



**HAL**  
open science

# INTERACTION ACOUSTO-OPTIQUE EN OPTIQUE INTEGREE SUR VERRE ET APPLICATIONS

Luiz Poffo

► **To cite this version:**

Luiz Poffo. INTERACTION ACOUSTO-OPTIQUE EN OPTIQUE INTEGREE SUR VERRE ET APPLICATIONS. Physique [physics]. Université Joseph-Fourier - Grenoble I, 2007. Français. NNT : . tel-00318801

**HAL Id: tel-00318801**

**<https://theses.hal.science/tel-00318801>**

Submitted on 5 Sep 2008

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

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

**UNIVERSITE JOSEPH FOURIER - GRENOBLE**

*N° attribué par la bibliothèque*

*/\_/\_/\_/\_/\_/\_/\_/\_/\_/\_/\_/\_/\_/\_/\_/\_*

**T H E S E**

**pour obtenir le titre de**

**DOCTEUR DE L'UNIVERSITE JOSEPH FOURIER**

**Spécialité : Optique et Radiofréquence**

**présentée et soutenue publiquement**

**par**

**Luiz POFFO**

**Le 28 novembre 2007**

**INTERACTION ACOUSTO-OPTIQUE EN  
OPTIQUE INTEGREE SUR VERRE ET  
APPLICATIONS**

**Directeurs de Thèse : Prof. Philippe BENECH**

**Dr. Pierre LEMAÎTRE-AUGER**

**Composition du jury :**

**Pr. Jacques ATTAL**

**Pr. François FLORY**

**Pr. Maurizio FERRARI**

**Pr. Philippe BENECH**

**Dr. Pierre LEMAÎTRE-AUGER**

**Pr. Pierre BENECH**

**Président**

**Rapporteur**

**Rapporteur**

**Directeur de thèse**

**Codirecteur de thèse**

**Examineur**

*Thèse préparée à l'Institut de Microélectronique, Electromagnétisme et Photonique  
dans le cadre de l'Ecole Doctorale Electronique, Electrotechnique, Automatisation et  
Traitement du Signal*







Es verdad; pues reprimamos  
esta fiera condición,  
esta furia, esta ambición,  
por si alguna vez soñamos;  
y sí haremos, pues estamos  
en mundo tan singular,  
que el vivir sólo es soñar;  
y la experiencia me enseña  
que el hombre que vive, sueña  
lo que es, hasta despertar.

Sueña el rey que es rey, y vive  
con este engaño mandando,  
disponiendo y gobernando;  
y este aplauso, que recibe  
prestado, en el viento escribe,  
y en cenizas le convierte  
la muerte, ¡desdicha fuerte!  
¿Que hay quien intente reinar,  
viendo que ha de despertar  
en el sueño de la muerte!

Sueña el rico en su riqueza,  
que más cuidados le ofrece;  
sueña el pobre que padece  
su miseria y su pobreza;  
sueña el que a medrar empieza,  
sueña el que afana y pretende,  
sueña el que agravia y ofende,  
y en el mundo, en conclusión,  
todos sueñan lo que son,  
aunque ninguno lo entiende.

Yo sueño que estoy aquí  
de estas prisiones cargado,  
y soñé que en otro estado  
más lisonjero me vi.  
¿Qué es la vida? Un frenesí.  
¿Qué es la vida? Una ilusión,  
una sombra, una ficción,  
y el mayor bien es pequeño;  
que toda la vida es sueño,  
y los sueños, sueños son.



# Remerciements

Tout d'abord, je remercie Philippe Benech de m'avoir fait confiance et de m'avoir accepté comme thésard. De même, je tiens à exprimer ma profonde gratitude pour son aide, son soutien et ses explications tout au long de ce travail.

Merci également à Pierre Lemaître-Auger qui était toujours présent pour me guider dans les manipulations en optique intégrée. Son soutien moral ainsi que sa rigueur scientifique ont été essentiels pour la réussite de ma thèse.

Je souhaite remercier Pierre Benech pour ses idées brillantes qui ont contribué à faire avancer la thèse dans les moments difficiles.

Merci à Greg, Xavier, Martine et tout particulièrement à Aude pour l'aide technique dispensée tout au long de ma thèse ainsi que leur amitié.

Merci aux collègues du bureau, Lydie, Rafael, Jérôme et les ex : Farah, Davide, Simon, Florent, Moussa, Kien et Philippe qui m'ont supporté ces années et qui m'ont apporté conseils, aide technique et soutien. Une pensée particulière pour le L12...

Aux doctorants Maxime, Bruno, Christophe, Quentin, Simon, Guillaume, Khalil et aux docteurs Darine, René, Adam, merci d'avoir été à la fois collègues et amis.

Aux permanents de L'IMEP, spécialement à Jean-Emmanuel, Elise et Lionel pour leur présence toujours sympathique et leur encadrement.

Un remerciement spécial à tous les apprentis du BTP qui m'ont énormément aidé : Christophe, Khalil, Jérôme, Florent, Rafael, Elise, Fabien, Manu, René, Simon...

Aux stagiaires qui ont défilés à l'IMEP pendant ces quatre années avec leur bonne humeur et leur célèbre barbecue : Romain, Paco, Khelifa et les autres.

Au personnel administratif grâce à qui l'IMEP fonctionne bien et plus particulièrement à Valérie, Brigitte, Chalat, Emmanuelle et Dalila.

Un grand remerciement à tous ceux qui m'ont soutenu de l'autre côté de l'Atlantique, mon père, ma mère, Luciane, Leonardo et Lucius ainsi que Luciano Scandelari.

Et à ceux qui m'ont soutenu de ce côté de l'océan : Annie, Daniel, Manu, Fanny, Jean et Jean, Hélène et Denise et spécialement à ma femme Céline.

Enfin, merci à CAPES pour le financement tardif mais efficace.



# Table des matières

Introduction.....	1
1 L'état de l'art de l'optique intégrée et de l'interaction acousto-optique .....	5
1.1 Introduction .....	5
1.2 Optique intégrée .....	5
1.2.1 Les matériaux ferroélectriques.....	6
1.2.2 Le silicium .....	9
1.2.3 Les semi-conducteurs III-V .....	11
1.2.4 Les polymères .....	12
1.2.5 Le verre.....	14
1.3 L'interaction acousto-optique .....	16
1.3.1 L'interaction acousto-optique en optique de volume.....	17
1.3.2 L'interaction acousto-optique dans une fibre optique.....	22
1.3.3 L'interaction acousto-optique en optique intégrée.....	23
1.4 Conclusion .....	30
2 L'optique intégrée et les ondes acoustiques.....	33
2.1 Introduction .....	33
2.2 Optique intégrée sur verre.....	33
2.2.1 Théorie électromagnétique du guide plan.....	34
2.2.2 La méthode d'indice effectif.....	38
2.2.3 Structure des verres .....	39
2.2.4 L'échange ionique sur verre.....	40
2.2.4.1 Les sources de variation de l'indice de réfraction .....	41
2.2.4.2 Les ions dopants et le choix du verre.....	42
2.2.4.3 Technique de réalisation de guides canaux par échange d'ions .....	44
2.2.5 Caractérisation des guides d'ondes .....	45
2.2.5.1 Caractérisation par champ proche.....	45
2.2.5.2 Analyse spectrale .....	48
2.3 Les ondes acoustiques.....	50
2.3.1 Ondes élastiques dans un cristal.....	50
2.3.1.1 Ondes de volume.....	50
2.3.1.2 Ondes de surface .....	52
2.3.2 Ondes de Rayleigh.....	55
2.3.3 Propriétés piézoélectriques .....	58
2.4 Conclusion .....	60

3 Mise en évidence de l'effet acousto-optique.....	61
3.1 Introduction .....	61
3.2 Propagation de la lumière dans les milieux anisotropes. Ellipsoïde des indices .....	61
3.3 Modification de l'ellipsoïde des indices par suite d'une déformation.....	63
3.4 Matrice des $p_{mn}$ d'un solide isotrope .....	64
3.5 Variation de l'indice de réfraction par des ondes acoustiques de volume.....	65
3.6 Modulation de phase de l'onde optique .....	68
3.7 Modèle acoustique en résonance .....	69
3.7.1 Modèle du transducteur PZT .....	70
3.7.2 Modèle global du système élasto-optique.....	72
3.8 Modulateur acousto-optique intégré .....	74
3.8.1 Modèle mathématique de l'interféromètre de Mach-Zehnder .....	75
3.8.2 Résultats expérimentaux pour un MZI réalisé par échange $K^+$ .....	77
3.8.3 Résultats expérimentaux pour un MZI réalisé par échange $Ag^+$ .....	79
3.9 Conclusion .....	82
4 Etude de l'effet acousto-optique par des ondes de Rayleigh .....	85
4.1 Introduction .....	85
4.2 Filtre intégré accordable .....	85
4.3 Mesure de la vitesse des ondes de Rayleigh .....	87
4.4 Mesure des indices effectifs des guides .....	92
4.5 Simulations pour le coupleur asymétrique.....	97
4.5.1 Etude de la longueur de couplage .....	99
4.5.2 Courbe de réponse .....	100
4.5.3 Effet de la variation d'indice causée par l'onde acoustique .....	102
4.6 Sonotrode .....	105
4.7 Nouveau design .....	106
4.8 Guide multimode.....	108
4.9 Etude de l'effet d'un réseau acousto-optique sur la phase d'un mode guidé.....	111
4.10 Conclusion.....	113
5 Applications .....	115
5.1 Introduction .....	115
5.2 Capteur interférentiel de déplacement .....	115
5.2.1 Capteur de déplacement de Michelson intégré classique .....	117
5.2.2 Capteur de déplacement intégré acousto-optique .....	120
5.2.3 Montage expérimental .....	123
5.2.4 Résultats expérimentaux .....	124
5.2.5 Conclusion .....	128
5.3 Analyseur de Polarisation .....	129

5.3.1 L'analyseur de polarisation.....	129
5.3.1.1 Analyseur de polarisation en optique intégrée planaire .....	129
5.3.1.2 Photopolarimètre/spectrophotopolarimètre acousto-optique dynamique.....	130
5.3.1.3 Analyseur de polarisation acousto-optique avec convertisseur TE-TM accordable en longueur d'onde.....	131
5.3.1.4 Conclusion.....	132
5.3.2 Théorie du capteur acousto-optique proposé .....	132
5.3.3 Fabrication du capteur .....	137
5.3.4 Mesure de la biréfringence .....	138
5.3.5 Mesure de la biréfringence induite par l'effet acousto-optique .....	142
5.3.6 Dispositif expérimental utilisé .....	144
5.3.7 Traitement des résultats .....	146
5.3.8 Effet de la biréfringence permanente des guides .....	146
5.3.9 Résultats obtenus.....	147
5.4 Conclusion .....	150
Conclusion .....	151
Bibliographie.....	153



# Introduction

Après plusieurs décennies d'études, l'optique intégrée s'est développée industriellement depuis les années 80. Ses avantages bien connus et reconnus des utilisateurs potentiels en font un domaine en plein essor. Les télécommunications, comme le domaine de la mesure ont largement utilisé ses capacités pour produire de nouveaux composants et de nouveaux systèmes. Cependant les besoins toujours croissants amènent à penser que pour imaginer de nouvelles fonctions, il est nécessaire d'explorer de nouvelles pistes et d'aller chercher dans les disciplines voisines des possibilités de simplifier ou d'accroître les performances de composants existants ou encore de proposer de nouveaux composants. C'est sur cette idée de départ que ce travail a été initié à l'IMEP. Il s'inscrit dans la continuité de travaux d'intégration en optique menée depuis plusieurs années.

Un des avantages de l'optique intégrée est de pouvoir réunir plusieurs fonctions optiques sur un même substrat. Les avantages sont la stabilité, l'auto alignement des fonctions et la réduction de la taille. L'optique intégrée peut être réalisée sur plusieurs matériaux avec des technologies différentes mais souvent collectives comme pour la microélectronique. L'IMEP a développé depuis des années la technique d'échange d'ions sur verre. Avec cette technique, nous pouvons réaliser des guides d'ondes de bonnes qualités optiques, de faible biréfringence, ayant de faibles pertes de propagation et de couplage entre le composant et les fibres optiques. Les guides peuvent être aussi enterrés afin d'améliorer le couplage et de baisser davantage la biréfringence. Les guides optiques réalisés sur verre sont utilisés pour la réalisation de composants passifs. La qualité de ces guides offre de belles perspectives d'élargir son utilisation pour les composants actifs. A cette fin, des recherches sont toujours en cours sur la réalisation de composants hybrides, avec une couche mince de matériaux actifs et sur le développement de l'échange d'ions sur des verres dopés de terres rares. Pour exploiter de nouvelles fonctions optiques, nous avons souhaité utiliser l'effet acousto-optique sur l'optique intégrée sur verre.

Le concept de l'effet acousto-optique est né dans les années 20, mais pour son développement il faut attendre les lasers et les matériaux piézoélectriques. Dans les années 70, les dispositifs acousto-optiques ont connu leur pleine expansion avec la réalisation de modulateurs de phase et d'amplitude, de multiplexeurs, de déflecteurs de faisceau lumineux, ou encore de décaleurs de fréquence optique. Ils utilisent pour la plupart l'optique de volume

sur des cristaux ou des verres dopés.

Jusqu'ici, nous ne connaissons aucun travail nous précédant sur l'acousto-optique en optique intégrée sur verre. Nous avons donc essayé d'exploiter l'interaction acousto-optique en utilisant des ondes acoustiques de volume et de surface en optique intégrée sur verre. Nous étudions les interactions afin de trouver de nouvelles applications concrètes pour l'effet acousto-optique sur l'optique intégrée sur verre et de donner des perspectives de recherches dans ce domaine.

Nous avons organisé ce manuscrit en cinq chapitres. Le premier chapitre est un rappel de l'état de l'art de l'optique intégrée et des interactions acousto-optiques. Nous présentons ici les principaux matériaux utilisés actuellement en optique intégrée, leurs technologies de fabrication, leurs caractéristiques et leurs principales applications. Ensuite nous présentons l'interaction acousto-optique en optique de volume, dans une fibre optique et enfin en optique intégrée. Nous développons la théorie de l'interaction acousto-optique en volume et nous montrons quelques applications de ces effets en optique de volume, en optique intégrée et en optique fibrée.

Le deuxième chapitre est consacré à l'optique intégrée sur verre et aux ondes acoustiques. Nous rappelons la théorie du guidage optique pour ensuite décrire les techniques de fabrication des composants en optique intégrée sur verre et les principales méthodes de caractérisation utilisées à l'IMEP. Nous terminons ce chapitre par un rappel sur les ondes acoustiques, les différents types d'ondes, les milieux de propagation et les propriétés piézo-électriques.

Au cours du troisième chapitre, nous présentons l'effet acousto-optique en optique intégrée sur verre à l'aide d'ondes de volume. En utilisant un interféromètre intégré de Mach-Zehnder réalisé par échange d'ions sur verre, nous modulons l'intensité lumineuse par l'effet acousto-optique en utilisant des ondes de volume.

L'interaction acousto-optique par des ondes de surface est explorée au chapitre quatre. Nous en avons envisagé l'utilisation pour la réalisation d'un filtre accordable en longueur d'onde. Nous exposons, dans ce chapitre, le concept et la théorie de ce filtre ainsi que tous les résultats des simulations réalisées.

Le chapitre cinq valide cette étude par la présentation de deux applications réalisées : la simplification d'un capteur de déplacement par l'acousto-optique intégré sur verre et un analyseur de polarisation acousto-optique intégré sur verre. Pour chaque application, nous présentons une étude bibliographique, la théorie du composant et les résultats obtenus.

Dans la conclusion, nous achevons ce travail en abordant les perspectives de l'acousto-optique sur optique intégrée sur verre.



# Chapitre 1

## L'état de l'art de l'optique intégrée et de l'interaction acousto-optique

### 1.1 Introduction

Les deux thèmes clefs de cette thèse sont : l'optique intégrée sur verre et l'interaction acousto-optique. Pour comprendre l'importance de ce travail, nous avons besoin de le positionner et d'analyser l'état de l'art actuel de ces deux sujets. C'est l'intention visée dans ce premier chapitre.

Nous commençons par décrire l'état de l'art de l'optique intégrée, les différents matériaux utilisés, les technologies de fabrication des guides et leurs principales applications. Ensuite, nous montrons ce qui existe dans le monde scientifique et industriel pour l'interaction acousto-optique, en commençant par les applications en optique de volume, puis par celles utilisant la fibre optique et enfin l'optique intégrée.

### 1.2 Optique intégrée

L'optique intégrée est née avec le développement des systèmes de télécommunications optiques, quand S. E. Miller de Bell Labs aux Etats-Unis proposa d'intégrer et d'interconnecter des composants optiques entre eux par des guides d'ondes optiques réalisés dans un même substrat [1]. L'optique intégrée permet de réaliser en majorité des composants pour les télécommunications optiques mais aussi des capteurs optiques pour des mesures de grandeurs physiques, astrophysiques, chimiques et biologiques [2, 3].

Plusieurs technologies de fabrication des guides d'onde en optique intégrée ont été développées sur différents matériaux, comme par exemple :

- les matériaux ferroélectriques comme le niobate de lithium, avec des guides d'ondes réalisés soit par diffusion d'un métal, soit par échange protonique [4-9] ;

- le silicium et les guides à base de silice ou de nitrure de silicium obtenus par dépôt CVD ou hydrolyse à la flamme [4, 8, 10-14] ;
- les semi-conducteurs III-V et les techniques d'épithaxie [4, 8, 15-21] ;
- les polymères et les guides réalisés par transformation chimique provoquée par irradiation UV [4, 8, 22-24] ;
- le verre et les techniques de diffusion d'ions [4, 8, 25-30].

Nous allons à présent détailler chacun des matériaux utilisés en optique intégrée de manière plus concise.

### 1.2.1 Les matériaux ferroélectriques

Les matériaux ferroélectriques possèdent des caractéristiques non linéaires, électro-optiques, acousto-optiques et piézo-électriques qui présentent un grand intérêt pour l'optique intégrée. Certains matériaux comme le niobate de lithium ( $\text{LiNbO}_3$ ), le tantalate de lithium ( $\text{LiTaO}_3$ ), le titanate de barium ( $\text{BaTiO}_3$ ) et le niobate de potassium ( $\text{KNbO}_3$ ) sont très utilisés pour la réalisation de composants optiques et de lasers.

Les matériaux ferroélectriques utilisés en optique sont classés en :

- oxygen-octahedra : tous ont en commun une structure  $\text{BO}_6$  composée de six oxygènes (O) autour d'un ion métal tétra ou pentavalent, ici appelée B ;
- phosphate/arsénite/sulfate/sélénate : subdivisés en deux groupes, potassium dihydrogène phosphate (KDP) et potassium titanyl phosphate (KTP).

Ces matériaux sont utilisés en cristal ou en film mince. La majorité des applications utilisent aujourd'hui la forme cristalline pour sa haute qualité qui donne de faibles pertes de propagation ( $< 0,1$  dB/cm). Le  $\text{LiNbO}_3$  et  $\text{LiTaO}_3$  sont disponibles en disque de 3 pouces à un coût relativement bas ce qui permet une production à grande échelle en utilisant des techniques issues de la microélectronique. Par contre, l'utilisation d'une couche mince ou d'un film mince permet de baisser la tension électrique nécessaire pour les composants électro-optiques. Elle donne aussi plus de flexibilité dans le design du composant et permet de réaliser différentes combinaisons de films et de substrats. Cependant, les pertes de propagation des films minces ( $\text{LiNbO}_3$  et  $\text{BaTiO}_3$ ) sont encore aujourd'hui de l'ordre de 1 à 2 dB/cm pour les films faits par dépôt chimique en phase vapeur (CVD) ou par épithaxie par jet moléculaire. Le tableau 1.1 présente l'indice de

réfraction à  $0,6 \mu\text{m}$  et les longueurs d'onde pour lesquels nous obtenons la transparence de certains matériaux.

Tableau 1.1 Indice de réfraction et transparence pour des matériaux ferroélectriques [9].

Matériel	$\lambda$ ( $\mu\text{m}$ )	Indice de réfraction	Transparence ( $\mu\text{m}$ )
BaTiO <sub>3</sub>	0,6328	$n_o = 2,412$ $n_e = 2,360$	$\sim 0,41 - 8$
KNbO <sub>3</sub>	0,6328	$n_a = 2,2801$ $n_b = 2,3296$ $n_c = 2,1687$	$\sim 0,41 - 10$
LiNbO <sub>3</sub> (Li/Nb = 0,972)	0,6328	$n_o = 2,1898$ $n_e = 2,2865$	$0,305 - 5,2$
KH <sub>2</sub> PO <sub>4</sub> (KDP)	0,656	$n_o = 1,5064$ $n_e = 1,4664$	$0,2 - 1,55$
KTiOPO <sub>4</sub> (KTP)	0,633	$n_1 = 1,7634$ $n_2 = 1,7717$ $n_3 = 1,8639$	$0,35 - 4,0$

Pour réaliser des guides d'ondes dans les cristaux ferroélectriques, plusieurs méthodes ont été développées, principalement pour le LiNbO<sub>3</sub>, LiTaO<sub>3</sub>, KNbO<sub>3</sub>, BaTiO<sub>3</sub> et les cristaux de la famille KTP. La diffusion thermique d'une couche de métal, comme par exemple le Ti, produit des guides d'ondes avec moins de pertes pour le LiNbO<sub>3</sub> et le LiTaO<sub>3</sub>. Comme la technique de diffusion thermique est lente, les guides sont généralement en surface [5].

Une autre méthode est l'échange de protons, où les ions Li<sup>+</sup> sont remplacés par la même quantité d'ions H<sup>+</sup> quand le cristal LiNb(Ta)O<sub>3</sub> est placé dans de l'acide benzoïque. Cette méthode permet de réaliser des guides enterrés, par contre, le processus donne lieu à des contraintes mécaniques qui entraînent une forte biréfringence. Un seul état de polarisation est alors guidé [9].

D'autres méthodes sont encore possibles comme l'échange ionique avec des sels fondus de nitrate d'argent et de thallium pour le LiNb(Ta)O<sub>3</sub> ou l'implantation d'ions

( $\text{He}^+$ ,  $\text{H}^+$ ,  $\text{Ar}^+$ ) qui va former une deuxième structure dans le cristal pour créer un guide d'onde enterré. Ces techniques sont cependant peu utilisées.

Pour la famille KTP les guides d'ondes sont fabriqués par échange d'ions avec des sels fondus de nitrate de Rb, Cs ou Tl. Une combinaison d'échange ionique et d'implantation ionique de He donne des guides enterrés.

Les applications qui utilisent des matériaux ferroélectriques sont nombreuses comme, par exemple, le modulateur interférométrique de Mach-Zender ultrarapide (10-40 GHz) de la figure 1.1, avec les guides de surface dans un cristal de  $\text{LiNbO}_3$ , les multiplexeurs en longueur d'onde, les filtres accordables en longueur d'onde et les lasers. La figure 1.2 représente un laser DBR qui utilise un réseau de Bragg produit par exposition holographique et fixation thermique [31].

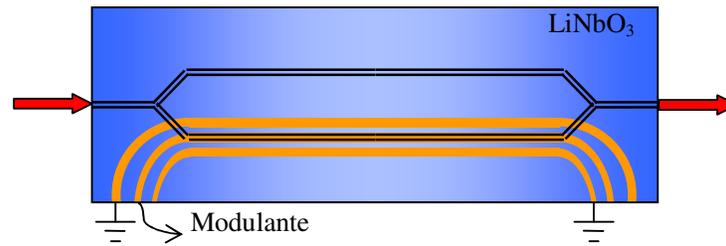


Figure 1.1 Modulateur électro-optique ultrarapide sur niobate de lithium.

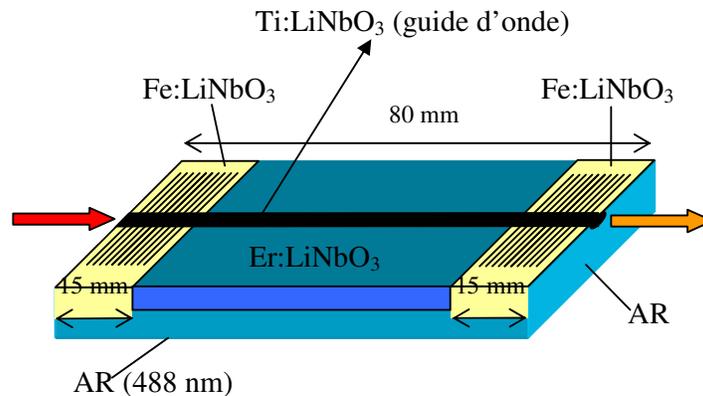


Figure 1.2 Schéma d'un laser DBR intégré sur  $\text{LiNbO}_3$  [31].

