \ln n^2 + (\bar{\nabla}_t \ln n^2 \cdot \bar{\nabla}_t) \bar{E}_t + \bar{E}_t \times (\bar{\nabla}_t \times \bar{\nabla}_t \ln n^2) + \bar{\nabla}_t \ln n^2 \times (\bar{\nabla}_t \times \bar{E}_t) \end{aligned} \quad (C-7)$$

Puisque le rotationnel d'un gradient est nul, alors le troisième terme disparaît. Il est possible de démontrer que le quatrième terme sera parallèle à l'axe z alors, comme ce terme est multiplié par le produit scalaire avec la fonction ψ qui elle est polarisée dans le plan xOy , ce terme peut être enlevé. Il est possible aussi de laisser tomber en première approximation le premier terme et ce, sans vraiment causer de divergence[2] dans les résultats. L'expression (C-7) se simplifie donc à un seul terme.

$$\bar{\nabla}_t(\bar{\nabla}_t \ln n^2 \cdot \bar{E}_t) = (\bar{\nabla}_t \ln n^2 \cdot \bar{\nabla}_t) \bar{E}_t \quad (C-8)$$

La relation (C-6), déjà simplifiée par la relation (C-8), peut se simplifier davantage si l'orientation de la polarisation est précisée. Puisque que la solution de l'équation (C-3) est scalaire, ceci implique que la solution ψ est orientée le long d'un seul axe. Supposons arbitrairement que l'axe de polarisation est parallèle à l'axe x . Alors, l'argument intégré au numérateur s'écrira de la façon suivante:

$$\bar{\nabla}_t(\bar{\nabla}_t \ln n^2 \cdot \bar{E}_t) \cdot \psi \hat{x} = (\bar{\nabla}_t \ln n^2 \cdot \bar{\nabla}_t) \bar{E}_t \cdot \psi \hat{x} = \frac{\partial \ln n^2}{\partial x} \frac{\partial E_t}{\partial x} \psi \quad (C-9)$$

Puisque l'objectif ici est seulement de résoudre l'équation scalaire (C-3), seule la fonction ψ sera résolue. En première approximation, il est possible de supposer que la

solution vectorielle sera très près de la solution scalaire. Le terme du champ E , apparaissant dans la relation (C-9) peut donc être remplacé par le terme du champ scalaire ψ . L'intégrale variationnelle prend finalement la forme suivante:

$$\beta^2 - \beta_1^2 = \frac{- \int_{A^\infty} \frac{\partial \ln n^2}{\partial x} \frac{\partial \psi}{\partial x} \psi dA}{\int_{A^\infty} |\psi|^2 dA} \quad (\text{C-10})$$

À partir de cette relation, il est possible de calculer numériquement cette intégrale et d'obtenir la correction variationnelle à apporter à la constante de propagation scalaire, ceci afin de s'approcher de la constante de propagation vectorielle. Afin de résoudre le cas où la polarisation serait orientée le long de l'autre axe, soit l'axe y , il suffit de remplacer la variable x par la variable y et d'utiliser le champ polarisé selon l'axe y .

[1] D. L. Lee, *Electromagnetic principles of integrated optics*: John Wiley & Sons, 1986.

[2] W. R. Young, A. W. Snyder, "Modes of optical waveguides," *J. Opt. Soc. Am. A*, vol. 68, pp. 297-308, 1978.