### 1.2.2 Le silicium

Le substrat de silicium est largement utilisé en optique intégrée pour plusieurs raisons [12, 13] :

- la fabrication de composants en silicium pour la microélectronique est largement développée et le procédé peut être réutilisé pour l'optique intégrée (dépôt de couches minces, gravure, substrat de 8 pouces, etc.) ;
- les filières complémentaires sur le silicium offrent des matériaux d'excellente qualité optique comme la silice, l'oxynitride ou le nitride de silicium ;
- la possibilité de gravures profondes permet de positionner directement les fibres optiques monomodes et d'aligner avec précision les entrées et les sorties des circuits optiques. Les gravures en "V" obtenues par attaque chimique préférentielle sont bien connues et donnent des sillons pré calibrés d'une grande reproductibilité. Des gravures en "U" peuvent également être obtenues par voie sèche ;
- la haute conductivité thermique du silicium permet l'hybridation directe des composants III-V et en particulier des diodes laser sur le substrat silicium ;
- les technologies sur silicium sont bien adaptées à la fabrication de composants actifs utilisant des terres rares. La faible solubilité de ces éléments dans la matrice de silice pure en limite cependant l'efficacité. Néanmoins, des amplificateurs optiques et des lasers intégrés ont été réalisés avec succès en utilisant cette filière technologique ;
- les couches piézo-électriques d'oxyde de zinc (ZnO) sont employées depuis longtemps sur silicium, silice ou nitride de silicium. Elles permettent le développement de composants acousto-optiques performants.

Les guides d'ondes sont fabriqués par dépôt de couches minces de type CVD (dépôt chimique en phase vapeur) obtenues par réaction chimique de gaz réactifs. L'apport d'énergie peut être thermique (LPCVD : CVD à basse pression, hydrolyse à flamme,...) ou thermoélectronique (PECVD : plasma enhanced CVD). La figure 1.3 montre une photo d'un guide fabriqué par dépôt de couches minces [26].

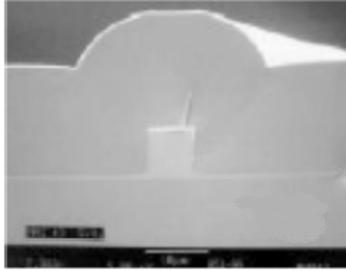


Figure 1.3 Exemple d'un guide d'onde fabriqué par dépôt de couches minces [26].

Trois filières technologiques sont développées.

- OIS1 (Optique Intégrée sur Silicium 1) : utilise la structure  $\text{Si}/\text{SiO}_2/\text{Si}_3\text{N}_4/\text{SiO}_2$ , comme le montre la figure 1.4. Elle présente un très fort indice de réfraction du cœur ( $2,014$  à la longueur d'onde  $0,62328 \mu\text{m}$ ) par rapport à la silice ( $1,46$  à la même longueur d'onde). Les modes guidés sont très fortement confinés. Les pertes sont inférieures à  $0,1 \text{ dB/cm}$  pour les guides planaires et de  $1$  à  $1,5 \text{ dB/cm}$  pour des guides avec confinement latéral d'une largeur de  $2 \mu\text{m}$  et de  $0,5$  à  $0,2 \text{ dB/cm}$  pour des guides de  $4$  à  $6 \mu\text{m}$  de largeur. Les guides OIS1 sont très sensibles à l'état de polarisation de la lumière.

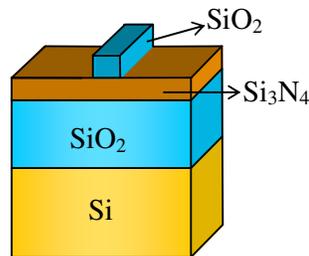


Figure 1.4 Structure Optique Intégrée sur Silicium 1.

- OIS2 : utilise une structure où le guide est enveloppé par une couche de  $\text{SiO}_2$ . Cette structure est très similaire à celle des fibres optiques monomodes du point de vue des variations d'indice entre le cœur et les substrats par rapport aux dimensions géométriques des guides. Le but de cette filière est d'améliorer la connectivité des fibres monomodes. Les pertes sont inférieures à  $0,1 \text{ dB/cm}$  pour des guides de largeur supérieure à  $4 \mu\text{m}$ . Les guides OIS2 présentent une biréfringence due à des contraintes internes qui donne une légère sensibilité à la polarisation (biréfringence  $\approx 10^{-4}$ ). La figure 1.5 nous montre un exemple de cette structure.

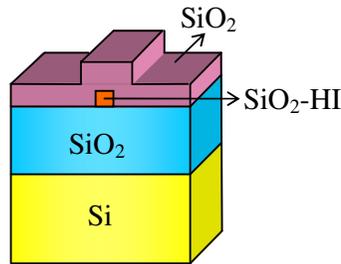


Figure 1.5 Structure Optique Intégrée sur Silicium 2.

- OIS3 : il s'agit simplement d'une superposition des structures OIS1 et OIS2. Les deux guides peuvent être considérés comme isolés l'un de l'autre dans la mesure où les vitesses de propagation dans chacune des structures sont différentes. L'intérêt de la filière OIS3 est de mettre en jeu des composants de couplage particulier permettant d'échanger la lumière entre les deux guides.

Les applications de la technologie du silicium sont le traitement du signal optique, les capteurs, les mémoires et les communications optiques.

### 1.2.3 Les semi-conducteurs III-V

Les matériaux de la famille des semi-conducteurs III-V sont des alliages entre ceux de la colonne III (Al, Ga, In) et de la colonne V (P, As et Sb) du tableau périodique des éléments.

L'avantage de la famille III-V est la possibilité d'utiliser des composés ternaires ou quaternaires. Il s'agit de matériaux semi-conducteurs cristallins constitués de trois ou quatre éléments dont les concentrations relatives peuvent être ajustées arbitrairement et indépendamment. Les variations de composition de ces alliages se traduisent par des variations de la largeur de leur bande interdite ainsi que de leur indice de réfraction [21]. La figure 1.6 montre un exemple de la variation d'indice de réfraction en fonction de la composition des alliages [20]. Il est possible de sélectionner les longueurs d'onde d'émission ou d'absorption ainsi que les autres propriétés optiques de ces matériaux en fonction de l'application envisagée. Les composés III-V possèdent d'importants coefficients électro-optiques pour la réalisation de dispositifs électro-optiques.

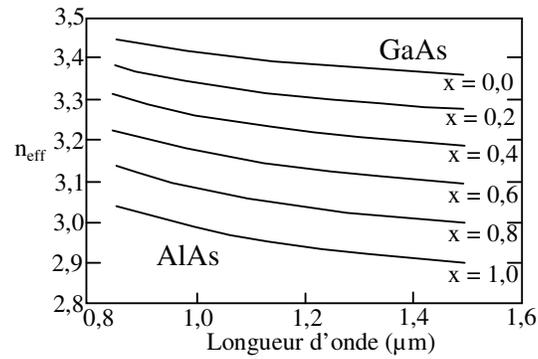


Figure 1.6 Variations de l'indice de réfraction de  $Al_xGa_{1-x}As$  [20].

Les guides d'ondes sont obtenus en gravant l'empilement des couches pour obtenir une structure en ruban comme le montre la figure 1.7 [19], en arête ou chargée.

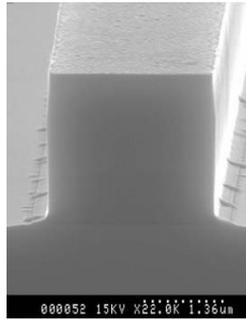


Figure 1.7 Guide d'onde en ruban [19].

Le fort contraste d'indice entre les semi-conducteurs ( $n \approx 3$ ) et l'air ( $n = 1$ ) permet d'obtenir un fort confinement du champ dans les structures.

Les applications de cette technologie sont très nombreuses : lasers, modulateurs, amplificateurs, détecteurs, commutateurs, coupleurs et filtres.

## 1.2.4 Les polymères

Les polymères suscitent beaucoup de travaux de recherche. Un de leur problème est la stabilité dans le temps. Une société semble avoir résolu ce problème et a mis sur le marché de nombreux dispositifs [32].

Les polymères les plus utilisés en optique intégrée sont les : acrylates, polymides, polyamides, polycarbonates, polyéthers, polyesters, olefins, siloxanes, silicones, résine

d'époxy, sol-gels, « polymer-dispersed liquid crystals » et les matrices de polymères pour les points quantiques (*quantum dots*).

Les pertes de propagation sont faibles, autour de 0,1 dB/cm pour la gamme de 1550 à 1610 nm de longueur d'onde, de 0,03 dB/cm pour la gamme de 1260 à 1360 nm et moins de 0,01 dB/cm pour la gamme de 800 à 900 nm [22].

Les guides réalisés avec des polymères peuvent présenter un fort confinement pour les guides enterrés (pour des circuits optiques actifs par exemple). L'indice de réfraction des polymères varie de 1,28 à 1,72 à 1550 nm. La valeur de la variation d'indice est contrôlée par la composition du matériau et peut varier de 0 à 30% [22].

Les matériaux organiques ont un coefficient thermo optique élevé et une conductivité thermique basse. Cette combinaison de caractéristiques est exploitée pour réaliser des composants optiques de communication de basse consommation comme des coupleurs accordables, des atténuateurs accordables et des filtres accordables.

Les films de polymères (1 nm à 10 nm d'épaisseur) peuvent être déposés sur pratiquement tous les substrats (verre, silicium, époxy de circuit imprimé, plastiques, etc.). Le processus typique de fabrication des guides d'ondes est la gravure de motifs par photo résistance. Les polymères non photosensibles nécessitent une étape de gravure ionique réactive (RIE). Les guides faits uniquement par gravure de motifs par photo résistance présentent moins de contraintes.

Les applications sont nombreuses, surtout dans le domaine des télécommunications optiques : commutateurs optiques comme celui de la figure 1.8 commercialisé par *Dupont* [32], coupleurs, "tapers", multiplexeurs/démultiplexeurs, composants thermo optiques (switchers, coupleurs accordables, filtres accordables), composants électro-optiques (modulateurs ultrarapides) et composants actifs (amplificateurs).



Figure 1.8 Commutateur 8x8 commercialisé par Dupont [32].

### 1.2.5 Le verre

L'intérêt d'utiliser le verre en optique intégrée vient de son faible coût, de son excellente transparence, de la possibilité de réaliser des guides insensibles à la polarisation, de sa rigidité mécanique et de sa large production industrielle. L'indice de réfraction du verre utilisé en optique intégrée est proche de celui des fibres optiques et, par conséquent, les pertes de couplage entre les guides d'ondes et la fibre optique peuvent être potentiellement très faibles [28].

Les différents processus de fabrication des guides d'ondes sur verre sont : la pulvérisation cathodique, le dépôt chimique en phase vapeur, l'implantation d'ions et l'échange ionique [28]. Cette dernière technique étant la plus utilisée. C'est celle que nous utilisons à l'IMEP. Elle sera, par conséquent, largement détaillée dans le chapitre 2. Nous nous contenterons dans cette section d'un très rapide résumé.

Les verres les plus utilisés sont les verres silicates, mais en fonction de l'application, des verres germanates et fluorides peuvent être utilisés. Pour la réalisation de dispositifs actifs, les verres phosphates dopés de terres rares sont employés [26]. Les guides d'ondes sont réalisés en surface ou sont enterrés, figure 1.9 [26]. Le processus d'enterrage peut être assisté par un champ électrique. Les pertes de propagation sont inférieures à 0,1 dB/cm.

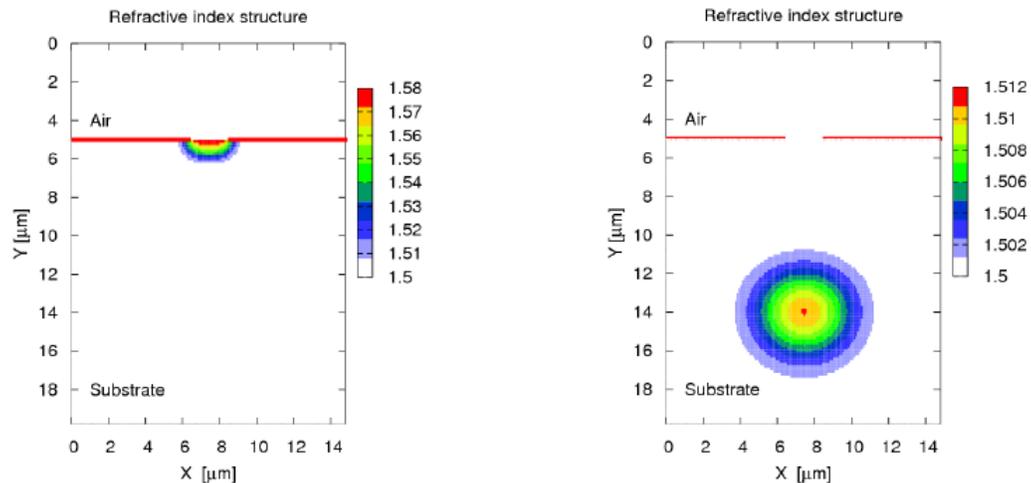


Figure 1.9 Simulation numérique de l'indice de réfraction des guides d'ondes optiques (gauche) de surface et (droite) enterré [26].

Les applications les plus courantes sont : les multiplexeurs, les capteurs de

grandeurs physiques, chimiques et biologiques, les amplificateurs optiques et les lasers. La figure 1.10a montre un composant réalisé en optique intégrée sur verre [26] et la figure 1.10b un produit industrialisé par *Teem Photonics* [33].

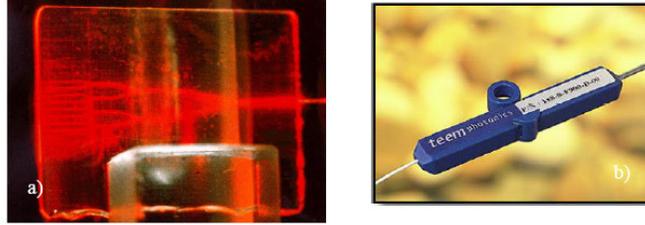


Figure 1.10 Exemples de réalisation en optique intégrée sur verre [26, 33].

Des études sont en cours pour la réalisation de dispositifs hybrides et pour la réalisation des guides d'ondes à différentes profondeurs (multilayers). C'est dans le premier contexte que s'inscrit le sujet de notre étude.

### 1.3 L'interaction acousto-optique

La première théorie du couplage d'une onde lumineuse avec une onde hypersonique a été faite par Léon Brillouin en 1914 et présentée dans les Comptes Rendus à l'Académie des Sciences [34]. Mobilisé pour la première Guerre Mondiale, Léon Brillouin ne publie cependant sa théorie qu'en 1921. Sa théorie prévoit qu'un liquide traversé par une onde hypersonique provoque des variations périodiques de contraintes qui créent, par effet photo élastique, des modifications de l'indice de réfraction, se comportant alors comme un réseau de diffraction pour la lumière [35]. A cette époque, les ondes hypersoniques étaient produites par des phénomènes d'agitation thermique, Léon Brillouin prévoit que sa théorie s'applique également aux ondes acoustiques entretenues, les ultrasons, engendrés par un transducteur piézoélectrique.

En 1930, le physicien Gross met expérimentalement en évidence le phénomène de diffusion de la lumière par les hyper sons [36] et, en 1932, Lucas et Biquard en France [37], et Debye et Sears aux Etats-Unis [38], font les premières expériences de diffraction de la lumière par des ultrasons.

La diffraction du premier ordre, avec un angle d'incidence non nul, comme l'a prédit Brillouin, a été observée par Roytow en 1935. En 1936, Raman et Nath développent le modèle d'interaction acousto-optique pour plusieurs ordres [39]. Il faudra attendre 1956 pour que Phariseau réalise cette expérience [40].

Ces résultats ont entraîné, dans les années qui suivirent, toute une série d'études à la fois théoriques et expérimentales. En effet, ce type d'interaction acousto-optique, appelé alors *diffusion Brillouin*, s'est rapidement avéré être un puissant moyen d'investigation spectroscopique des vibrations thermiques dans les solides et les liquides.

Depuis les années 1970, le développement des lasers associé à celui des céramiques piézoélectriques, qui permettent de générer facilement des ondes acoustiques dont les fréquences coïncident avec celles du spectre radiofréquence et hyperfréquence, a fait apparaître de nombreux dispositifs qui sont basés sur l'effet acousto-optique. Ces composants optoélectroniques permettent de moduler la lumière aussi bien en amplitude qu'en phase, de défléchir un faisceau lumineux, ou encore de décaler la fréquence optique d'un laser d'une valeur parfaitement déterminée par celle de l'onde acoustique.

### 1.3.1 L'interaction acousto-optique en optique de volume

La plupart des dispositifs acousto-optiques exploitent le phénomène de la diffraction de la lumière par une onde acoustique dans un milieu transparent (à la longueur d'onde lumineuse considérée). Les ondes acoustiques, produites normalement par un transducteur piézoélectrique, provoquent dans le milieu une variation d'indice périodique. Celle-ci se comporte comme un réseau optique de pas  $\Lambda = 2\pi v/\omega_A$ , où  $v$  est la vitesse de l'onde acoustique et  $\omega_A$  est la fréquence angulaire de l'onde acoustique dans le milieu. Notons que  $\Lambda$  est également la longueur d'onde acoustique. Comme la vitesse  $v$  est très inférieure à la vitesse des photons, le réseau peut être considéré comme stationnaire vis-à-vis du faisceau lumineux incident, l'effet du déplacement se traduisant uniquement par un changement de fréquence optique dû à l'effet Doppler. Sous certaines conditions, ce réseau a la propriété de diffracter la lumière.

La figure 1.11 représente une expérience typique de diffraction de la lumière où l'onde lumineuse est soit une onde plane soit un faisceau gaussien de diamètre  $D$  supérieur à plusieurs longueurs d'onde acoustiques ( $D > 5\Lambda$ ).

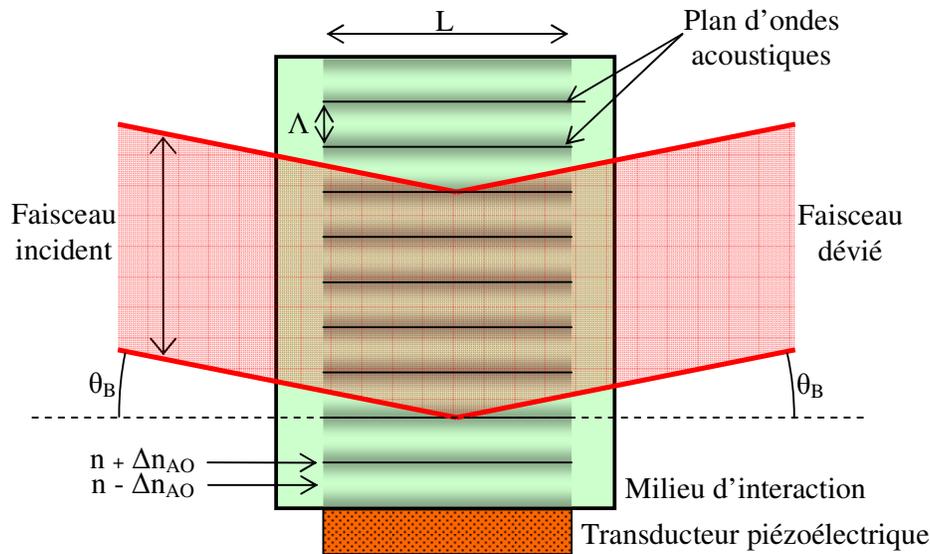


Figure 1.11 Expérience type de diffraction de la lumière par les ultrasons.

Il y a deux types de diffraction de la lumière et pour les caractériser, nous nous servons du paramètre  $Q$  sans dimension [41] :

$$Q = \frac{\lambda L}{\Lambda^2}, \quad (1.1)$$

où  $\lambda$  est la longueur d'onde lumineuse dans le milieu et  $L$  la longueur d'interaction, voir par exemple la figure 1.11.

Quand  $Q > 1$ , il n'y a qu'un seul faisceau diffracté, c'est la diffraction de Bragg. L'angle de déviation du faisceau lumineux est alors égal à :

$$\theta_{\text{diffracté}} = \arcsin\left(\frac{\lambda}{\Lambda}\right), \quad (1.2)$$

et l'angle de Bragg ( $\theta_B$ ) est égal à  $\theta_{\text{diffracté}}/2$ . La proportion  $\eta$  de lumière diffractée maximale est égal à :

$$\eta = \sin^2(\xi/2), \quad (1.3)$$

avec :

$$\xi = \frac{2\pi L}{\lambda_0} \Delta n_{\text{AO}}, \quad (1.4)$$

où  $\lambda_0$  est la longueur d'onde optique dans le vide et  $\Delta n_{\text{AO}}$  est l'amplitude des variations de l'indice de réfraction due à l'effet acousto-optique.

Quand  $Q \ll 1$ , la lumière est diffractée en plusieurs faisceaux correspondant aux différents ordres de diffraction désignés par  $0, \pm 1, \pm 2, \dots, \pm J$ . Nous parlons cette fois-ci de la diffraction de Raman et Nath. Les angles de diffraction de chaque ordre  $j$  sont donnés par :

$$\theta_j = j\lambda/\Lambda. \quad (1.5)$$

Le faisceau incident est normal ou quasi-normal par rapport à la direction de propagation de l'onde acoustique. L'intensité des faisceaux diffractés d'ordre  $j$  est donnée par :

$$I_j/I_i = J_j^2(\xi), \quad (1.6)$$

où  $J_j$  sont les fonctions de Bessel de première espèce d'ordre  $j$ . La figure 12 montre les intensités lumineuses pour la diffraction dans le régime de Raman et Nath en fonction de  $\xi$ . Pour les indices de modulation faibles, seuls les ordres  $+1$  et  $-1$  apparaissent, symétriques par rapport au faisceau central.

Les pulsations optiques de chaque ordre de faisceau diffracté ( $\omega_j$ ) sont modifiées comme suit :

$$\omega_j = \omega \pm j \cdot \omega_A \quad (1.7)$$

où  $\omega_A$  est la fréquence angulaire de l'onde acoustique et  $\omega$  est la fréquence d'onde optique.

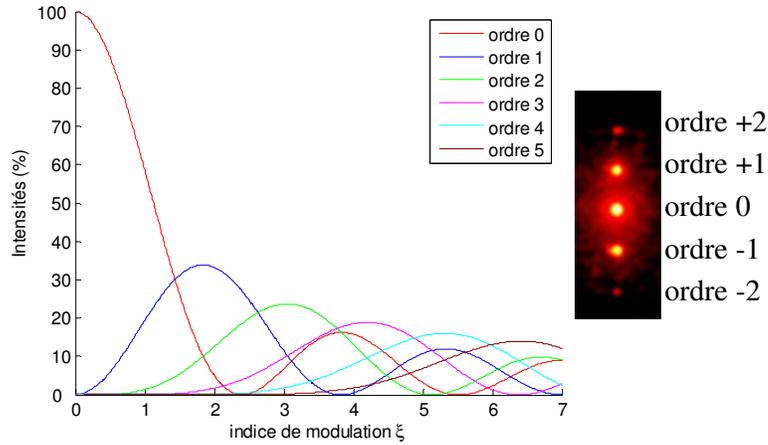


Figure 1.12 Intensité des différents ordres des raies de diffraction en fonction de l'indice de modulation  $\xi$  dans le régime de Raman et Nath.

L'efficacité de l'interaction acousto-optique des composants dépend de la caractéristique photo élastique du milieu. Normalement, cette efficacité est caractérisée par le facteur de mérite acousto-optique  $M_2$  [42]. La variation de l'indice de réfraction due à l'effet acousto-optique dépend du facteur de mérite  $M_2$  et de l'intensité de l'onde acoustique,  $I_A$  :

$$\Delta n_{AO} = \sqrt{\frac{1}{2} M_2 I_A} . \quad (1.8)$$

Plusieurs études ont été faites pour déterminer le facteur de mérite des matériaux et aussi leurs caractéristiques acoustiques et optiques. Le tableau 1.2 montre quelques matériaux généralement utilisés pour les dispositifs acousto-optiques de volume [41].

Tableau 1.2 Caractéristiques des matériaux utilisés pour les dispositifs acousto-optiques en optique de volume [41].

Matériau	$\lambda$ (nm) pour l'application AO	Polarisation du faisceau incident	Indice de réfraction @ $\lambda$ (nm)	Vitesse longitudinale de l'onde acoustique	$M_2$ @ $\lambda$ (nm)
Ge	2500 - 11000	Linéaire //	4@10600	5500 m/s	180@10600
Verre dopé	500 - 650	Non polarisé	2,09@633	3400 m/s	24@633
Ge <sub>33</sub> As <sub>12</sub> Se <sub>55</sub>	1100 - 1700	Non polarisé	2,59@1064	2520 m/s	248@1064
As <sub>2</sub> S <sub>3</sub>	700 - 900	Non polarisé	2,46@1150	2600 m/s	433@633
PbMoO <sub>4</sub>	450 - 1100	Non polarisé	2,26@633	3630 m/s	36@633
TeO <sub>2</sub>	450 - 1100	Linéaire $\perp$	2,26@633	4200 m/s	34@633
TeO <sub>2</sub>	350 - 4500	Circulaire	2,26@633	620 m/s	1200@633
SiO <sub>2</sub>	200	Linéaire $\perp$	1,46@633	5960 m/s	1,5@633
SiO <sub>2</sub>	200	Non polarisé	1,46@633	3760 m/s	0,5@633

Comme applications directes de la cellule de Bragg, on peut citer les modulateurs [43-45], les déflecteurs [46-54], les commutateurs [55-58], les déplacements de fréquence [59-61] et les filtres accordables [62-69]. Les applications commerciales sont déjà nombreuses comme les imprimantes laser, les scanners, l'imagerie spectroscopique médicale, les vélocimètres lasers, les analyseurs de polarisation, les filtres spatiaux, comme le montre la figure 1.13 [62], les déflecteurs pour des spectacles lasers, comme nous pouvons le voir sur la figure 1.14 [70], etc.

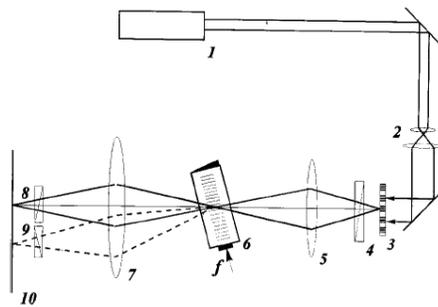


Figure 1.13 Filtre spatial acousto-optique de V. B. Voloshinov, T. M. Babkina et V. Y. Molchanov [62].



Figure 1.14 Spectacle laser réalisé avec un dispositif acousto-optique de AA Opto-Electronic [70].

Certaines applications utilisent des variantes de la cellule de Bragg typique, comme par exemple le filtre accordable de la figure 1.15 développé par J. Sapriel et al. [60], et le déflecteur multidimensionnel de Zhao Qida et al. montré sur la figure 1.16 (gauche) et le multi déflecteur de la figure 1.16 (droite) mis au point par Y. Mevel, V. Quintard, A. Perennou, H.W. Li et J. Le Bihan [55].

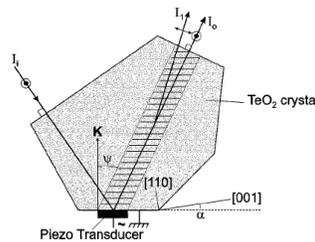


Figure 1.15 Filtre acousto-optique accordable en longueur d'onde en optique de volume développé par J. Sapriel et al. [60].

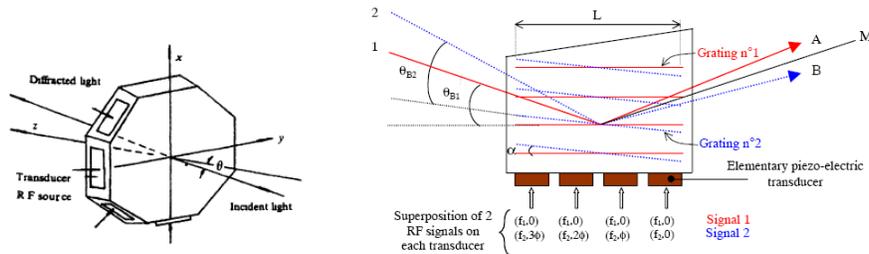


Figure 1.16 Déflecteur multidimensionnel 2D de Zhao Qida et al. [71] et multi déflecteur acousto-optique en optique de volume mise au point par Y. Mevel et al. [55].

### 1.3.2 L'interaction acousto-optique dans une fibre optique

Pour l'interaction acousto-optique dans une fibre, Hao Li et al. [72, 73] ont procédé comme suit. Ils ont tendu la fibre optique comme dans une guitare. Une perturbation mécanique produite à une des extrémités parcourt toute la fibre, comme le montre la figure 1.17. Le couplage de l'onde acoustique est réalisé par un sonotrode qui permet d'augmenter son efficacité. Des variantes de cette configuration sont présentées par M. S. Kang [74], par Ming-Yue Fu [77] et par P. Z. Dashti [78]. Les applications sont les modulateurs en phase et les filtres accordables [72-78]. La longueur d'interaction acousto-optique est de quelques dizaines de centimètres pour les filtres accordables et de quelques millimètres pour les modulateurs.

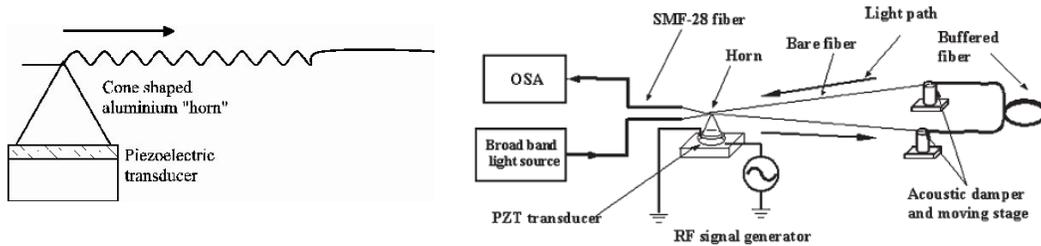


Figure 1.17 Filtre acousto-optique accordable en longueur d'onde en fibre optique [72, 73].

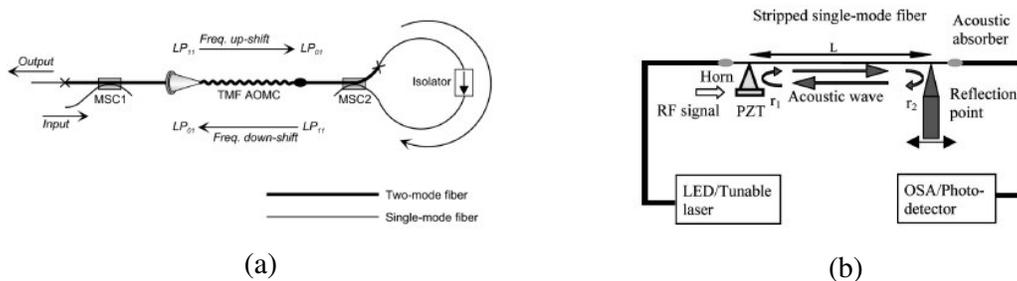


Figure 1.18 Composants acousto-optiques en fibre optique. Dans la figure a, la sonotrode génère les ondes acoustique dans la direction de propagation de la lumière [74] et en b il y a un point de réflexion pour créer une cavité Fabri-Pérot [78].

### 1.3.3 L'interaction acousto-optique en optique intégrée

Les matériaux utilisés pour l'acousto-optique en optique intégrée ont un grand facteur de mérite comme le niobate de lithium ( $\text{LiNbO}_3$ ), le silicium et les semi-conducteurs III-V avec une couche d'oxyde de zinc ( $\text{ZnO}/\text{SiO}_x$  et  $\text{ZnO}/\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ ). Ces composants utilisent une onde de surface, générée normalement par un peigne gravé directement sur le substrat. L'autre avantage de ces matériaux est de pouvoir réaliser un guide d'onde acoustique par dépôt de couche mince sur le substrat. Ce guide d'onde acoustique confine l'onde de surface dans une région précise et augmente l'efficacité de l'interaction. L'onde de surface va créer des variations périodiques sur les guides et ces variations forment un réseau de Bragg. Les applications sont celles associées au réseau de Bragg comme les commutateurs des figures 1.18, 1.19 et 1.20, les filtres accordables des figures 1.21 et 1.22, et les modulateurs de la figure 1.23. La longueur de l'interaction est de quelques centimètres.

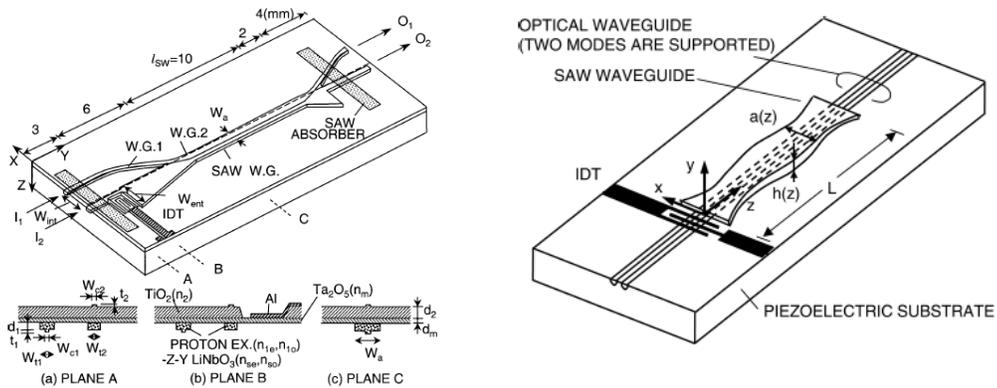


Figure 1.18 Commutateurs acousto-optiques proposés par Nobuo Goto et Yasumitsu Miyasaki [79, 80].

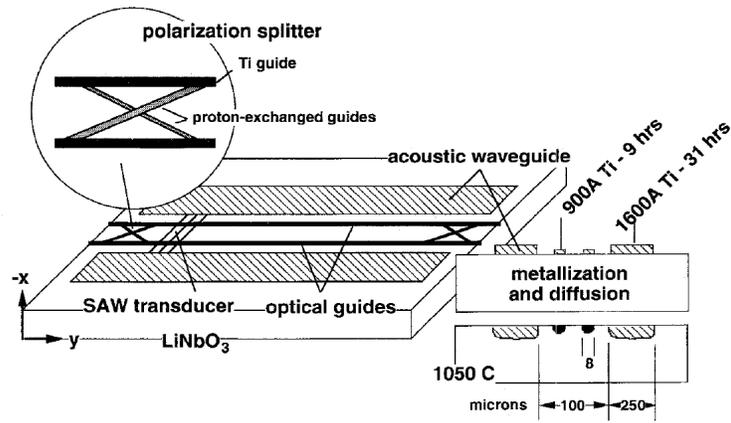


Figure 1.19 Commutateur en longueur d'onde acousto-optique proposé par David A. Smith et al. [81].

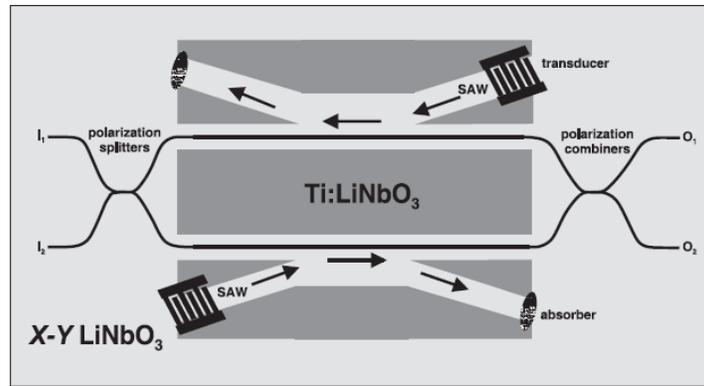


Figure 1.20 Commutateur accordable 2x2 acousto-optique proposé O. A. Peverini, R. Orta et R. Tascone [82].

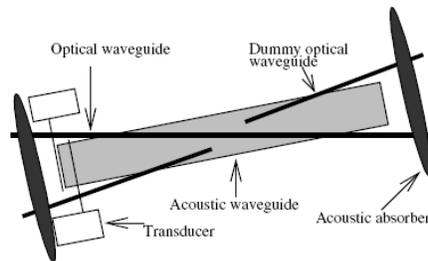


Figure 1.21 Filtre acousto-optique accordable en longueur d'onde proposé par H. Mendis et al. [83].

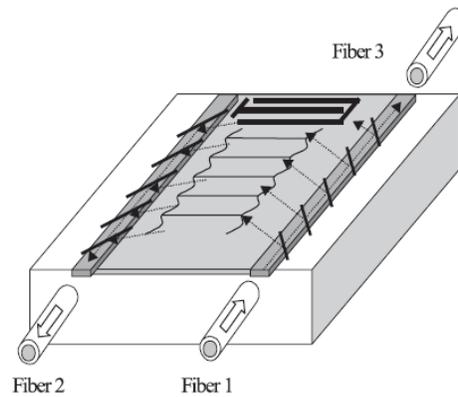


Figure 1.22 Filtre acousto-optique accordable en longueur d'onde proposé par A. Tsarev [84].

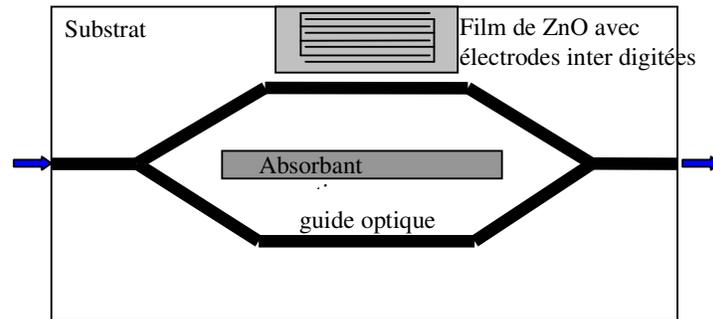
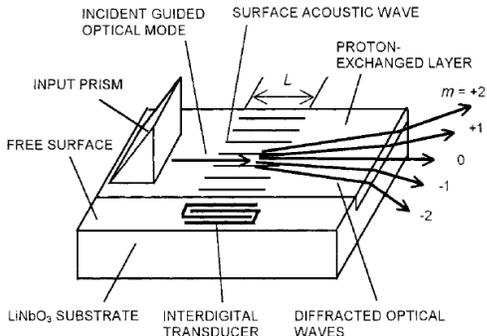
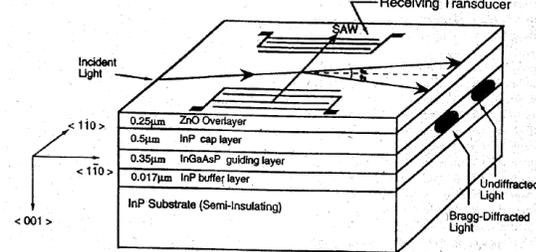
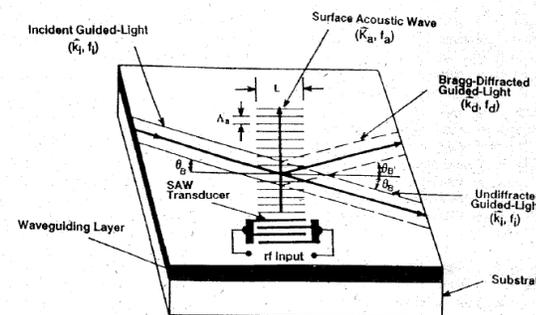
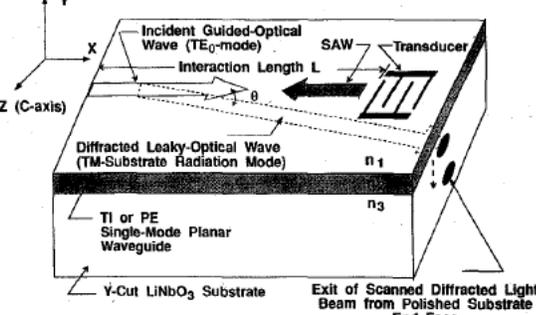


Figure 1.23 Modulateur de phase acousto-optique sur optique intégrée sur Si proposé par E. Bonnotte et al. [85].

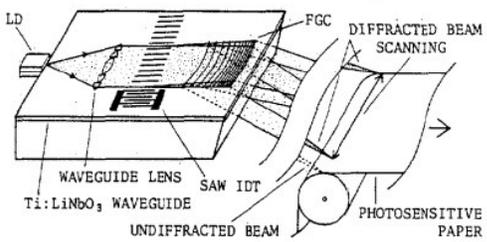
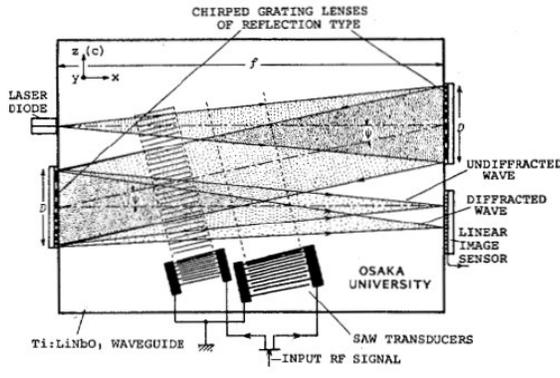
Il est aussi possible de réaliser des dispositifs acousto-optiques intégrés avec un guide plan. Le principe de base est le même que celui de l'acousto-optique en optique de volume. L'onde lumineuse va être diffractée par l'onde acoustique. La direction de l'onde de surface est normale ou quasi-normale par rapport à direction de l'onde lumineuse. Nous présentons dans le tableau 1.3 un bref descriptif des composants proposés dans la littérature ainsi que leur schéma de principe.

Tableau 1.3 Dispositifs acousto-optiques d'optique intégrée avec des guides plans.

Description	Dispositif
<p>Auteurs : R. Rimeika, D. Čiplys et S. Balakauskas [86]                      Matériaux : <math>\text{LiNbO}_3</math>                      Fonction : défecteur acousto-optique</p>	
<p>Auteurs : C. S. Tsai, B. Sun et A. Kar-Roy [87]                      Matériaux : InP/InGaAs/InP                      Fonction : défecteur acousto-optique</p>	
<p>Auteur : C. S. Tsai [88]                      Matériaux : <math>\text{LiNbO}_3</math>                      Fonction : modulateur acousto-optique</p>	
<p>Auteurs : G. D. Xu et C. S. Tsai [89]                      Matériaux : <math>\text{LiNbO}_3</math>                      Fonction : analyseur de puissance spectrale acousto-optique</p>	

<p>Auteurs : Zhang Bin, Pan Zhenwu, Mi Bin et Tang Quan'an [90]</p> <p>Matériaux : verre</p> <p>Fonction : transposition de fréquence acousto-optique</p>	
<p>Auteur : C. S. Tsai [91]</p> <p>Matériaux : LiNbO<sub>3</sub></p> <p>Fonction : analyseur de spectre interférométrique acousto-optique</p>	
<p>Auteur : C. S. Tsai [91].</p> <p>Matériaux : LiNbO<sub>3</sub></p> <p>Fonction : analyseur de spectre interférométrique acousto-optique double</p>	
<p>Auteurs : T. Suhara, S. Fujiwara et H. Nishihara [92]</p> <p>Matériaux : Ti:LiNbO<sub>3</sub></p> <p>Fonction : analyseur de spectre acousto-optique avec lentilles de Fresnel</p>	

<p>Auteurs : M. K. Barnoski et al. [93]          Matériaux : Ti:LiNbO<sub>3</sub>          Fonction : analyseur de spectre acousto-optique avec lentilles geodesic</p>	
<p>Auteurs : T. Suhara, T. Shiono, H. Nishihara et J. Koyama [92]          Matériaux : Silicium          Fonction : processeur de Fourier</p>	
<p>Auteurs : T. Q. Vu, C. S. Tsai et Y. C. Kao [94]          Matériaux : GaAs          Fonction : analyseur de spectre acousto-optique</p>	
<p>Auteur : C. S. Tsai [95]          Matériaux : LiNbO<sub>3</sub>          Fonction : analyseur de spectre acousto-optique avec interaction hybride</p>	

<p>Auteur : N. Nozaki, T. Suhara et H. Nishihara [96]          Matériaux : <math>\text{Ti:LiNbO}_3</math>          Fonction : tête d'imprimante</p>	
<p>Auteur : T. Suhara, H. Nishihara et J. Koyama [92]          Matériaux : <math>\text{Ti:LiNbO}_3</math>          Fonction : analyseur de spectre acousto-optique avec lentilles en réseau</p>	

Nous constatons, à la lecture de ces différents travaux, que les dispositifs acousto-optiques utilisant un guide plan sont basés sur le principe de la cellule de Bragg vue en optique de volume. Avec cette structure il est possible de réaliser des nombreuses applications et certaines d'elles sont commercialisées. On constate également que le matériau le plus utilisé est le niobate de lithium et que tous les substrats sont des matériaux piézoélectriques. A notre connaissance, il n'y a aucun travail utilisant des substrats passifs tels que le verre.

## 1.4 Conclusion

Nous avons présenté dans ce chapitre les différentes technologies utilisées pour l'optique intégrée. Chaque technologie a des avantages et des inconvénients ; de nombreuses applications ont été réalisées avec chacune de ces technologies, ce qui nous permet de faire une comparaison entre elles. Le tableau 1.4 reprend les propriétés des différents matériaux utilisés en optique intégrée et les tableaux 1.5a et 1.5b sont une synthèse des relations entre la fonction optique et les matériaux utilisés en optique intégrée [26, 97].

Tableau 1.4 Propriétés des matériaux utilisés pour l'optique intégrée à la longueur d'onde de 1550 nm [26, 97].

	Perte par propagation (dB/cm)	Indice de réfraction (n)	Variation d'indice ( $\Delta n$ )	Biréfringence ( $n_{TE} - n_{TM}$ )	T.O. $dn/dT$ ( $K^{-1}$ )	Fréquence de Modulation	Passif et Actif
Silice ( $SiO_2$ )	0,1	1,44-1,47	0 – 4% (canal)	$10^{-4} - 10^{-2}$	$10^{-5}$	1kHz (T.O.)	P/A
Silicium (Si)	0,1	3,4757	70% (ruban)	$10^{-4} - 10^{-2}$	$1,8 \times 10^{-4}$	1kHz (T.O.)	P/A
Silicium Oxynitride ( $SiO_xN_y$ )	0,1	$SiO_2$ : 1,44-1,47 $Si_3N_4$ : 1,9905	0 – 30% (canal)	$5 \times 10^{-6} - 10^{-3}$	$10^{-5}$	1kHz (T.O.)	P
Polymères	0,1	1,3 – 1,7	0 – 35% (canal)	$10^{-6} - 10^{-2}$	$-1 \rightarrow -4 \times 10^{-4}$	100 GHz (E.O.)	P/A
Niobate de Lithium ( $LiNbO_3$ )	0,5	$n_o=2,2125$ $n_e=2,1377$	0 – 0,5% (canal)	$10^{-2} - 10^{-1}$	$10^{-5}$	40 GHz (E.O.)	P/A
Arséniure de Gallium (GaAs)	0,5	3,3737	0 – 14% (ruban)	$10^{-3}$	$2,5 \times 10^{-4}$	20 GHz (E.O.)	P/A
Phosphure d'Indium (InP)	3	3,1	0 – 3% (canal)	$10^{-3}$	$0,8 \times 10^{-4}$	40 GHz (E.O.)	P/A
Verre*	0,05	1,44-2,02 1,5**	0 – 6% (canal)	$10^{-6} - 10^{-4}$	-	-	P/A

E.O. : Electro-optique

T.O. : Thermo optique

\* Le verre est un terme générique qui désigne un grand nombre de matériaux différents.

\*\* Valeur moyenne pour les verres utilisées à l'IMEP.

Tableau 1.5a Fonctions optiques pouvant être réalisées avec les matériaux utilisés pour l'optique intégrée [26, 97].

	Lasers	Amplificateurs	Modulateurs	Coupleurs	Contrôle de Polarisation	Atténuateurs
Silice (SiO <sub>2</sub> )	X	X		X	X	X
Silicium (Si)	X	X	X	X	X	X
Silicium Oxynitride (SiO <sub>x</sub> N <sub>y</sub> )				X	X	X
Polymères	X	X	X	X	X	X
Niobate de Lithium (LiNbO <sub>3</sub> )	X	X	X	X	X	X
Arséniure de Gallium (GaAs)	X	X	X	X		X
Phosphure d'Indium (InP)	X	X	X	X		X
Verre	X	X		X		X

Tableau 1.5b Fonctions optiques pouvant être réalisées avec les matériaux utilisés pour l'optique intégrée [26, 97].

	Commutateurs	Détecteurs	Convertisseur de longueur d'onde	Compensateur PMD	Filtres	Compensateur dispersion chromatique
Silice (SiO <sub>2</sub> )	X			X	X	X
Silicium (Si)	X	X			X	
Silicium Oxynitride (SiO <sub>x</sub> N <sub>y</sub> )	X				X	
Polymères	X	X		X	X	X
Niobate de Lithium (LiNbO <sub>3</sub> )	X	X	X	X	X	
Arséniure de Gallium (GaAs)	X	X			X	
Phosphure d'Indium (InP)	X	X	X		X	
Verre	X					

Le tableau 1.7 montre les matériaux les plus utilisés aujourd'hui pour chaque fonction optique [97]. Le verre, avec ses guides de hautes qualités, est utilisé pour la réalisation de composants optiques passifs comme les commutateurs et les capteurs de grandeurs physiques, astronomiques et biologiques. Par contre, il est peu utilisé pour fabriquer des composants qui réalisent des fonctions optiques non linéaires.

Tableau 1.7 Fonctions optiques et matériaux les plus performants en optique intégrée [97].

Fonction Optique	Matériaux les plus performants
Lasers	InP, GaAs
Amplificateurs	Silice dopé Er, InP
Détecteurs	InP, GaAs
Modulateurs	LiNbO <sub>3</sub> , InP
Contrôleurs de polarisation	LiNbO <sub>3</sub>
Coupleurs	Tous
Multiplexeurs/démultiplexeurs	Silice et Silicium oxynitride
Filtres accordables	Polymères
Commutateurs	Polymères
Atténuateurs	Polymères
Convertisseurs de longueur d'onde	InP, LiNbO <sub>3</sub>
Compensateurs de dispersion chromatique	Silice, Polymères, LiNbO <sub>3</sub>
Compensateurs PMD	Silice, Polymères, LiNbO <sub>3</sub>

L'interaction acousto-optique a été développée pour l'optique de volume en utilisant des cristaux avec un grand facteur de mérite. Pour l'optique intégrée, l'interaction acousto-optique est développée surtout avec les matériaux ferroélectriques et les semi-conducteurs qui permettent de réaliser des guides d'ondes optiques de bonne qualité et qui possèdent un fort facteur de mérite. Pour les semi-conducteurs, il est nécessaire de réaliser une couche d'oxyde de zinc pour générer les ondes de surface. A notre connaissance, dans l'état de l'art actuel, il n'y pas de recherche concernant l'interaction acousto-optique en optique intégrée sur verre et c'est là que réside l'intérêt de la présente étude.

## **Chapitre 2**

# **L'optique intégrée et les ondes acoustiques**

### **2.1 Introduction**

Dans ce deuxième chapitre, nous présentons la théorie de l'optique intégrée sur verre et les ondes acoustiques. L'association des deux nous permet de fabriquer des composants hybrides capables d'ajouter de nouvelles fonctions aux dispositifs d'optique intégrée existants.

La première partie de ce chapitre est consacrée à l'optique intégrée : rappel du guidage optique, la fabrication et la caractérisation des guides optiques intégrés sur verre. La seconde partie est dédiée aux ondes acoustiques : les différents types d'ondes, les milieux de propagation et les propriétés des matériaux piézoélectriques.

### **2.2 Optique intégrée sur verre**

Les communications optiques ont pu se développer après l'invention du laser et la production de la fibre optique dans les années 60. Petit à petit, les systèmes existants ont été remplacés par des systèmes optiques et la conduite de composants totalement optiques pour réaliser d'autres fonctions en télécommunications comme des commutateurs, des modulateurs, des récepteurs, des diviseurs, etc.... crée, à la fin des années soixante, le concept d'optique intégrée [1]. Aujourd'hui, l'optique intégrée ne se limite pas aux composants pour les télécommunications mais permet également la réalisation de capteurs [3].

Pour ce faire, le chemin que parcourt la lumière doit être soigneusement contrôlé. Ce contrôle est obtenu en utilisant des guides d'ondes qui peuvent être faits par différents processus comme nous l'avons vu dans le chapitre 1.

Les guides d'ondes confinent le champ électromagnétique dans une petite région de l'espace. Il y a deux principaux types de guide d'onde : le guide d'onde plan, figure 2.1 – gauche, où la lumière n'est confinée que dans une seule dimension et le guide d'onde de type canal, figure 2.1 – droite, où le confinement se fait dans les deux dimensions transversales.

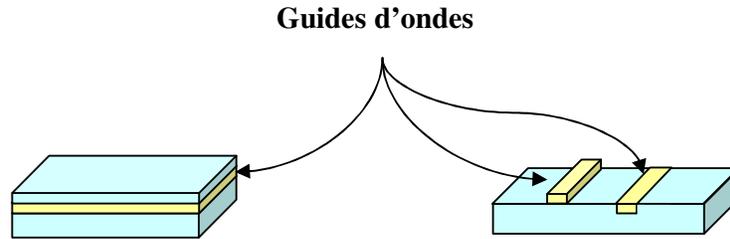


Figure 2.1 Guides d'ondes optiques. Gauche guide plan, droite guide type canal.

### 2.2.1 Théorie électromagnétique du guide plan

Le guide plan à saut d'indice est le guide optique le plus simple à décrire mathématiquement [98]. Sa géométrie à deux dimensions  $(0, x, z)$  et le fait que  $n$  soit constant dans les trois couches du guide nous permettent d'effectuer les calculs de manière analytique. L'étude du guide plan est la première approche pour comprendre les guidages optiques plus complexes comme ceux utilisés dans les circuits en optique intégrée.

Le guide plan de la figure 2.2 est formé par une couche d'indice de réfraction  $n_1$  (cœur), comprise entre un substrat et un superstrat, d'indices de réfraction respectifs  $n_2$  et  $n_3$  avec :  $n_1 > n_2 \geq n_3$ . Si  $n_2 = n_3$  le guide plan est dit symétrique et si  $n_2 \neq n_3$  le guide plan est asymétrique.

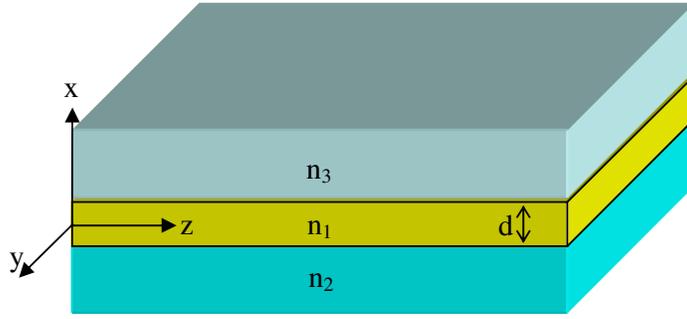


Figure 2.2 Guide plan.

Pour décrire complètement les modes guidés dans le guide plan, nous utilisons les équations de Maxwell. Pour un matériau diélectrique isotrope non chargé, les équations de Maxwell peuvent être écrites sous la forme :

$$\nabla_{\wedge} \vec{E}(\vec{r}) = -j\omega\mu\vec{H}(\vec{r}) \text{ et} \quad (2.1)$$

$$\nabla_{\wedge} \vec{H}(\vec{r}) = j\omega\varepsilon\vec{E}(\vec{r}), \quad (2.2)$$

où  $\vec{E}$  et  $\vec{H}$  représentent le champ électrique et magnétique respectivement et  $\vec{r}$  est le vecteur qui représente la position dans l'espace par rapport à une origine fixée préalablement.

L'équation d'onde pour le champ électrique  $\vec{E}$  est obtenue en calculant le rotationnel des termes de l'équation 2.1 :

$$\vec{\nabla}^2 \vec{E}(\vec{r}) + \omega^2\mu_0\varepsilon_0n^2\vec{E}(\vec{r}) = 0, \quad (2.3)$$

où  $\omega$  est la pulsation de l'onde,  $\mu_0$  et  $\varepsilon_0$  sont la perméabilité magnétique et la permittivité électrique du vide,  $n$  est l'indice de réfraction du milieu.

Nous faisons de même pour l'équation d'onde pour le champ magnétique  $\vec{H}$  :

$$\vec{\nabla}^2 \vec{H}(\vec{r}) + \omega^2\mu_0\varepsilon_0n^2\vec{H}(\vec{r}) = 0. \quad (2.4)$$

Les solutions de ces équations d'onde pour les champs électrique et magnétique peuvent être séparées en deux groupes d'équations indépendants. Un groupe d'équations qui relie entre elles les composantes  $E_y$ ,  $H_x$  et  $H_z$ , appelé solution *transverse électrique* ou **TE** et un autre groupe d'équations qui relie les composantes  $H_y$ ,  $E_x$  et  $E_z$ , appelé solution *transverse magnétique* ou **TM**.

Pour les modes guidés, le champ dans le cœur est oscillatoire, tandis que pour le substrat et le superstrat il est exponentiel évanescent. Dans chacune des régions du guide, la forme générale du champ est alors la suivante :

$$X(x, z) = \begin{cases} A_3 \cdot \exp[-\alpha_{3x}(x-d/2)] & x > d/2 \\ A_1 \cdot \cos(k_{1x}x + \psi) & |x| \leq d/2 \\ A_2 \cdot \exp[\alpha_{2x}(x+d/2)] & x < -d/2 \end{cases} \cdot \exp(-jk_z z) \quad (2.5)$$

où  $X$  représente  $E_y$  pour la polarisation TE et  $H_y$  pour la polarisation TM et où les constantes de propagation transverses sont définies pour chaque région :

$$\alpha_{3x} = k_0 \sqrt{n_3^2 - n_0^2}; \quad (2.6)$$

$$\alpha_{2x} = k_0 \sqrt{n_2^2 - n_0^2}; \quad (2.7)$$

$$k_{1x} = k_0 \sqrt{n_1^2 - n_0^2}, \quad (2.8)$$

où  $k_0 \equiv \omega \sqrt{\mu \epsilon_0}$ .

Les équations de Maxwell imposent que les composantes tangentielles des champs  $\vec{E}$  et  $\vec{H}$  soient continues à l'interface entre deux milieux diélectriques et que les composantes normales des vecteurs  $\vec{D}$  et  $\vec{B}$  soient également continues.

### Polarisation TE

Dans le cas de la polarisation TE, ceci se traduit par la continuité aux deux interfaces des composantes tangentielles  $E_y$  et  $H_z$ , et également par la continuité de la composante  $H_x$ .

La composante tangentielle  $H_z$  est calculée à partir de  $E_y$  :

$$H_z = \frac{j}{\omega \mu_0} \frac{\partial E_y}{\partial x}, \quad (2.9)$$

tout comme la composante  $H_x$  :

$$H_x = \frac{-n_0 k_0}{\omega \mu_0} E_y. \quad (2.10)$$

### Polarisation TM

Les conditions de continuité pour la polarisation TM impose la continuité des composantes  $H_y$  et  $E_z$  ainsi que celle de  $D_x$ . Celles-ci sont fonction de  $H_y$  :

$$E_z = \frac{j}{n^2 \omega \mu_0} \frac{\partial H_y}{\partial x}, \quad (2.11)$$

$$E_x = \frac{n_0 k_0}{n^2 \epsilon_0} \omega H_y. \quad (2.12)$$

Pour les deux polarisations, aux deux interfaces  $x = \pm d/2$ , nous trouvons les conditions générales suivantes :

$$A_3 = A_1 \cos(k_{1x}d/2 + \psi) \quad (2.13)$$

et

$$-\alpha_{3x}A_3 = -k_{1x}A_1 \sin(k_{1x}d/2 + \psi); \quad (2.14)$$

$$A_2 = A_1 \cos(-k_{1x}d/2 + \psi) \quad (2.15)$$

et

$$\alpha_{2x}A_2 = -k_{1x}A_1 \sin(-k_{1x}d/2 + \psi). \quad (2.16)$$

En divisant 2.14 par 2.13 :

$$k_{1x}d/2 + \psi = \arctan\left(\frac{\alpha_{3x}}{k_{1x}}\right) + m\pi; \quad m = 0, 1, 2, \dots \quad (2.17)$$

De même, par division de 2.15 par 2.16 :

$$k_{1x}d/2 - \psi = \arctan\left(\frac{\alpha_{2x}}{k_{1x}}\right) + m\pi; \quad m = 0, 1, 2 \dots \quad (2.18)$$

Nous faisons enfin la somme de 2.17 et de 2.18 et trouvons :

$$dk_0 \sqrt{n_1^2 - n_{\text{eff}}^2} - \arctan\left(\left[\frac{n_1}{n_3}\right]^p \sqrt{\frac{n_{\text{eff}}^2 - n_3^2}{n_1^2 - n_{\text{eff}}^2}}\right) - \arctan\left(\left[\frac{n_1}{n_2}\right]^p \sqrt{\frac{n_{\text{eff}}^2 - n_2^2}{n_1^2 - n_{\text{eff}}^2}}\right) = m\pi, \quad (2.19)$$

où  $n_{\text{eff}} = \sqrt{\epsilon_{\text{eff}}/\epsilon_0}$ .  $p$  vaut 0 si nous considérons la polarisation TE ou 2 si la polarisation est TM. Le terme  $m$  est un entier et représente l'ordre du mode guidé. Cette équation est l'équation de dispersion.

Pour une longueur d'onde  $\lambda$  fixe, l'équation de dispersion pour le guide plan a un ensemble fini et discret de solutions pour les modes de propagation dits guidés. Chaque mode est caractérisé par son indice effectif  $n_{\text{eff}}$ . Les indices effectifs des modes guidés supportés par la structure se trouvent dans l'intervalle :

$$\max(n_2, n_3) < n_{\text{eff}} < n_1. \quad (2.20)$$

Cette situation est représentée sur la figure 2.3 [99]. Si la constante de propagation  $k_0 n_{\text{eff}}$  est plus petite que  $k_0 n_2$  (dans la figure  $n_2 > n_3$ ), le champ n'est pas confiné dans la structure et le mode est dit rayonné. De même, une constante de propagation supérieure à  $k_0 n_1$  donne lieu à une forme exponentielle du champ dans le cœur du guide et ne correspond pas à un confinement du champ.

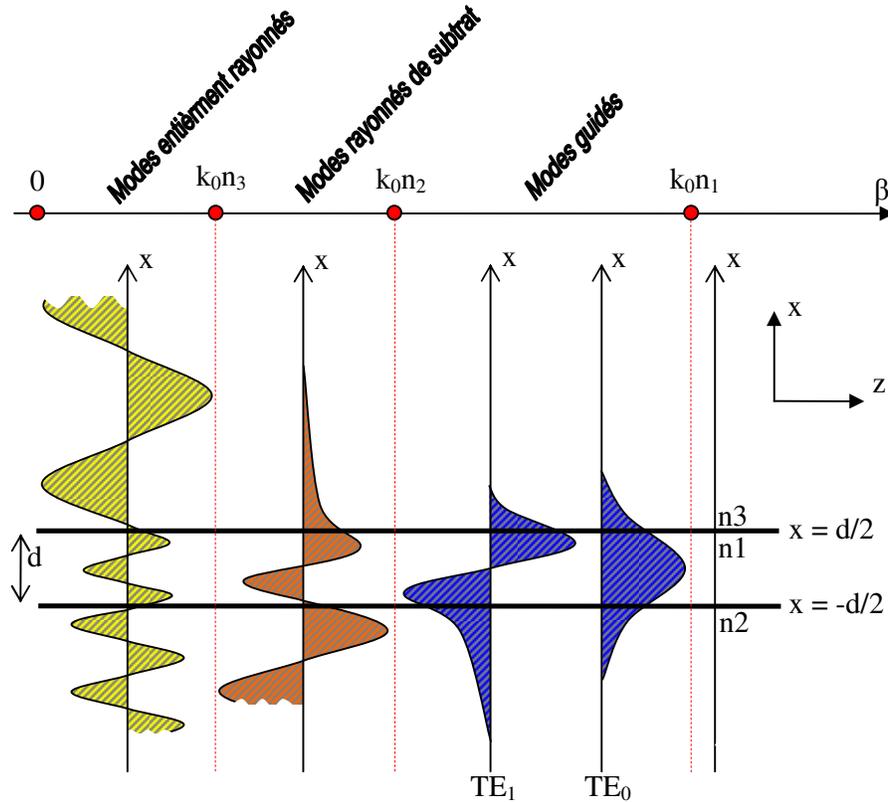


Figure 2.3 Exemple des modes qui peuvent exister dans un guide d'après Amnon Yariv et Michiharu Nakamura [99].

## 2.2.2 La méthode d'indice effectif

Pour un guide canal, il n'est pas possible de séparer les équations en  $x$  et  $y$  en deux groupes. La résolution analytique est très difficile voire impossible et il faut faire appel à des techniques numériques. Cependant, il est possible de trouver très facilement une valeur approximative en utilisant une méthode simple de séparation de variables. Nous considérons que le guide canal peut en quelque sorte se décomposer en deux guides plans à condition que les guides aient un faible saut d'indice. La figure 2.4 donne les étapes pour arriver à la valeur approximative de l'indice effectif.

Nous définissons notre guide d'onde, comme sur cette figure pour avoir les dimensions  $d$  et  $w$ . Le premier guide obtenu est alors considéré comme pouvant être un guide d'onde plan de profondeur  $d$ . Par conséquent, à partir de l'équation de dispersion,

nous obtenons l'indice effectif de cette configuration. La structure donnée en partie b de la figure 2.4 constitue le second guide tel que le prévoit la technique de calcul, c'est-à-dire un guide d'onde plan avec une largeur  $w$ . En utilisant l'indice effectif calculé dans la première étape comme indice du cœur du guide, nous recalculons alors l'indice effectif du second guide. L'indice trouvé est supposé être l'indice effectif du guide confiné d'origine. Cette approche n'est qu'une approximation, toutefois, elle donne des valeurs très proches de la réalité [8].

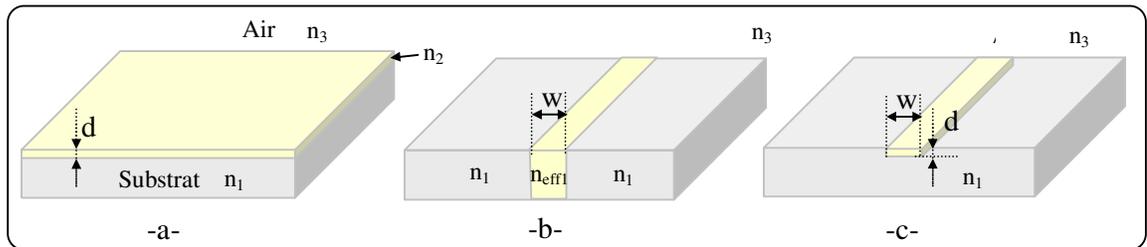


Figure 2.4 Technique de l'indice effectif pour un guide d'onde canal.

### 2.2.3 Structure des verres

Le terme verre est donné généralement aux matériaux obtenus par fusion qui retrouvent à température ambiante un état solide sans cristallisation. Comme les liquides, le verre présente une structure désordonnée qui le rend isotrope. A la différence des cristaux, le verre n'a pas de point de fusion. Sa viscosité décroît continuellement avec une augmentation continue de la température. Il existe une température à partir de laquelle le verre se ramollit que l'on nomme la température de transition vitreuse ( $T_g$ ). En général, les verres sont obtenus par fusion mais il existe d'autres méthodes de production comme des procédés par voie sol-gel [100] avec lesquels il est désormais possible d'obtenir des verres pour l'échange ionique.

Les verres sont généralement constitués d'oxydes que l'on peut séparer en trois groupes distincts. Premièrement, les formateurs de réseaux peuvent former des verres sans addition d'autres oxydes. Si nous augmentons leur proportion dans le verre, le  $T_g$  et la viscosité croissent. Ce sont :  $B_2O_3$ ,  $SiO_2$ ,  $GeO_2$ ,  $P_2O_5$  et  $Sb_2O_3$ .

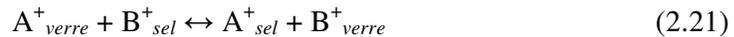
Deuxièmement, d'autres oxydes possèdent des énergies de liaison plus faibles et ne peuvent former des verres à eux seuls mais ils peuvent contribuer à la structure vitreuse

associée à d'autres formateurs de réseaux. Ce sont :  $\text{TeO}_2$ ,  $\text{SeO}_2$ ,  $\text{MoO}_3$ ,  $\text{WO}_3$ ,  $\text{Bi}_2\text{O}_3$ ,  $\text{Al}_2\text{O}_3$ ,  $\text{Ga}_2\text{O}_3$ ,  $\text{TiO}_2$  et  $\text{V}_2\text{O}_3$ . Nous les nommons oxydes intermédiaires de réseaux.

Enfin, nous trouvons des modificateurs de réseaux qui ont une très faible énergie de liaison. En général, ils sont ajoutés dans le verre pour obtenir des propriétés particulières telles qu'une  $T_g$  plus faible ou une plus grande résistance à la formation de bulles durant la fusion. Ils peuvent aussi devenir mobiles à des températures typiquement de l'ordre de  $200^\circ\text{C}$  à  $300^\circ\text{C}$ . Les plus courants sont les oxydes alcalins  $\text{Na}_2\text{O}$ ,  $\text{Li}_2\text{O}$  et  $\text{K}_2\text{O}$  ou les oxydes alcalino-terreux  $\text{CaO}$  et  $\text{MgO}$ . Ce sont eux qui servent à faire l'échange d'ions.

### 2.2.4 L'échange ionique sur verre

Lorsqu'un verre, contenant des ions  $A^+_{\text{verre}}$  monovalents liés aux atomes d'oxygène avec une énergie de liaison faible tels que les modificateurs de réseaux, est mis en contact avec une source contenant des ions  $B^+_{\text{sel}}$  de même polarité, il y a apparition d'un gradient de concentration et de potentiel. Cet état est décrit sur la figure 2.5 [28]. Dès lors, un échange ionique peut apparaître à la surface du verre et peut être représenté par la relation chimique suivante :



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

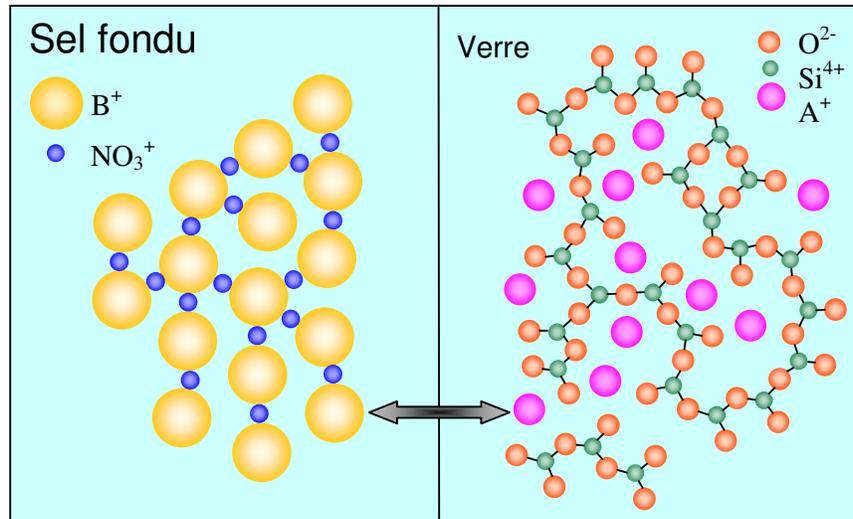


Figure 2.5 Echange ionique.

#### 2.2.4.1 Les sources de variation de l'indice de réfraction

L'échange entre les deux types d'ions provoque une modification locale du verre dont la structure de base reste cependant inchangée. Ses propriétés mécaniques et optiques sont ainsi localement modifiées, comme par exemple l'indice de réfraction. Ceci est dû à deux effets principaux : la polarisabilité et la taille de l'ion échangé.

Un modèle théorique donne la variation d'indice de réfraction  $\Delta n$  après un échange ionique [101] :

$$\Delta n = \frac{\chi}{V_o} \left( \Delta R - R_o \frac{\Delta V}{V_o} \right), \quad (2.22)$$

où  $\chi$  est le rapport entre le nombre d'ions diffusés et le nombre d'ions non échangés dans le verre,  $V_o$  est le volume du verre par mole d'atome d'oxygène,  $R_o$  est la réfractivité par mole d'atomes d'oxygène,  $\Delta V$  et  $\Delta R$  sont les variations respectivement de  $V_o$  et  $R_o$  après l'échange ionique.  $\Delta R$  est lié à la différence de polarisabilité électronique et  $\Delta V$  à la différence de volume.

Ce type de relation s'applique très bien pour des échanges où les polarisabilités électroniques entre A et B sont différentes mais leur volume proche. En revanche, dans le cas où leur volume diffère fortement, de fortes contraintes mécaniques peuvent alors s'exercer entre la partie échangée et non échangée du verre. Des variations d'indices de

réfraction supérieures à celles prédites par la relation 2.22 [102] peuvent alors être observées grâce à ces contraintes mécaniques.

En général, la relation 2.22 est peu utilisée en pratique pour la conception de composants d'optique intégrée. Très souvent, nous nous contentons d'admettre que  $\Delta n$  est proportionnel à la concentration relative des ions dopants :

$$n_{\text{verre}} = \Delta n \cdot f(\chi, y) + n_b \quad (2.23)$$

où  $n_b$  est l'indice du verre et  $f(\chi, y)$  est une fonction qui décrit la distribution de profil d'indice du guide d'onde à l'intérieur du verre. C'est cette relation que nous utiliserons par la suite de l'étude.

#### 2.2.4.2 Les ions dopants et le choix du verre

Les ions monovalents utilisés pour l'échange ionique des verres à base d'oxydes sont principalement les ions  $\text{Na}^+$ ,  $\text{K}^+$ ,  $\text{Rb}^+$ ,  $\text{Ag}^+$ ,  $\text{Cs}^+$  et  $\text{Tl}^+$ . Dans le tableau 2.1, nous présentons les différences de polarisabilités électroniques et de rayons ioniques d'ions les plus utilisés au laboratoire IMEP. Suivant les propriétés recherchées, il faut trouver le verre ainsi que la paire d'ions participant à l'échange ionique. Nous utilisons principalement à l'IMEP des verres silicates. Ainsi les échanges les plus courants se font avec les ions  $\text{Ag}^+ \leftrightarrow \text{Na}^+$ ,  $\text{K}^+ \leftrightarrow \text{Na}^+$  et  $\text{Tl}^+ \leftrightarrow \text{K}^+$  (ou  $\text{Tl}^+ \leftrightarrow \text{Na}^+$ ). Les verres sont en général des verres commerciaux tels que le B1664 de Corning, le B270 de Schott ou des verres flottés tels que le verre Menzel. Toutefois, certains verres spéciaux sont également utilisés.

Tableau 2.1 Ions dopants utilisés à l'IMEP.

Ion dopant ( $B^+$ )	Ion substrat ( $A^+$ )	Polarisabilité [ $\text{Å}^3$ ]	Rayon ionique [ $\text{Å}$ ]	$\Delta n$	Pertes	Remarques
$\text{Na}^+$	-	0,43	0,95	-	-	-
$\text{K}^+$	$\text{Na}^+$	1,33	1,33	0,001	<0,2 dB/cm	Biréfringence,
$\text{Ag}^+$	$\text{Na}^+$	2,4	1,26	0,1	<0,2 dB/cm	précipités
$\text{Tl}^+$	$\text{Na}^+$ ou $\text{K}^+$	5,2	1,49	0,1	<0,2 dB/cm	très toxique

- L'échange  $Ag^+ \leftrightarrow Na^+$  permet d'obtenir des guides de très bonne qualité, avec un contraste d'indice relativement élevé ( $\Delta n \approx 0,1$ ). De plus, l'augmentation de l'indice est essentiellement obtenu grâce à la différence de polarisabilité des deux ions participant à l'échange et non à cause de contraintes mécaniques induites dans le verre. Cela permet d'obtenir des biréfringences très faibles et de réaliser l'enterrage des guides.

Malheureusement, l'argent sous forme ionique a une très forte tendance à se réduire sous forme métallique en formant des agrégats de taille nanométrique, qui absorbent très fortement la lumière. Pour cette raison, la mise en œuvre d'une technologie d'échange à l'argent est délicate et la composition du verre doit être bien maîtrisée pour éviter la présence de métaux de transition qui ont une tendance marquée à réduire l'ion argent. La réactivité de l'argent rend préférable la réalisation de guides enterrés pour obtenir des composants à faible perte ( $< 0,1$  dB/cm).

- L'échange  $K^+ \leftrightarrow Na^+$  permet d'obtenir des contrastes d'indice maximaux de l'ordre de 0,01 grâce aux contraintes mécaniques introduites dans le verre à cause de la différence de taille ionique entre le potassium et le sodium. Cette caractéristique rend l'échange potassium/sodium inadapté à la fabrication de guides enterrés et rend donc difficile la réalisation des composants présentant de très faibles pertes de couplage avec les fibres optiques, même si les guides de surface peuvent être de bonne qualité. C'est néanmoins un échange bien maîtrisé aujourd'hui qui permet de réaliser certains prototypes assez rapidement.

- L'échange  $Tl^+ \leftrightarrow K^+$  permet d'obtenir des guides avec un contraste d'indice élevé ( $\Delta n \approx 0,1$ ), sans les problèmes liés à la réactivité de l'argent. L'augmentation d'indice est due à la différence de polarisabilité, ce qui permet de minimiser l'effet des contraintes mécaniques dans la structure. Ceci permet de réaliser des guides avec des pertes de propagation faibles qu'ils soient à la surface ou enterrés dans le verre. L'inconvénient majeur de cette technologie est la toxicité du thallium, ce qui entraîne la nécessité de travailler sous boîte à gants en atmosphère contrôlée. De plus, nous travaillons à des températures proches de la dévitrification du verre. Une variante possible de l'échange est représentée par le couple  $Tl^+ \leftrightarrow Na^+$ , mais la forte disparité des rayons ioniques pose des problèmes au niveau des contraintes mécaniques qui peuvent être développées pendant l'échange.

### 2.2.4.3 Technique de réalisation de guides canaux par échange d'ions

Après vérification de l'état de surface de l'échantillon, les différentes étapes de fabrication des guides optiques confinés sont les suivantes :

- Nettoyage avec un produit tensioactif
- Dépôt par évaporation ou bien pulvérisation d'une couche d'aluminium d'environ 220 nm sur le verre.
- Dépôt d'une couche de résine photosensible sur la couche d'aluminium.
- Exposition de la résine aux rayons UV via un masque dont on veut reporter les motifs sur le verre.
- Développement de la résine, qui consiste à mettre l'échantillon dans une solution spécifique afin d'éliminer la résine exposée aux UV (aux endroits non protégés par le masque).
- Gravure de l'aluminium aux endroits non protégés par la résine. Ceci est réalisé en plaçant l'échantillon dans une solution d'alu-etch. L'aluminium restant sur le verre a pour rôle d'empêcher, lors de l'échange ionique, le phénomène de diffusion. Celui-ci se produit alors uniquement sur les parties où nous voulons réaliser les guides.
- Retrait de la résine photosensible sur toute la surface du substrat à l'aide d'un rinçage à l'acétone.
- Vérification au microscope de l'état de gravure des guides et de leurs dimensions afin de s'assurer du bon déroulement du processus.
- Echange d'ions : l'échantillon obtenu est immergé dans une solution de sels fondus, qui fournit les ions à échanger avec ceux du verre. Cette phase produit des guides en surface dont la géométrie suit les ouvertures de la couche masquante.
- Enterrage : si nécessaire une étape d'enterrage peut être réalisée pour que les ions migrent vers l'intérieur de l'échantillon. Quand le verre sort du bain, une diffusion des ions persiste à haute température : c'est la diffusion thermique. C'est une première méthode simple pour enterrer légèrement les guides. Une deuxième méthode d'enterrage est l'application d'un champ électrique dans la lame de verre pour créer un courant qui déplace les ions  $B_{verre}^+$ . Cette méthode permet d'enterrer plus profondément

les guides sous la surface et d'améliorer le profil d'indice en le rendant plus symétrique.

Le schéma de la figure 2.6 résume les étapes de fabrication :

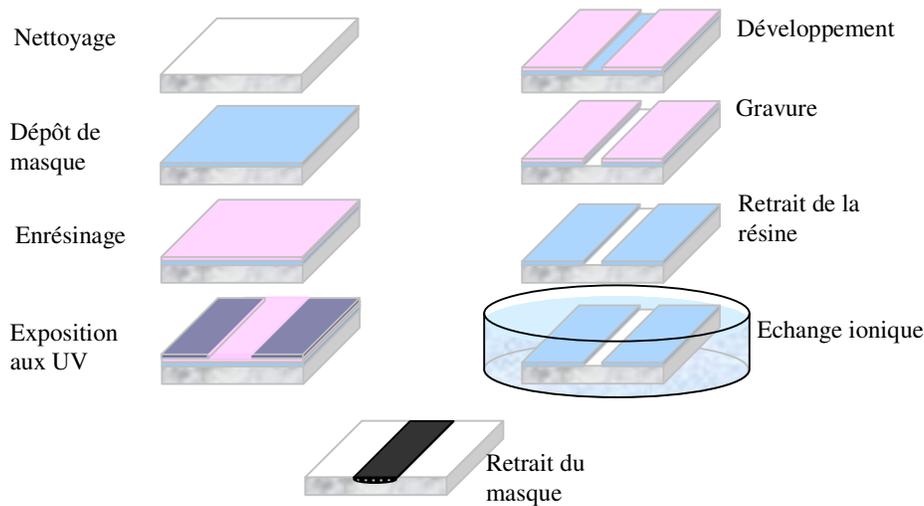


Figure 2.6 Principe de réalisation des guides canaux par échange d'ions

## 2.2.5 Caractérisation des guides d'ondes

Une fois la réalisation des guides d'ondes terminée, vient une étape importante avant leur utilisation : c'est l'étape des caractérisations optiques. Elle permet, d'une part, de déterminer la qualité des guides réalisés ainsi que leurs différentes caractéristiques, à savoir : la modalité, la plage de mono modicité, les pertes, le profil d'indice,... D'autre part, ces tests permettent de déduire les ajustements à effectuer sur le processus de fabrication, en l'occurrence sur le temps d'échange, la concentration du bain de sel et la température d'échange afin d'aboutir aux caractéristiques convoitées à la longueur d'onde de travail. Ces caractérisations ont été faites dans un premier temps sur des guides droits de  $2\mu\text{m}$  de largeur. Mentionnons que cette dimension est celle de l'ouverture du masque lithographique.

### 2.2.5.1 Caractérisation par champ proche

Le principe de la caractérisation par champ proche consiste à injecter de la lumière laser dans le guide à caractériser par une fibre monomode à la longueur d'onde de

travail (par exemple :  $\lambda = 830$  nm). De l'autre côté du guide, comme le montre la figure 2.7, un objectif de microscope permet de focaliser et de projeter le faisceau sortant du guide vers une caméra CCD placée à une certaine distance de ce dernier. La mise au point de l'image est faite sur l'arête de sortie du composant. Ce n'est donc pas, à proprement parler, le champ proche qui est visualisé mais le profil d'intensité à la sortie du guide.

Afin d'effectuer un bon alignement entre les différents éléments et d'optimiser en conséquence le couplage, l'extrémité de la fibre, le guide d'onde et l'objectif du microscope sont placés sur platines mobiles XYZ.

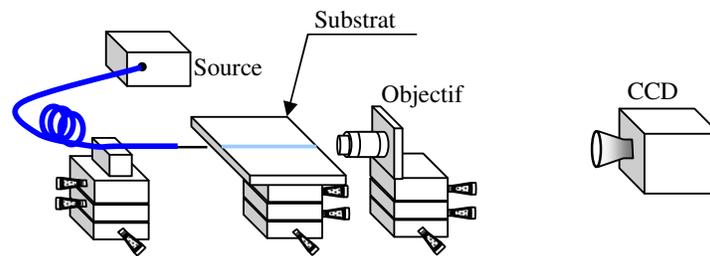
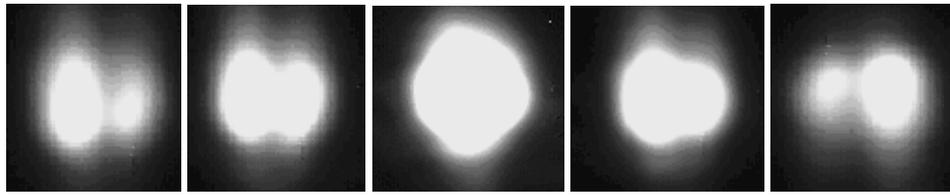


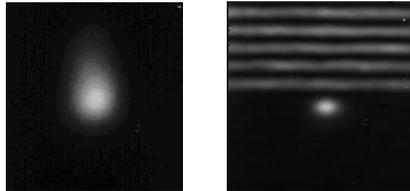
Figure 2.7 Banc de caractérisation de champ proche utilisé à l'IMEP.

La caméra CCD est reliée à une carte d'acquisition d'images, l'image du champ proche est ensuite envoyée vers un micro ordinateur. Pour nos expériences, les images étaient capturées par une carte 8 bits, ce qui nous a permis une numérisation de 256 niveaux.

Le premier intérêt de ce montage est de connaître très rapidement et facilement le nombre de modes guidés dans la structure à la longueur d'onde de travail. Pour ce faire, l'extrémité d'injection de la fibre est déplacée horizontalement le long de la face d'entrée du guide, puis verticalement. Lorsqu'un guide est monomode, l'image du champ proche du guide est régulière et plus ou moins ovale. Seule son intensité diminue lorsque la fibre s'éloigne du centre du guide. Pour deux modes ou plus, cette forme change en fonction du déplacement. Ceci s'explique bien évidemment par le fait que l'énergie transmise à chaque mode dépend de la position de la fibre d'injection. Ces deux situations sont illustrées sur la figure 2.8.



a) Guide bimode



b) Guides monomodes en surface et enterré

Figure 2.8 Guides d'ondes dans différentes positions d'injection de la lumière.

Le second intérêt de cette mesure découle de la connaissance du profil du mode vertical et horizontal, comme le montre la figure 2.9. Ainsi, il devient possible d'estimer par calcul l'efficacité du couplage entre le guide et une fibre optique par exemple.

Mentionnons cependant que pour l'ensemble des applications sur lesquelles nous avons travaillé, les pertes, tant qu'elles ne sont pas très importantes, ne présentent pas de problèmes particuliers.

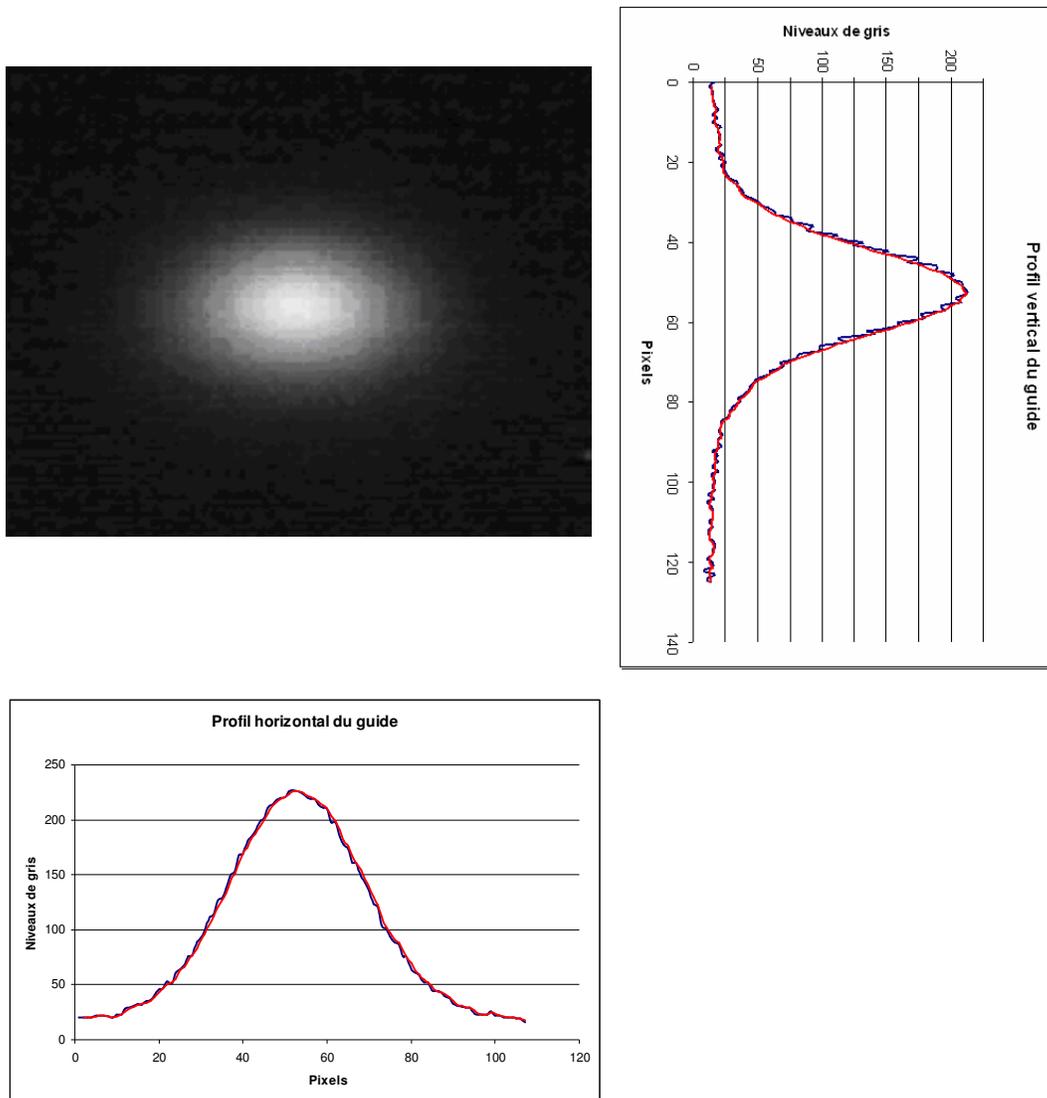


Figure 2.9 Exemple de profil de mode horizontal et vertical d'un guide monomode.

### 2.2.5.2 Analyse spectrale

Il existe cependant un second type de mesure plus précis encore que la caractérisation par champ proche pour se prononcer sur la modalité : c'est l'analyse spectrale. Pour effectuer une telle mesure sur un guide réalisé, une source de lumière blanche est utilisée afin d'exciter tous les modes à chaque longueur d'onde. La lumière blanche est couplée dans le guide à tester via une fibre multi mode. A la sortie du guide, la lumière est récupérée par une autre fibre, également multi mode, pour être traitée par un analyseur de spectre optique.

Comme les puissances mesurées sont très faibles, l'alignement des différents composants est critique pour bien optimiser le couplage. A titre d'exemple, la figure 2.10 représente la réponse spectrale d'un guide réalisé par échange  $K^+ \leftrightarrow Na^+$  à  $380^\circ$  pendant 60 minutes.

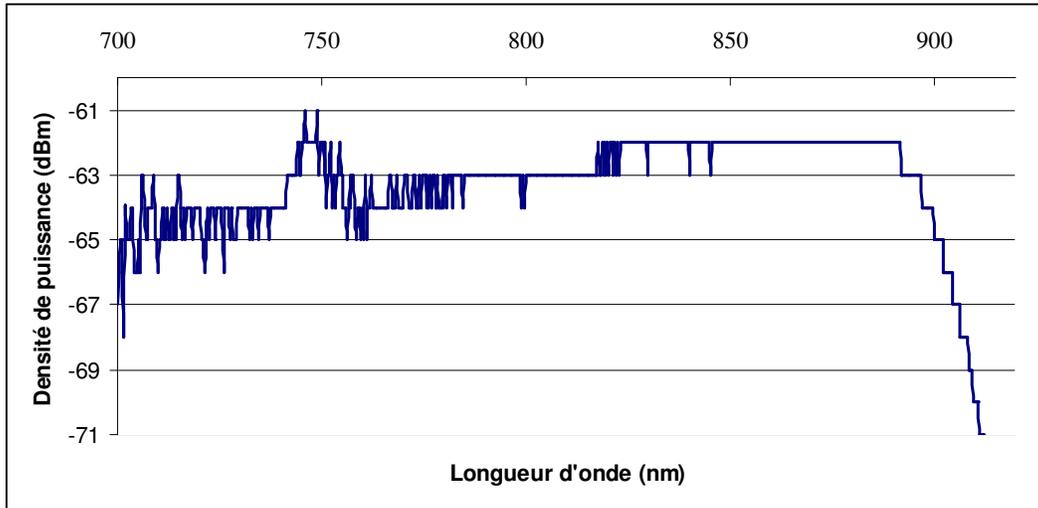


Figure 2.10 Exemple de réponse spectrale d'un guide réalisé par échange  $K^+ \leftrightarrow Na^+$  à  $380^\circ$  pendant 60 minutes.

Ce type d'analyse nous renseigne sur les longueurs d'ondes de coupure de tous les modes contenus dans la bande de mesure mais aussi sur la longueur d'onde de coupure à -3dB de la puissance maximale du mode fondamental.

## 2.3 Les ondes acoustiques

Dans la suite de ce chapitre, nous rappelons les principes de la propagation des ondes acoustiques de volume et de surface dans les milieux isotropes et anisotropes.

### 2.3.1 Ondes élastiques dans un cristal

Dans cette partie, nous examinons les relations qui existent entre les contraintes et les déformations lorsqu'un corps initialement au repos (sans contraintes appliquées) est soumis à des forces qui amènent à un nouvel état d'équilibre sous contraintes.

Quand l'état de repos est rompu par une force extérieure quelconque (compression par un élément piézoélectrique par exemple), un élément de volume (appelé particule) se déplace de sa position d'équilibre. Suivant l'élasticité du milieu, cette particule va exercer une force plus ou moins importante sur les particules environnantes. De plus, à cause de leur inertie, celles-ci se mettent en mouvement avec un léger retard par rapport au mouvement de la particule initialement déplacée. Ce mécanisme se reproduisant de proche en proche, il en résulte une onde élastique se propageant dans tout le matériau.

Dans un solide, nous distinguons deux catégories d'ondes élastiques, les ondes de volume et les ondes de surface qui peuvent se propager selon des modes différents.

#### 2.3.1.1 Ondes de volume

Les ondes de volume se propagent dans tout milieu de dimension infinie. Par le terme infini, on entend que les dimensions du milieu sont grandes par rapport à la longueur d'onde.

Pour les ondes de volume, les deux modes fondamentaux sont :

- **le mode longitudinal**, encore appelé mode de compression ou de dilatation. Ce mode de propagation est caractérisé par un vecteur de déplacement des particules de matière (polarisation de l'onde) parallèle à la direction de propagation de l'onde comme le montre la figure 2.11 a. Ce type d'onde crée des zones de compression et de dépression successives et peut exister dans tous les corps solides, liquides et gazeux ;
- **le mode transverse**, ou de cisaillement. Dans ce cas, le vecteur de déplacement est situé dans un plan perpendiculaire à la direction de propagation de l'onde comme le montre la figure 2.11 b. Il engendre alors des contraintes de cisaillement. Ce mode de propagation n'existe que dans les solides.

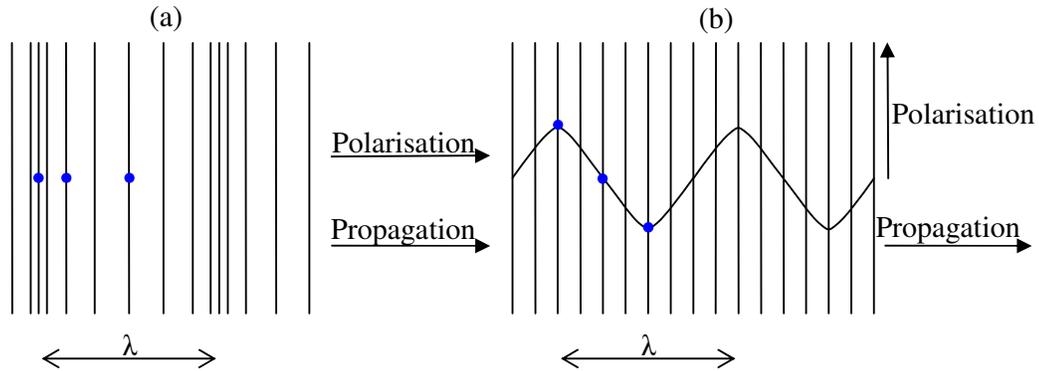


Figure 2.11 (a) Onde longitudinale: le déplacement des particules se fait dans la direction de propagation, les plans se déplacent l'un par rapport à l'autre en modifiant leur distance. (b) Onde transversale: le déplacement des particules se fait perpendiculairement à la direction de propagation, les plans glissent les uns par rapport aux autres en conservant le même intervalle.

Lorsque le solide est isotrope, l'onde de volume possède deux composantes, l'une longitudinale et l'autre transversale.

Lorsque le milieu est anisotrope, l'onde de volume possède en général trois composantes dont aucune n'est purement longitudinale, ou purement transversale [103]. Les polarisations de l'onde forment un trièdre direct, figure 2.12 ; celle dont la polarisation est la plus proche de la direction de propagation est dite quasi longitudinale, les deux autres sont appelées quasi transversales.

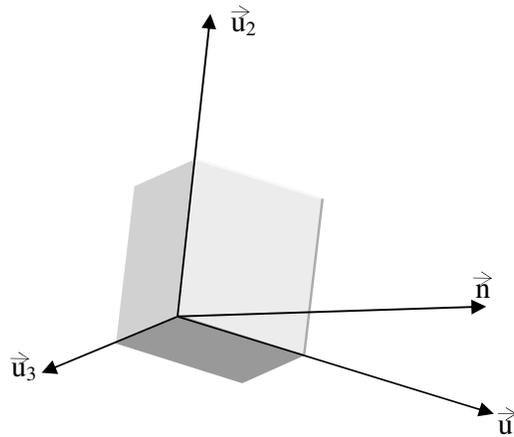


Figure 2.12 Propagation d'une onde plane dans un milieu anisotrope.  $\vec{u}_1$ ,  $\vec{u}_2$  et  $\vec{u}_3$  sont les polarisations de l'onde et  $\vec{n}$  est la direction de propagation de l'onde.

### 2.3.1.2 Ondes de surface

Les ondes de surface sont celles pour lesquelles le déplacement des particules est notable à la surface du matériau. Parmi les ondes de surface figurent :

- Les ondes de *Rayleigh*
- Les ondes de *Bleustein - Gulyaev*
- Les ondes de *Lamb*
- Les ondes de *Stoneley*
- Les ondes de *Love*

Nous allons décrire succinctement ces différentes ondes de surface et ensuite nous approfondirons l'étude des ondes de Rayleigh.

#### **Ondes de Rayleigh :**

Les ondes de surface portant le nom de Rayleigh, qui les a découvertes en 1885 [103, 104, 105], se propagent à la surface de tout milieu semi infini. Dans le cas d'un milieu isotrope, le déplacement des particules est elliptique et est situé sur le plan sagittal qui est le plan perpendiculaire à la surface de propagation. Elles résultent de la composition d'une onde longitudinale de polarisation parallèle à la surface et d'une onde transversale perpendiculaire à celle-ci.

Ces deux ondes se propagent à la même vitesse (dite vitesse de Rayleigh) indépendamment de la fréquence d'excitation. De même, l'amplitude du mouvement de ces ondes s'atténue très rapidement suivant l'épaisseur du milieu de propagation. L'évanouissement est total à une profondeur supérieure à deux longueurs d'ondes.

La figure 2.13 montre le mouvement des particules dans le plan sagittal et l'ondulation de la surface lorsqu'elle est parcourue par une onde plane sinusoïdale.

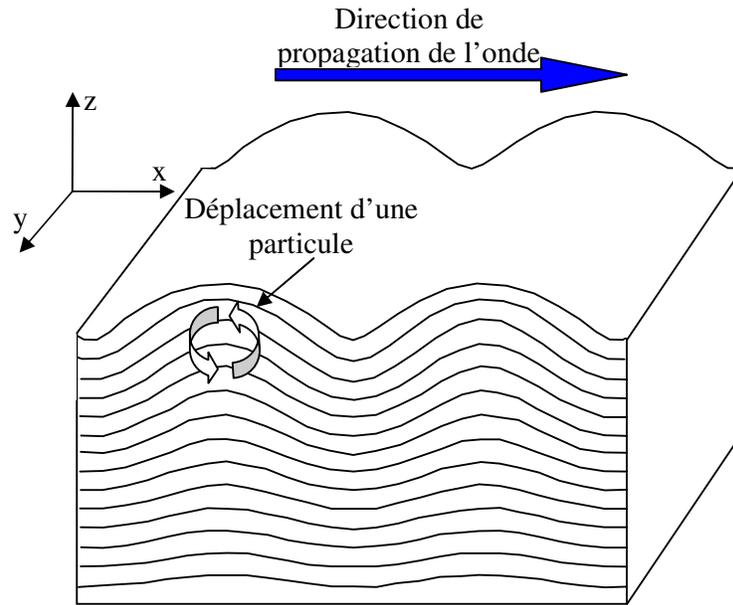


Figure 2.13 Ondes de Rayleigh.

#### Ondes de Lamb :

Les ondes de Lamb apparaissent lors de la vibration de plaques minces dont l'épaisseur est comparable à la longueur d'onde (1 à 2 fois  $\lambda$ ). On distingue les ondes symétriques pour lesquelles les déplacements des faces de la plaque s'effectuent de façon symétrique par rapport à un plan méridien, comme le montre la figure 2.14.a, et les ondes antisymétriques dont les déplacements des faces sont dans le même sens, voir la figure 2.14.b. Il existe plusieurs modes possibles qui sont liés à la fréquence et à l'épaisseur de la plaque. Ces modes sont dispersifs contrairement à l'onde de Rayleigh. Lorsque l'épaisseur de la plaque augmente, la distinction entre ondes de Lamb et de Rayleigh est difficile, car les ondes de plaques se réduisent à deux ondes se propageant sur les deux faces de la plaque et se comportent alors comme des ondes de Rayleigh.

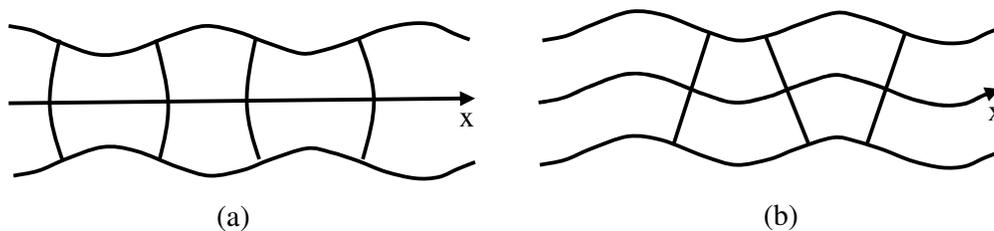


Figure 2.14 Ondes de Lamb : (a) ondes symétriques; (b) ondes antisymétriques.

**Ondes de Bleustein – Gulyaev :**

Ces types d'ondes se propagent à la surface des matériaux piézoélectriques sous certaines conditions de symétrie [103] avec une polarisation rectiligne, perpendiculaire au plan sagittal. La surface reste plane, et l'atténuation de l'amplitude du déplacement des particules suivant l'épaisseur du matériau est de forme exponentielle.

**Ondes de Stoneley :**

Ces ondes peuvent se propager à l'interface de deux milieux inhomogènes semi-infinis sous certaines conditions. Ainsi, ce type d'ondes ne peut se propager à l'interface de deux solides que pour certains paramètres élastiques, alors que la propagation est toujours possible à une interface liquide/solide [103].

**Onde de Love :**

C'est une onde transversale avec un déplacement des particules parallèle à la surface et perpendiculaire à la direction de déplacement de l'onde. Elle est dispersive et se propage dans un milieu constitué d'une couche mince et d'un substrat, sous certaines conditions de symétrie et de vitesse des matériaux. Ce type d'onde est illustré sur la figure 2.15. Love a montré que la propagation de l'onde, qui porte son nom, n'est possible que si la vitesse de la composante transversale de l'onde de volume dans le substrat est supérieure à celle dans la couche ( $v' > v$ ) [103]. La présence de la couche (généralement métallique) joue le rôle de guide acoustique.

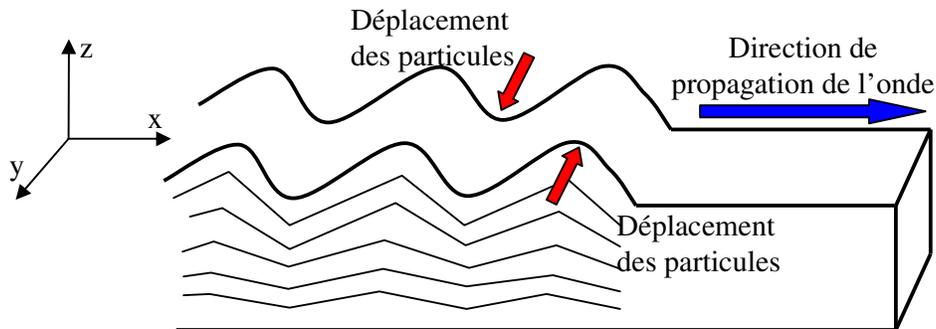


Figure 2.15 Onde de Love. Direction de propagation de l'onde selon  $x$  et déplacement des particules selon  $y$ .

### 2.3.2 Ondes de Rayleigh

Il a été noté dans la section précédente que lorsque le milieu de propagation est semi infini, il peut se propager une onde élastique de surface : l'onde de Rayleigh. Pour mieux comprendre les phénomènes de propagation liés à ce type d'onde, nous commençons tout d'abord cette section théorique par la propagation dans les milieux isotropes. Une analyse approfondie du problème est traitée dans les références [103-105]. Nous nous contentons de rassembler ici quelques résultats de portée générale.

Nous supposons que l'onde de Rayleigh est plane, harmonique et se propageant dans la direction Ox d'un système de référence Oxyz. De même, le milieu de propagation occupe la région  $z > 0$  et est illimité dans les directions Ox et Oy comme le montre la figure 2.16.

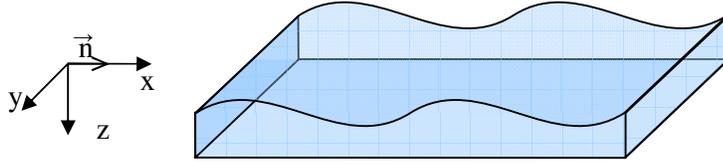


Figure 2.16 Système de référence pour les ondes de Rayleigh.

L'onde de Rayleigh n'aura que deux composantes, l'une longitudinale,  $u_{xR}$  et l'autre transversale,  $u_{zR}$  [41] :

$$u_{xR}(x, z, t) = Ak_R \left( e^{-q_R z} - \frac{2q_R s_R}{k_R^2 + s_R^2} e^{-s_R z} \right) \sin(k_R x - \omega t) \quad (2.24)$$

$$u_{zR}(x, z, t) = Aq_R \left( e^{-q_R z} - \frac{2k_R^2}{k_R^2 + s_R^2} e^{-s_R z} \right) \cos(k_R x - \omega t) \quad (2.25)$$

avec  $q_R^2 = k^2 - k_L^2$  et  $s_R^2 = k^2 - k_T^2$  ( $k_L$  et  $k_T$  sont respectivement les nombres d'ondes longitudinal et transversal de l'onde de volume et  $k_R$  le nombre d'onde de Rayleigh).

Ces relations montrent que les déplacements longitudinal  $u_{xR}$  et transversal  $u_{zR}$  de l'onde de Rayleigh sont déphasés de  $\pi/2$ , donc que les trajectoires du mouvement des particules forment des ellipses. La figure 2.17 montre l'amplitude de ces déplacements en fonction de la profondeur relative  $z/\lambda_R$  ( $\lambda_R$  étant la longueur d'onde de Rayleigh). Ces composantes sont normalisées par rapport à l'amplitude du déplacement transversal à la surface libre ( $z = 0$ ).

A partir de la figure 2.17, nous remarquons que le déplacement transversal (perpendiculaire à la surface) augmente, puis décroît avec la profondeur  $z$ , alors que le

déplacement longitudinal (parallèle à la surface) décroît et change de signe à une profondeur proche de  $0.2\lambda_R$ . Les deux déplacements tendent vers zéro pour  $z$  avoisinant  $2\lambda_R$ .

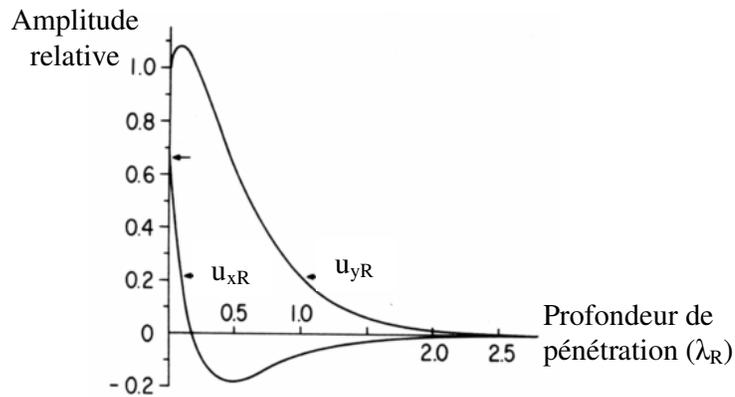


Figure 2.17 Amplitudes des déplacements longitudinal  $u_{xR}$  et transversal  $u_{yR}$  de Rayleigh, calculées pour le Duraluminium (matériau isotrope) [105].

Dans le cas d'une onde de Rayleigh se propageant à la surface libre  $z = 0$  d'un milieu anisotrope, la solution générale recherchée (aussi valable pour les milieux isotropes) peut également se mettre sous la forme [41] :

$$u_i = U_i e^{-(\alpha + j\beta)z} e^{j\omega(t - \frac{n_1 x + n_2 y}{v})} \quad (2.26)$$

avec  $\alpha$  positif pour exprimer l'atténuation de l'onde dans le milieu de propagation.

Le facteur de décroissance  $\alpha$  peut avoir une partie réelle, ce qui se traduit par une décroissance oscillante des composantes du déplacement comme le montre la figure 2.18 [105].

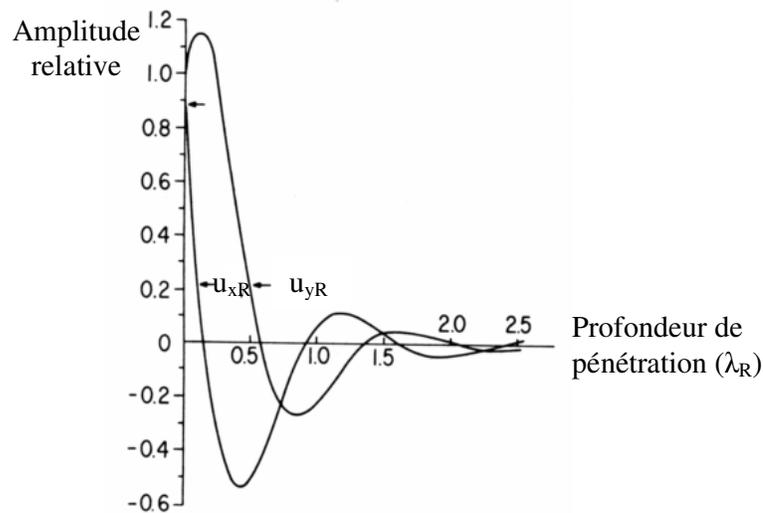


Figure 2.18 Composantes longitudinale et transversale de l'onde de Rayleigh à la surface d'un cristal cubique (nickel) dans le plan (001) et suivant la direction [100].

Les ondes de surface peuvent se propager dans toutes les directions avec des vitesses de phase différentes, à l'exception de matériaux transversalement isotropes où la vitesse de l'onde de surface est indépendante de la direction de propagation [41, 105].

Si le plan sagittal n'est pas un plan de symétrie pour les propriétés élastiques, le vecteur de déplacement a trois composantes orthogonales au lieu de deux; l'extrémité de ce vecteur déplacement décrit une ellipse dans un plan incliné par rapport au plan sagittal [103].

La vitesse de Rayleigh est inférieure aux vitesses longitudinale et transversale de l'onde de volume [105]. Il existe parfois des pseudo ondes de surface de sorte qu'à certains angles nous observons des "fuites" d'énergie de la surface vers l'intérieur du volume. La vitesse de l'onde de Rayleigh est, dans ces conditions, supérieure à la plus petite des vitesses transverses des ondes acoustiques de volume [41].

Finalement, il est important de choisir un vecteur d'onde tel que nous puissions obtenir des modes purs de propagation. Les modes purs sont les modes pour lesquels la direction de propagation du mouvement et la direction de propagation de l'énergie sont colinéaires. La détection des ondes de surface se trouve ainsi grandement facilitée.

### 2.3.3 Propriétés piézoélectriques

Dans un matériau piézoélectrique, l'application d'une force  $\vec{F}$  extérieure provoque une déformation mécanique du corps. Cette déformation induit non seulement des contraintes, mais provoque également une polarisation électrique  $\vec{P}$ . De même, l'application d'une tension électrique induit un champ électrique  $\vec{E}$  qui engendre une polarisation électrique du matériau, provoquant à son tour, une déformation mécanique du milieu. Ces phénomènes sont illustrés sur la figure 2.19.

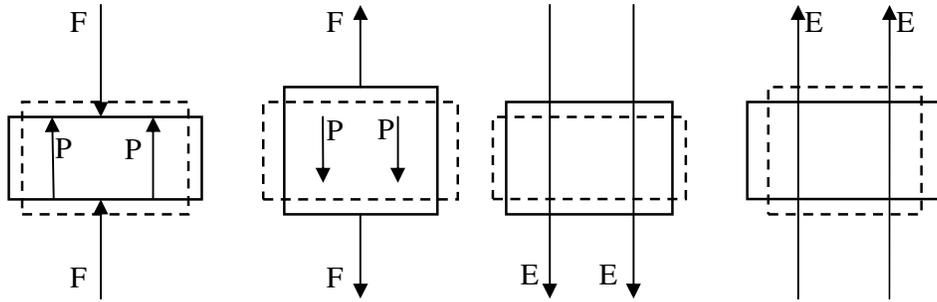


Figure 2.19 Effet piézoélectrique direct : une déformation mécanique provoque une polarisation électrique (gauche) et une polarisation électrique provoque une déformation mécanique (droite). Les contours en pointillé indiquent l'état de repos du matériau et ceux en trait plein, son état excité.

Il existe un phénomène de couplage entre propriétés élastiques et électriques [103]. Ainsi, les contraintes  $\vec{T}$ , aussi bien que le déplacement électrique  $\vec{D}$  sont fonction à la fois des déformations  $\vec{S}$  et du champ électrique  $\vec{E}$ . Ils sont donnés par les relations, dites équations constitutives de la piézoélectricité [106], un exemple de ces relations où les variables indépendantes sont la déformation et le champ est donné ci-dessous :

$$T_{\alpha} = c_{\alpha\beta}^E S_{\beta} - e_{i\alpha} E_i, \quad (2.27a)$$

$$D_i = \epsilon_{ij}^S E_j + e_{i\alpha} S_{\alpha}. \quad (2.27b)$$

Ces relations expriment le lien entre la contrainte mécanique et l'induction électrique en fonction des variables indépendantes : champ électrique et déformation.

De même, avec d'autres couples de variables indépendantes, T et E, S et D, T et D, les équations constitutives de la piézoélectricité peuvent se mettre sous diverses formes [103] :

$$S_{\alpha} = s_{\alpha\beta}^E T_{\beta} + d_{i\alpha} E_i \quad (2.28a)$$

$$D_i = \varepsilon_{ij}^T E_j + d_{i\alpha} T_{\alpha} \quad (2.28b)$$

$$T_{\alpha} = c_{\alpha\beta}^D S_{\beta} - h_{i\alpha} D_i \quad (2.29a)$$

$$E_i = \beta_{ij}^S D_j - h_{i\alpha} S_{\alpha} \quad (2.29b)$$

$$S_{\alpha} = s_{\alpha\beta}^D T_{\beta} + g_{i\alpha} D_i \quad (2.30a)$$

$$E_i = \beta_{ij}^T D_j - g_{i\alpha} T_{\alpha} \quad (2.30b)$$

Les lettres en indice supérieur, se rapportant à un coefficient, signifient :

( )<sup>E</sup> : valeur du coefficient mesuré à champ électrique constant ;

( )<sup>D</sup> : valeur du coefficient mesuré à induction électrique constante ;

( )<sup>T</sup> : valeur du coefficient mesuré à contrainte constante ;

( )<sup>S</sup> : valeur du coefficient mesuré à déformation constante ;

et les coefficients dans ces équations sont :

$s_{\alpha\beta}$  : compliance ou susceptibilité électrique [m<sup>2</sup>/N] ;

$\varepsilon_{ij}$  : permittivité électrique [F/m] ;

$\beta_{ij}$  : imperméabilité diélectrique [m/F] ;

$d_{i\alpha}$  : coefficient piézoélectrique [C/N ou m/V] ;

$e_{i\alpha}$  : coefficient piézoélectrique [C/m<sup>2</sup> ou N/Vm] ;

$g_{i\alpha}$  : coefficient piézoélectrique [Vm/N ou m<sup>2</sup>/C] ;

$h_{i\alpha}$  : coefficient piézoélectrique [V/m ou N/C] ;

$c_{\alpha\beta}$  : tenseur des rigidités élastiques.

Un de ces quatre couples d'équations est choisi en fonction du problème à traiter : forme et dimensions du transducteur piézoélectrique, polarisation, conditions aux limites, ...

L'analyse des transducteurs piézoélectriques et leur application peuvent être faites aussi par une approche des circuits électriques équivalents proposés par Mason [106]. Cette analyse sera détaillée ultérieurement au chapitre 3.

## 2.4 Conclusion

Nous avons d'abord vu dans ce chapitre la théorie de l'échange d'ions et toutes les étapes de la technique de réalisation des guides d'ondes optiques sur verre. Les méthodes de caractérisation des guides utilisés au sein de l'IMEP ont été également exposées.

Les différents types d'ondes acoustiques ont également été présentés de manière générale. Les points importants à retenir sont que nous pouvons générer des ondes de volume et de surface ; que le verre est un matériau isotrope pour les ondes élastiques et enfin que les ondes de surface peuvent être dispersives sous certaines conditions. Les différentes façons de générer des ondes acoustiques dans le verre seront étudiées dans les chapitres suivants. Finalement nous avons donné la base des équations de la piézoélectricité pour différentes conditions d'utilisation, polarisation et conditions aux limites.

La fabrication des composants et les ondes acoustiques exposées, nous pouvons à présent étudier les composants acousto-optiques intégrés sur verre.

## Chapitre 3

### Mise en évidence de l'effet acousto-optique

#### 3.1 Introduction

Afin de vérifier expérimentalement l'interaction acousto-optique par des ondes de volume en optique intégrée sur verre, un interféromètre intégré de Mach-Zehnder (MZI) a été utilisé. En effet, grâce au phénomène d'interférence, ce dispositif convertit un changement de phase en une modification d'amplitude et donc d'intensité.

Nous commençons ce chapitre par une étude théorique de la photoélasticité pour un solide isotrope. Ensuite nous introduirons les modèles de Mason utilisés pour notre système. Nous finirons par l'étude théorique du modulateur intégré et nous présenterons les résultats expérimentaux obtenus sur des modulateurs acousto-optiques fabriqués par échange d'ions potassium et argent.

#### 3.2 Propagation de la lumière dans les milieux anisotropes. Ellipsoïde des indices [41]

Dans un milieu isotrope, l'induction  $\vec{D}$  et le champ électrique  $\vec{E}$  sont reliés par l'intermédiaire de la permittivité absolue  $\varepsilon$  :

$$\vec{D} = \varepsilon \vec{E}. \quad (3.1)$$

La permittivité absolue  $\varepsilon$  est égale à la permittivité du vide  $\varepsilon_0$  que multiplie la permittivité relative  $\varepsilon_r$  du milieu. Aux fréquences optiques ( $\approx 10^{15}$  Hz), la vitesse de propagation des ondes électromagnétiques est égale à la vitesse de propagation dans le vide divisée par l'indice de réfraction  $n$  du milieu, avec :

$$n = \sqrt{\varepsilon_r}. \quad (3.2)$$

Dans un milieu anisotrope,  $\varepsilon_r$  devient un tenseur d'ordre 2 et la relation 3.1 s'écrit :

$$D_i = \varepsilon_0 (\varepsilon_r)_{ij} E_j, \quad (3.3)$$

$(\varepsilon_r)_{ij}$  est symétrique par rapport à la permutation des indices  $i$  et  $j$ . Soit  $(\varepsilon_r)^{-1}$  le tenseur inverse de  $\varepsilon_r$ .  $(\varepsilon_r)^{-1}$  est également un tenseur symétrique d'ordre 2 et en tant que tel, on peut lui associer une quadrique représentative, appelée indicatrice dont l'équation s'écrit :

$$(\epsilon_r)^{-1}_{ij} x_i x_j = 1. \quad (3.4)$$

Cette équation est celle d'un ellipsoïde. On pose, par analogie avec le milieu isotrope :

$$(\epsilon_r)^{-1}_{ij} = \left(\frac{1}{n^2}\right)_{ij}. \quad (3.5)$$

L'indicatrice est alors la surface donnée par :

$$\left(\frac{1}{n^2}\right)_{ij} x_i x_j = 1. \quad (3.6)$$

Elle est également désignée sous le terme d'ellipsoïde des indices. Cette surface est une représentation géométrique très utile pour traduire le comportement des ondes lumineuses dans les milieux anisotropes, tel qu'il découle de la résolution des équations de Maxwell.

Lorsque l'on recherche des solutions pour le déplacement électrique  $\vec{D}$  sous forme d'ondes planes polarisées rectilignement d'expression :

$$\vec{D} = \vec{D}_0 \exp j\omega \left( t - \frac{\vec{s}\vec{r}}{c'} \right), \quad (3.7)$$

se propageant suivant la direction de propagation définie par le vecteur unitaire  $\vec{s}$ , on trouve qu'il existe toujours deux directions pour  $\vec{D}_0$  appelées directions propres formant avec  $\vec{s}$  un trièdre trirectangle. Ces directions propres sont parallèles aux axes de l'ellipse qui est définie par l'intersection du plan d'onde avec l'ellipsoïde des indices comme illustré sur la figure 3.1. La vitesse de phase  $c'$  est égale à  $c/n$ ,  $n$  étant l'indice de réfraction associé à chacun des  $\vec{D}_0$ ,  $c$  étant la vitesse des ondes électromagnétiques dans le vide. On démontre que  $n$  est égal à la demi-longueur de l'axe, parallèle à  $\vec{D}_0$ , de l'ellipsoïde précédemment défini.

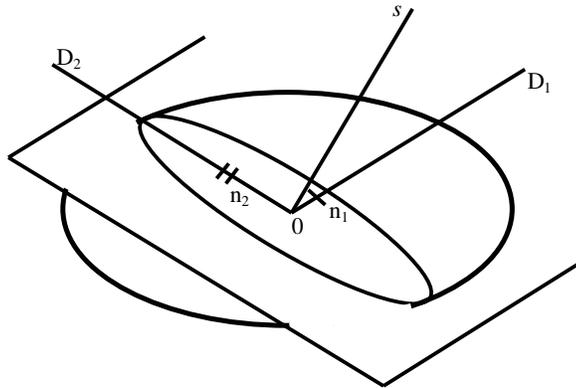


Figure 3.1 Ellipsoïde des indices. Les directions des axes de l'ellipse intersection du plan d'onde normal à la direction  $\vec{s}$  avec l'ellipsoïde des indices sont les directions propres pour les vibrations  $\vec{D}$  polarisées rectilignement ; la demi-longueur des axes représente l'indice de réfraction associé [41].

Quand on ramène l'ellipsoïde des indices aux axes principaux du tenseur  $\varepsilon$  (qui sont d'ailleurs les mêmes que ceux du tenseur  $(\varepsilon_r)^{-1}$ ), l'indicatrice s'écrit :

$$\frac{x_1^2}{n_1^2} + \frac{x_2^2}{n_2^2} + \frac{x_3^2}{n_3^2} = 1, \quad (3.8)$$

avec

$$n_1 = \sqrt{(\varepsilon_r)_{11}}; n_2 = \sqrt{(\varepsilon_r)_{22}}; n_3 = \sqrt{(\varepsilon_r)_{33}}, \quad (3.9)$$

$n_1, n_2$  et  $n_3$  sont les indices principaux du cristal. Ils sont égaux aux demi axes principaux de l'indicatrice.

### 3.3 Modification de l'ellipsoïde des indices par suite d'une déformation

Supposons que, sous l'effet d'une contrainte, un corps solide subisse une déformation de composantes  $S_{kl}$ ; il en résultera une variation de l'indice de réfraction. C'est l'effet photoélastique. Cette variation de l'indice se répercute évidemment sur l'indicatrice. L'équation 3.6 est alors modifiée suivant :

$$\left( \left( \frac{1}{n^2} \right)_{ij} + \Delta \left( \frac{1}{n^2} \right)_{ij} \right) x_i x_j = 1. \quad (3.10)$$

Pockels a posé a priori que les variations  $\Delta(1/n^2)_{ij}$  étaient reliées aux composantes  $S_{kl}$  par l'intermédiaire du tenseur de photoélasticité centrosymétrique de rang 4 et de composantes  $p_{ijkl}$  :

$$\Delta \left( \frac{1}{n^2} \right)_{ij} = p_{ijkl} S_{kl}. \quad (3.11)$$

En raison de la symétrie de l'ellipsoïde des indices par rapport aux indices  $i, j$  et des composantes de déformation par rapport aux indices  $k, l$ , les composantes du tenseur de photoélasticité vérifient les relations :

$$P_{ijkl} = P_{jikl} = P_{ijlk} = P_{jilk}. \quad (3.12)$$

On passe du tenseur à la matrice de photoélasticité en groupant les termes  $ij$  en un seul  $m$  et les termes  $kl$  en un seul  $n$  suivant la correspondance donnée dans le tableau 3.1.

Nous pouvons alors écrire la relation 3.11 sous la forme matricielle :

$$\Delta \left( \frac{1}{n^2} \right)_m = p_{mn} S_n. \quad (3.13)$$

Tableau 3.1 Correspondance entre les indices  $ij$  ou  $kl$  et les indices  $n$  ou  $m$ .

$ij$ ou $kl$	11	22	33	23	32	13	31	12	21
$n$ ou $m$	1	2	3	4	4	5	5	6	6

La matrice  $p_{mn}$  n'a aucune raison, a priori, d'être symétrique par rapport à l'inversion des indices  $n$  et  $m$ . Les  $p_{mn}$  associés aux axes cristallographiques sont appelés constantes photoélastiques. Soumettons un cristal à une déformation. Cette déformation a ses éléments de symétrie propres. L'ellipsoïde des indices subira alors des modifications, mais d'après le principe de Curie-Neumann il conservera les éléments de symétrie communs à la déformation et au cristal avant déformation.

Cette considération permet, par exemple, de réduire le nombre de coefficients indépendants de la matrice des  $p_{ij}$  d'un solide isotrope, cas qui nous préoccupe dans la présente étude.

### 3.4 Matrice des $p_{mn}$ d'un solide isotrope

Dans un solide isotrope non déformé, l'ellipsoïde des indices s'écrit :

$$\frac{1}{n^2}(x_1^2 + x_2^2 + x_3^2) = 1. \quad (3.14)$$

Appliquons lui une déformation longitudinale  $S_1$  suivant l'axe  $x_1$ . Cet axe est manifestement un axe de symétrie pour  $S_1$ . Par conséquent, l'ellipsoïde des indices dans l'état déformé gardera les mêmes axes principaux. On en conclut que  $p_{41} = p_{51} = p_{61} = 0$ . De plus, l'équivalence de  $x_2$  et  $x_3$ , pour raison de symétrie toujours, donne  $p_{21} = p_{31}$ . L'ellipsoïde des indices prend la forme :

$$\left(\frac{1}{n^2} + p_{11}S_1\right)x_1^2 + \left(\frac{1}{n^2} + p_{21}S_1\right)(x_2^2 + x_3^2) = 1. \quad (3.15)$$

Un raisonnement analogue appliqué à une déformation  $S_2$  puis à  $S_3$  donne :  $p_{42} = p_{43} = p_{52} = p_{53} = p_{62} = p_{63} = 0$ . Il est facile de se rendre compte, à cause de l'équivalence des axes  $x_1$ ,  $x_2$  et  $x_3$ , que  $p_{12} = p_{21} = p_{31} = p_{13} = p_{23} = p_{32}$  et que  $p_{11} = p_{22} = p_{33}$ .

Supposons maintenant que tous les  $S_{kl}$  soient nuls sauf  $S_{12} = S_{21}$  et prenons les axes  $x'_1$  et  $x'_2$  à  $45^\circ$  des axes  $x_1$  et  $x_2$ . Dans ces conditions, le tenseur des déformations n'a que des composantes longitudinales :

$$\begin{vmatrix} S_{12} & 0 & 0 \\ 0 & -S_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{vmatrix}, \quad (3.16)$$

et l'ellipsoïde des indices se met sous la forme :

$$\left(\frac{1}{n^2} + (p_{11} - p_{12})S_{12}\right)x_1'^2 + \left(\frac{1}{n^2} - (p_{11} - p_{12})S_{12}\right)x_2'^2 + \frac{1}{n^2}x_3^2 = 1. \quad (3.17)$$

Si nous nous replaçons ensuite dans le système d'axes initial ( $x_1$  et  $x_2$ ), l'indicatrice s'écrit :

$$\frac{1}{n^2}x_1^2 + \frac{1}{n^2}x_2^2 + \frac{1}{n^2}x_3^2 + 2(p_{11} - p_{12})S_{12}x_1x_2 = 1. \quad (3.18)$$

On en déduit que  $p_{66} = (1/2)(p_{11} - p_{12})$  et  $p_{16} = p_{26} = p_{36} = p_{46} = p_{56} = 0$ .

Par permutation des axes  $x_1$ ,  $x_2$  et  $x_3$ , on obtient des relations analogues pour  $p_{55}$  et  $p_{44}$  ainsi que l'annulation de  $p_{15}$ ,  $p_{25}$ ,  $p_{35}$ ,  $p_{45}$ ,  $p_{65}$ ,  $p_{14}$ ,  $p_{24}$ ,  $p_{34}$ ,  $p_{54}$ ,  $p_{64}$ . En résumé, dans un milieu isotrope, la matrice des  $p_{mn}$  s'écrit :

$$\begin{pmatrix} p_{11} & p_{12} & p_{12} & 0 & 0 & 0 \\ p_{12} & p_{11} & p_{12} & 0 & 0 & 0 \\ p_{12} & p_{12} & p_{11} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & (p_{11}-p_{12})/2 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & (p_{11}-p_{12})/2 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & (p_{11}-p_{12})/2 \end{pmatrix}. \quad (3.19)$$

Enfin, elle contient 2 composantes non nulles indépendantes  $p_{11}$  et  $p_{12}$ .

Les variations relatives de l'indice par effet photoélastique étant toujours faibles devant l'unité, la relation 3.13 se simplifie et prend la forme :

$$\Delta n_m = -\frac{n^3}{2} p_{mn} S_n. \quad (3.20)$$

Cette relation nous sera très utile par la suite pour décrire l'interaction acousto-optique dans le verre.

### 3.5 Variation de l'indice de réfraction par des ondes acoustiques de volume

Pour générer les ondes de volume, nous utilisons un dispositif piézoélectrique placé directement au-dessus d'un guide d'onde fabriqué dans un substrat de verre. Ce choix est régi par le désir d'utiliser une technique simple, robuste et économique pour obtenir l'interaction acousto-optique avec un mode guidé. Dans cette configuration spécifique, les ondes acoustiques longitudinales, qui se propagent dans le verre dans la direction 3, sont produites par le couplage direct avec le dispositif piézoélectrique, comme le montre la figure 3.2. Le transducteur piézoélectrique doit être conçu pour travailler en mode

d'épaisseur. Cela forme un résonateur mécanique composé du piézoélectrique et du substrat en verre et permet d'obtenir une onde acoustique stationnaire.

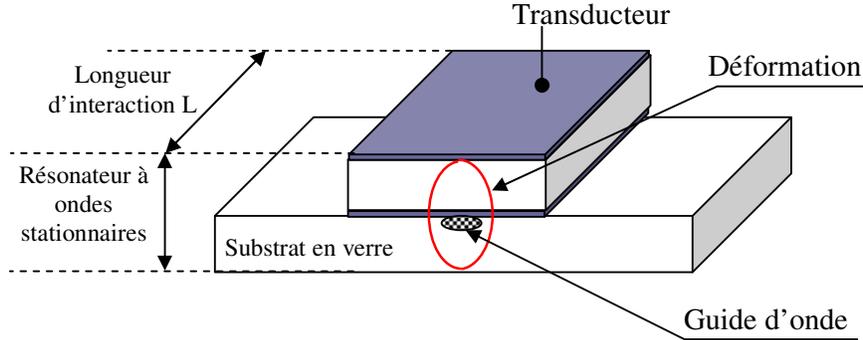


Figure 3.2 Résonateur acousto-optique.

Le changement de l'indice de réfraction du guide d'onde sera, bien évidemment maximal à l'endroit où la déformation élastique aura une amplitude maximale ; cette région doit donc correspondre avec celle où se trouve le guide d'onde optique. Pour un substrat de verre donné, l'épaisseur du piézoélectrique doit être choisie en conséquence. Rappelons qu'un guide d'onde réalisé par la technique d'échange d'ions dans un substrat en verre est soit en surface, soit enterré de seulement quelques dizaines de microns sous la surface. La contrainte maximum doit donc se situer au voisinage de l'interface verre/piézoélectrique.

Dans cette configuration, sous le piézoélectrique, l'indice de réfraction du verre est donné par :

$$n(x,y) = \Delta n f(x, y) + n_b + \Delta n_{AO}. \quad (3.21)$$

Cette équation est définie au chapitre 2 (équation 2.23) complétée par la variable  $\Delta n_{AO}$  qui est la variation d'indice de réfraction provoquée par la présence de l'onde acoustique. Cette dernière modifie les paramètres du guide d'onde et induit ainsi un changement de phase de tous les modes guidés. En effet, après une longueur d'interaction  $L$ , un mode guidé se présente sous la forme suivante :

$$\vec{E} = \vec{E}_0(x,y) e^{j(\beta L - \omega t)}, \quad (3.22)$$

où  $\vec{E}_0(x,y)$  est l'amplitude du mode,  $\beta$  est la constante de propagation et  $\omega$  est la fréquence angulaire optique. Rappelons, comme nous l'avons vu au chapitre 2, que  $\beta$  est lié à l'indice effectif du mode et à la constante de propagation du vide par :

$$\beta = n_0 k_0 = n_0 \frac{2\pi}{\lambda_0}. \quad (3.23)$$

C'est donc la variation de l'indice effectif produite par l'onde acoustique qu'il est important de connaître. Comme les indices du cœur du guide et d'une grande partie de la gaine sont légèrement augmentés de  $\Delta n_{AO}$ , il est raisonnable de présumer que :

$$\Delta n_0 \approx \Delta n_{AO}. \quad (3.24)$$

Nous avons vérifié ce fait pour un guide plan de surface ayant une fonction de variation d'indice fréquemment obtenue avec la technique d'échange d'ions du type :

$$f(x) = \Delta n \operatorname{erfc}(x/d), \quad (3.25)$$

où  $d$  est la profondeur du guide d'onde. La figure 3.3 montre les résultats obtenus. On y voit clairement la validité de notre hypothèse, même pour des  $\Delta n_{AO}$  supérieurs à 0,1.

Des différences inférieures ou égales à 0,06 ont été trouvées en ce qui concerne la relation 3.24. Cette relation sera ainsi utilisée par la suite dans tous nos calculs.

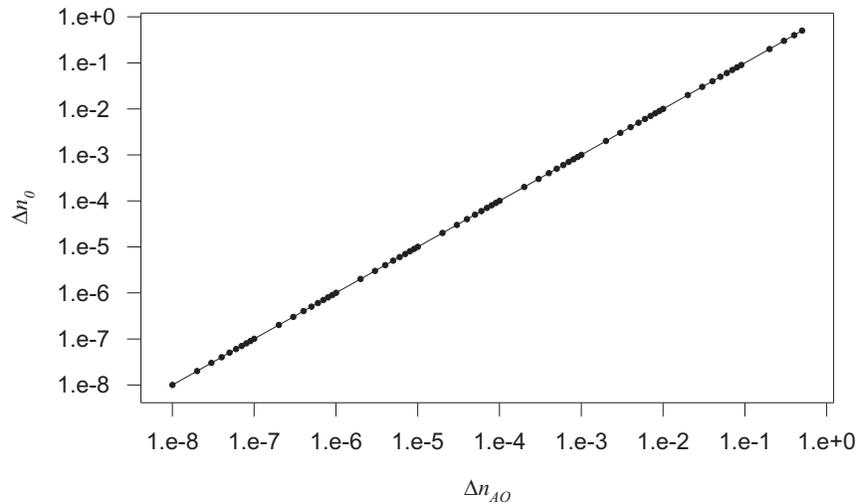


Figure 3.3 Variation d'indice effectif du mode fondamental d'un guide d'onde plan de surface conformément à l'indice de réfraction induit par l'onde acoustique. Calculs effectués pour la polarisation TE,  $n(x) = 0,005 \operatorname{erfc}(x/4,5) + 1,5$  et  $n_{\text{superstrat}} = 1$ .

### 3.6 Modulation de phase de l'onde optique

En se basant sur les directions représentées sur la figure 3.4 nous pouvons voir que, pour un guide plan, nous avons besoin d'utiliser  $\Delta n_1$  et  $\Delta n_3$ .

$$\Delta n_{AO} = \begin{cases} \Delta n_1 & \text{mode TE et quasi TE} \\ \Delta n_3 & \text{mode TM et quasi TM} \end{cases} \quad (3.26)$$

En effet, nous nous intéressons au cas d'une onde guidée se déplaçant dans la direction 2. Comme nous l'avons vu au chapitre précédent, le champ électrique d'une polarisation TE est orienté uniquement suivant l'axe 1. Seule la variation d'indice  $\Delta n_1$  aura alors un effet sur l'onde guidée.

Dans le cas d'une polarisation TM, le champ électrique possède une composante transversale  $E_3$ , ainsi qu'une composante longitudinale,  $E_2$ . Pour les guides enterrés la composante longitudinale est très petite par rapport à la composante transversale et peut être négligée [107]. Pour les guides de surface, nous utilisons une source laser de polarisation inconnue.

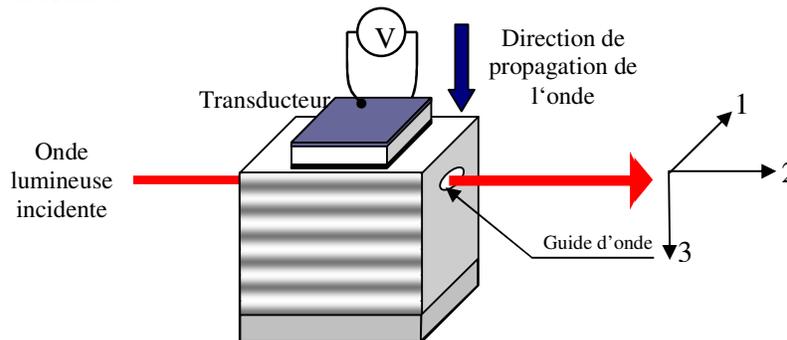


Figure 3.4 Schéma des axes tensoriels utilisés et de la configuration étudiée pour trouver le changement d'indice de réfraction dans le matériau.

Une onde acoustique sinusoïdale génère, dans les conditions appropriées, une variation sinusoïdale de l'indice de réfraction du matériau. Si l'onde acoustique est plane, la situation décrite à la figure 3.5 peut être envisagée.

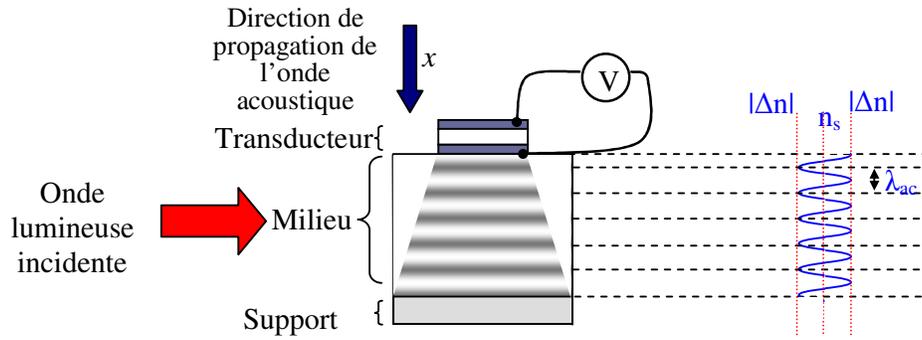


Figure 3.5 Interaction acousto-optique.  $\Delta n$  : variation d'indice du substrat,  $n_s$  : indice de réfraction du substrat.

Une onde acoustique stationnaire s'établit donc suivant la direction  $x$  (voir figure 3.5). Un mode guidé se propageant perpendiculairement à celle-ci verra alors son indice effectif varié comme suit :

$$n = n_0 + \Delta n_{AO} \sin \left[ \Omega \left( t - \frac{x}{V} \right) \right], \quad (3.27)$$

où  $\Omega$  et  $V$  sont respectivement la fréquence angulaire et la vitesse de phase de l'onde acoustique.

Pour un élément acoustique de longueur  $L$ , la variation de phase que cette variation d'indice effectif produit est :

$$\Delta \Phi = \frac{2\pi L}{\lambda_0} \Delta n_{AO} \sin \left[ \Omega \left( t - \frac{x}{V} \right) \right]. \quad (3.28)$$

Comme nous travaillons près de la surface,  $x$  est petit par rapport à longueur d'onde acoustique et nous avons alors :

$$\Delta \Phi = \frac{2\pi L}{\lambda_0} \Delta n_{AO} \sin(\Omega t). \quad (3.29)$$

### 3.7 Modèle acoustique en résonance

Pour générer les ondes élastiques sur le verre comme nous l'avons mentionné à la section précédente, nous avons fait le choix d'utiliser un transducteur piézoélectrique collé au-dessus du substrat. Parmi tous les transducteurs piézoélectriques disponibles, nous avons choisi un transducteur céramique en Titano-Zirconiate de Plomb, PZT, de PICeramics qui possède de bonnes caractéristiques piézoélectriques. Avec celui-ci, nous obtenons des ondes longitudinales dans la gamme de fréquences du MHz. La

position des guides d'ondes optiques est un des éléments déterminant dans le choix de l'épaisseur du transducteur, comme nous l'avons vu au début de cette section. Dans un premier temps, le couplage entre le verre et le composant piézoélectrique se fait directement à l'aide d'une couche mince de gel ultrasonique.

L'analyse des résonateurs ou transducteurs piézoélectriques et leurs applications peuvent être faites en utilisant les équations d'ondes classiques. Cependant, il est plus pratique d'utiliser l'approche du circuit équivalent, proposé par Mason [106], où les comportements électriques et mécaniques du transducteur ou du système sont représentés par des circuits électriques équivalents.

La figure 3.6 montre le piézoélectrique avec son système d'axes de référence et ses interfaces mécaniques et électriques. Ses dimensions latérales étant grandes comparées à son épaisseur, le système peut être décrit par un modèle unidimensionnel basé sur la propagation des ondes acoustiques en mode d'épaisseur. En conséquence, pour l'élément piézoélectrique, les contraintes autres que  $S_3$  et les déplacements électriques autres que  $D_3$  sont considérés comme étant nuls.

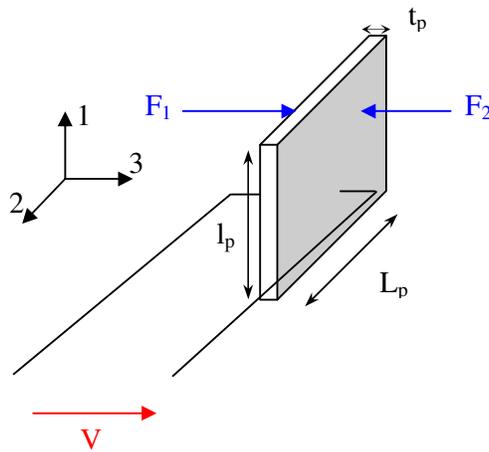


Figure 3.6 Transducteur PZT polarisé dans son épaisseur et le système d'axe utilisé.

### 3.7.1 Modèle du transducteur PZT

Les modèles équivalents de Mason sont unidimensionnels et permettent de calculer la force, la contrainte et les fréquences de résonance. Ces modèles peuvent être employés aussi bien pour la génération que pour la détection d'ondes acoustiques. Chaque matériau est représenté par une matrice de transfert entre la force et la vitesse de déplacement à chaque interface. Le modèle que nous utilisons est basé sur le couple d'équations piézoélectriques 2.44a et 2.44b vu au chapitre 2. Le PZT est représenté

comme un sextupôle dont l'entrée est la tension et le courant à ses bornes électriques et les sorties sont les forces  $F_1$  et  $F_2$  présentées sur les faces polarisées comme le montre la figure 3.7.

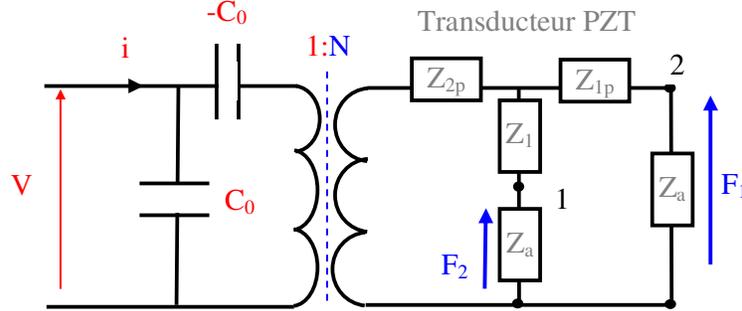


Figure 3.7 Modèle de Mason pour le PZT.

$C_0$  est la capacité statique du piézoélectrique, dont la valeur est obtenue par la relation 3.30, où la constante diélectrique normale ( $\epsilon_{33}$ ) est représentée sous sa forme complexe pour tenir compte des pertes diélectriques :

$$C_0 = \frac{\epsilon_{33}(1-j \tan \delta_e)S_p}{t_p}, \quad (3.30)$$

$\tan \delta_e$  est le coefficient des pertes diélectriques du PZT,  $S_p$  est la surface active du PZT et  $t_p$  son épaisseur. Pour la partie élastique du PZT, les impédances  $Z_{1p}$  et  $Z_{2p}$  sont respectivement égales à :

$$Z_{1p} = j Z_p S_p \tan \frac{\omega_p}{2V_p} \text{ et} \quad (3.31)$$

$$Z_{2p} = \frac{Z_p S_p}{j \sin \frac{\omega_p}{V_p}}, \quad (3.32)$$

avec  $Z_p = \rho_p V_p$ , l'impédance acoustique du piézoélectrique,  $V_p$  la vitesse des ondes longitudinales dans le PZT,  $\rho_p$  la densité du PZT et  $\omega$  la fréquence angulaire. La dernière partie du modèle est constituée d'un transformateur électromécanique qui relie les parties électriques aux parties mécaniques. Le rapport de transformation est donné par la relation suivante, où la susceptibilité élastique,  $s_{33}$ , est elle aussi utilisée dans sa forme complexe pour prendre en compte les pertes mécaniques :

$$N = \frac{d_{33} S_p}{t_p s_{33}(1 + j \tan \delta_m)}, \quad (3.33)$$

$\tan \delta_m$  est le facteur de pertes mécaniques du PZT et  $d_{33}$  est le coefficient piézoélectrique du PZT. Les PZT sont des matériaux présentant des pertes diélectriques faibles, mais non négligeables dans notre cas.

Le PZT que nous étudions ici est entouré d'air. Il faut donc prendre en compte l'effet de l'air sur les deux faces extrêmes du dispositif. Pour cela il suffit d'ajouter

l'impédance élastique de l'air. Comme ce milieu peut être considéré comme infini les impédances sont simplifiées et définies par :

$$Z_a = \rho_a V_a Z_a \quad (3.34)$$

### 3.7.2 Modèle global du système élasto-optique

Pour d'autres matériaux, comme le verre par exemple, le modèle de ligne de propagation est représenté avec les impédances élastiques  $Z_{1g}$  et  $Z_{2g}$  :

$$Z_{1g} = j Z_g S_g \tan \frac{\omega t_g}{2V_g} \text{ et} \quad (3.35)$$

$$Z_{2g} = \frac{Z_g S_g}{j \sin \frac{\omega t_g}{V_g}}, \quad (3.36)$$

avec  $Z_g = \rho_g V_g$  l'impédance acoustique du verre,  $V_g$  la vitesse des ondes longitudinales dans le verre,  $\rho_g$  la densité du verre et  $t_g$  l'épaisseur du verre. Les pertes mécaniques dans le verre sont prises en compte dans l'expression de  $V_g$  qui est proportionnelle à la constante élastique complexe du verre. La surface de verre impliquée dans le modèle,  $S_g$ , est égale à la surface active du PZT,  $S_p$ .

Les présences d'air sur la surface libre du PZT d'un côté et de la structure mécanique du support en duraluminium en contact avec le verre de l'autre ont été prises en compte dans le modèle élastique. Mentionnons que l'impédance acoustique de l'air est petite comparée aux autres impédances acoustiques. Elle a ainsi peu d'influence sur les résultats des calculs.

Dans une autre expérience, le support en dural a été ajouré sous la surface active du verre. Dans cette autre configuration, l'impédance élastique du duraluminium est remplacée par celle de l'air. Ce changement modifie uniquement l'amplitude de résonance mais ne change pas la fréquence de résonance du système.

Enfin, le gel de couplage entre le PZT et le verre a été également inclus dans le modèle. Cependant, son épaisseur, estimée à moins de  $1\mu\text{m}$ , est si faible par rapport à la longueur d'onde élastique qu'elle peut facilement être négligée. Ceci a été confirmé par des simulations numériques. Cette couche a donc été enlevée du modèle.

A partir de ces éléments, nous obtenons le modèle du résonateur mécanique complet de notre système, comme le montre la figure 3.8. Avec la valeur numérique des différents paramètres de chaque matériau (annexe A) et en essayant différentes épaisseurs de PZT et de verre plusieurs calculs ont été réalisés afin d'obtenir une contrainte maximale au voisinage de la surface du verre, comme cela a été mentionné précédemment.

Cette contrainte à l'interface *PZT/verre*,  $S_{mn}$ , est proportionnelle à la force calculée par le modèle  $F_0$  selon la relation suivante :

$$F_0 = c_{klmn} S_{mn} A, \quad (3.37)$$

où  $c_{klmn}$  est le tenseur de rigidité du verre et  $A$  est la surface du PZT en contact avec le verre. Le calcul consiste simplement à optimiser cette valeur, donc  $F_0$ . Le changement de l'indice de réfraction du verre, quant à lui, est calculé à partir de la contrainte calculée à l'interface *PZT/verre* (voir équation 3.20). Naturellement, en présence de la force  $F_0$  normale à la surface du verre, la contrainte est dépendante de la direction et le verre devient anisotrope.

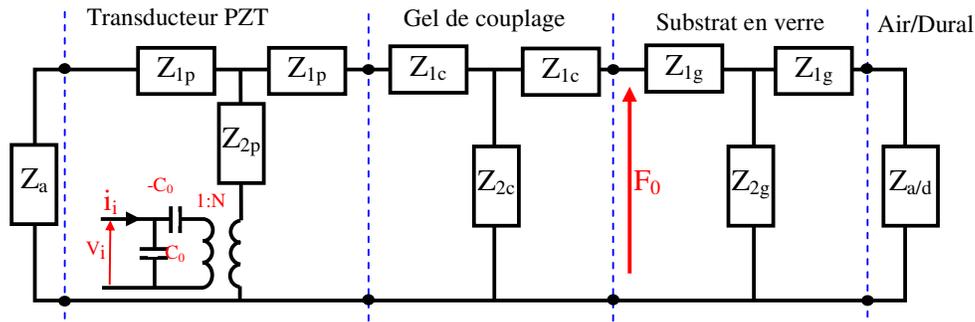


Figure 3.8 Modèle élastique de la structure.

Les meilleurs résultats ont été obtenus pour la fréquence fondamentale de résonance mécanique, ce qui correspond à une longueur d'onde acoustique de  $\lambda/2$  (figure 3.2) pour la structure *Air/PZT/Verre/(Air ou Dural)*. Comme la vitesse acoustique dans le PZT est proche de celle du verre, cette condition est réalisée quand les épaisseurs du PZT et du verre sont sensiblement égales ( $t_p = t_g$ ). Nous avons donc choisi une épaisseur de 1 millimètre, qui correspond à des valeurs standard pour le verre, mais aussi disponibles pour le PZT.

Ainsi, une fréquence de résonance de 1,03 MHz a été trouvée pour la structure *Air/PZT/Verre/Air* et de 1,38 MHz pour *Air/PZT/Verre/Dural*. Les autres pics correspondent à d'autres résonances de la structure.

Les figures 3.9 et 3.10 représentent le changement d'indice de réfraction calculé pour la lumière non polarisée en fonction de la fréquence de l'onde acoustique. Le changement maximum d'indice à la première fréquence de résonance est de  $1,16 \cdot 10^{-5}$  pour une structure de *Air/PZT/Verre/Air* et de  $1,56 \cdot 10^{-5}$  pour une structure de *Air/PZT/Verre/Dural* pour la fréquence de résonance plus importante.

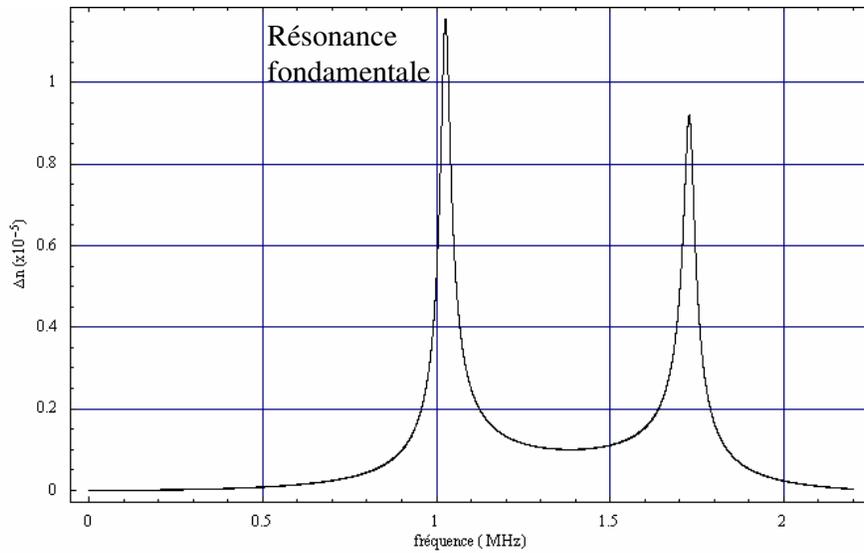


Figure 3.9 Changement d'indice de réfraction calculé en fonction de la fréquence de la lumière non polarisée dans la structure Air/PZT/Verre/Air.

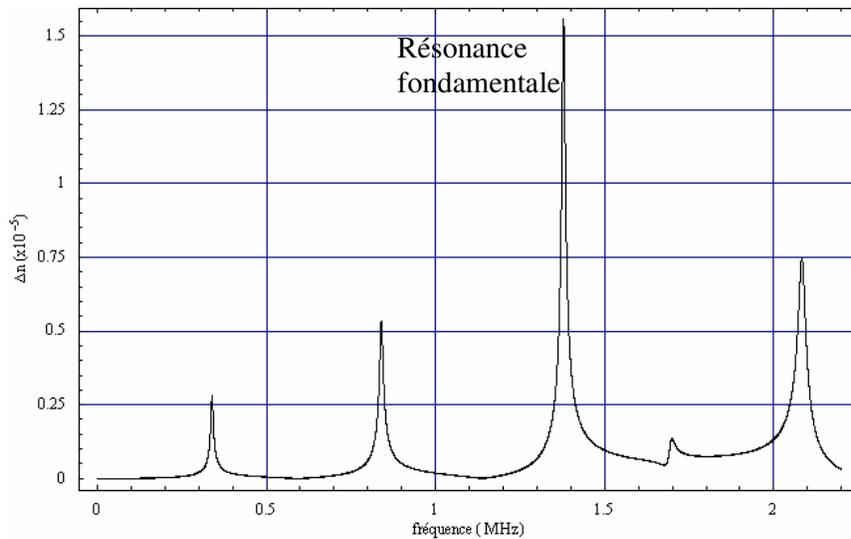


Figure 3.10 Changement d'indice de réfraction calculé en fonction de la fréquence de la lumière non polarisée dans la structure Air/PZT/Verre/Dural.

### 3.8 Modulateur acousto-optique intégré

Les modulateurs acousto-optiques intégrés que nous avons fabriqués et avec les quels nous avons travaillé se composent d'une première jonction Y qui sépare le mode guidé incident en deux parties égales. La lumière se propage alors par le bras 1 et le bras

2 de l'interféromètre avant de croiser une seconde jonction Y inversée. Cette dernière recombine les deux signaux cohérents. Tous les guides d'ondes constituant le modulateur doivent être monomodes. Pour l'expérience actuelle, un seul bras du modulateur est soumis à l'onde élastique. On observe l'effet des ondes élastiques à la sortie du dispositif par la variation d'intensité de la lumière sortante. Une vue schématique de la configuration étudiée est présentée sur la figure 3.11.

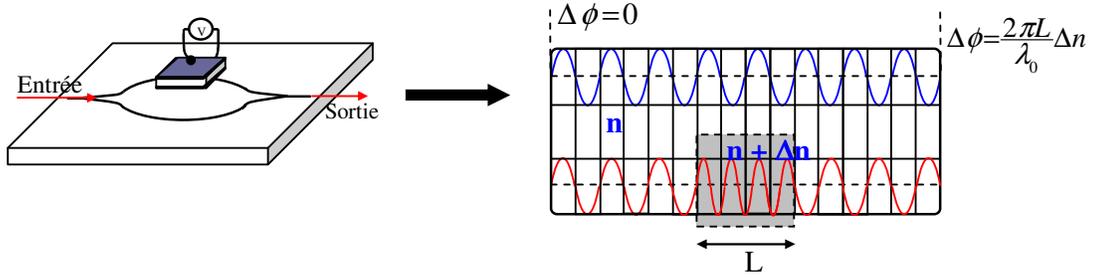


Figure 3.11 Schéma de la partie expérimentale utilisée et schéma du principe physique de fonctionnement.

### 3.8.1 Modèle mathématique de l'interféromètre de Mach-Zehnder

A la sortie de l'interféromètre, les champs électriques qui se sont propagés à travers les deux bras peuvent être représentés de la manière suivante :

$$\vec{E}_1 = \vec{E}_0 e^{j(\varphi_1 - \omega_\lambda t)} \quad (3.38)$$

et

$$\vec{E}_2 = \vec{E}_0 e^{j(\varphi_2 - \omega_\lambda t)}, \quad (3.39)$$

où  $\vec{E}_0$  est l'amplitude du champ électrique dans un des bras et  $\varphi_1$  et  $\varphi_2$  sont les phases des deux champs électriques. Les pertes optiques sont ici négligées. L'intensité optique étant proportionnelle au produit du champ électrique par son complexe conjugué, nous arrivons à la relation suivante :

$$I = \frac{I_0}{2} [1 + \cos(\varphi_2 - \varphi_1)], \quad (3.40)$$

où  $I_0$  est l'intensité initiale. Pour une structure originellement symétrique, seule la différence de phase qui apparaît sous le PZT a un effet :

$$\varphi_2 - \varphi_1 = \frac{2\pi}{\lambda_0} [\Delta n_{AO} \sin(\Omega t)L + nL] = \frac{2\pi}{\lambda_0} \Delta n_{AO} \sin(\Omega t)L + \psi. \quad (3.41)$$

où  $L$  est la longueur du PZT et  $\Delta n_{AO}$  est donnée par 3.26. Le fait que le gel de couplage puisse modifier l'indice effectif du guide et ainsi casser la symétrie du MZI, même en l'absence d'ondes acoustiques, a été pris en compte dans 3.41 par le terme  $\psi$ . Si l'indice

de réfraction du gel de couplage est plus petit que celui du guide d'onde, nous pouvons supposer que sous ce gel, il y aura toujours guidage et que le nouvel indice effectif est modifié par la quantité  $n'$ . S'il est plus grand cependant, il n'y aura plus guidage.

Un aspect intéressant à observer est le doublement de fréquence du signal modulé par rapport au signal d'excitation du PZT. Si les deux bras du Mach-Zehnder sont parfaitement identiques (chemin optique) et si le gel ou le PZT sur le bras ne changent pas l'indice effectif du guide, l'intensité à la sortie, sans l'excitation du PZT, est maximale comme indiqué sur la figure 3.12 gauche. Suivons la sinusoïde du signal d'excitation du PZT : la tension sur le PZT augmente jusqu'à son maximum. L'intensité de sortie, par contre, diminue. Quand la tension sur le PZT redescend à zéro, l'intensité de sortie commence à augmenter. La même chose se passe quand le signal d'excitation du PZT prend des valeurs négatives. Nous observons un doublement de fréquence. En revanche, si les bras ne sont pas identiques ou si sur l'influence du gel ou du PZT, l'indice de réfraction d'un bras change, nous pouvons trouver l'intensité de sortie sur une région comprise entre le maximum et le minimum. De cette façon, l'intensité de sortie varie à la même fréquence que le signal d'excitation comme le montre la figure 3.12 droite.

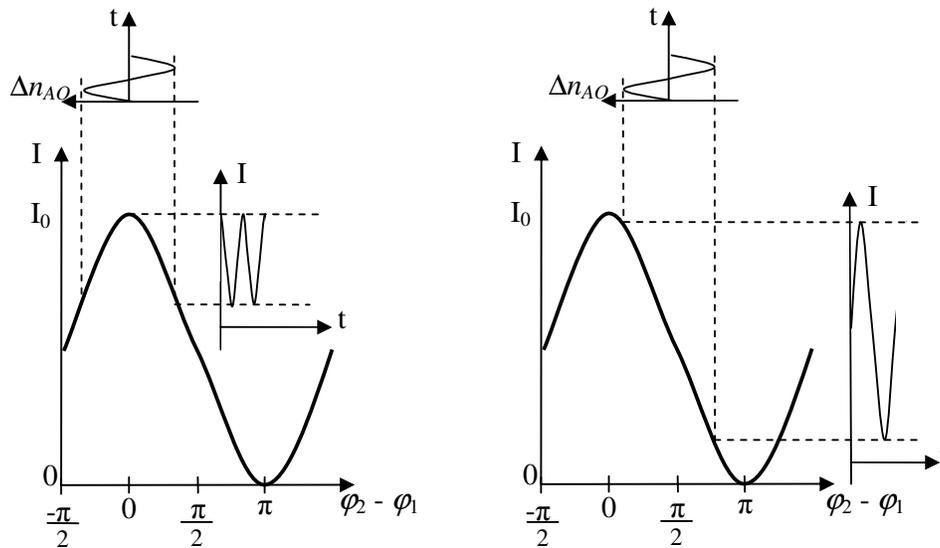


Figure 3.12 Schéma montrant le doublement de fréquence du modulateur acousto-optique. Gauche, l'intensité de sortie sans excitation est maximale et nous avons le doublement de fréquence par rapport à la fréquence de  $\Delta n_{AO}$ . Droite, l'intensité de sortie sans excitation n'est pas maximale et nous avons la même fréquence que  $\Delta n_{AO}$ .

### 3.8.2 Résultats expérimentaux pour un MZI réalisé par échange $K^+$

Un premier MZI a été réalisé sur un verre *Mentzel* avec l'échange de  $K^+ \leftrightarrow Na^+$  pour obtenir des guides monomodes à la longueur d'onde de  $0,83 \mu\text{m}$ . Les guides obtenus par ce procédé de fabrication sont localisés en surface et sont sensibles aux variations d'indice du substrat.

Une diode laser ( $\lambda_0 = 0,83 \mu\text{m}$ ) non polarisée a été couplée avec le guide d'onde d'entrée du MZI par l'intermédiaire d'une fibre optique monomode. La lumière sortante a été captée par une deuxième fibre optique monomode et dirigée vers un détecteur optique, comme le montre la figure 3.13. La bande passante de ce dernier est de 125 MHz. La tension de commande du piézoélectrique était comprise entre 0 et 10 V (valeur maximale de notre générateur sinusoïdal) et la fréquence d'excitation était située entre 0 et 2 MHz.

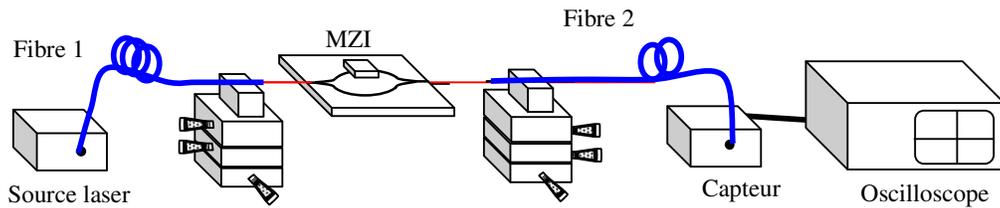


Figure 3.13 Schéma expérimental utilisé pour la visualisation et la mesure de la modulation acousto-optique.

Nous avons d'abord vérifié, en arrêtant la diode laser alors que le PZT était excité, qu'aucune interférence électromagnétique n'existait entre la source d'alimentation du PZT et le détecteur photoélectrique. Cette vérification s'étant révélée concluante, la stabilité d'émission de la diode laser à moyen terme a ensuite été vérifiée pendant une période de deux à trois minutes. Pour cela, tous les éléments optiques, y compris l'interféromètre, ont été alignés soigneusement et la source piézoélectrique de tension a été éteinte. La stabilité étant suffisamment bonne, nous pouvons commencer les mesures.

La première mesure faite avec ce MZI avait pour objet d'observer les résonances de l'ensemble de la structure mécanique. La source d'excitation du PZT a été réglée à sa valeur maximale de  $\pm 10 \text{ V}$ . La fréquence a été changée lentement de quelques centaines de Hertz jusqu'à 2 MHz. À chaque fréquence de résonance, nous avons observé une modulation optique similaire à celle montrée sur la figure 3.14. Beaucoup de fréquences de résonance ont été observées, mais seulement une à environ 1,25 MHz correspond au mode de vibration désiré. Les autres pics, comme nous l'avons déjà mentionné,

correspondent à d'autres résonances de la structure. Quelques vibrations harmoniques de la résonance fondamentale à 1,25 MHz ont été également observées, mais l'amplitude de ces modes est beaucoup plus faible que celle du mode fondamental. Mentionnons que les maxima de tension observés à la sortie du détecteur optique, coïncident bien avec les fréquences de résonance déterminées par simulation de l'impédance électrique d'entrée du PZT.

La figure 3.14 montre l'intensité optique en sortie de l'installation expérimentale mesurée sur une période de 5  $\mu\text{s}$  en l'absence de modulation. La valeur moyenne de la tension de sortie est, dans le cas présent, de  $2,63 \pm 0,01$  V.

L'exemple représenté sur la figure 3.14 correspond à la fréquence de résonance du mode fondamental pour une structure de *Air/PZT/Verre/Dural* qui est de 1,25 MHz.

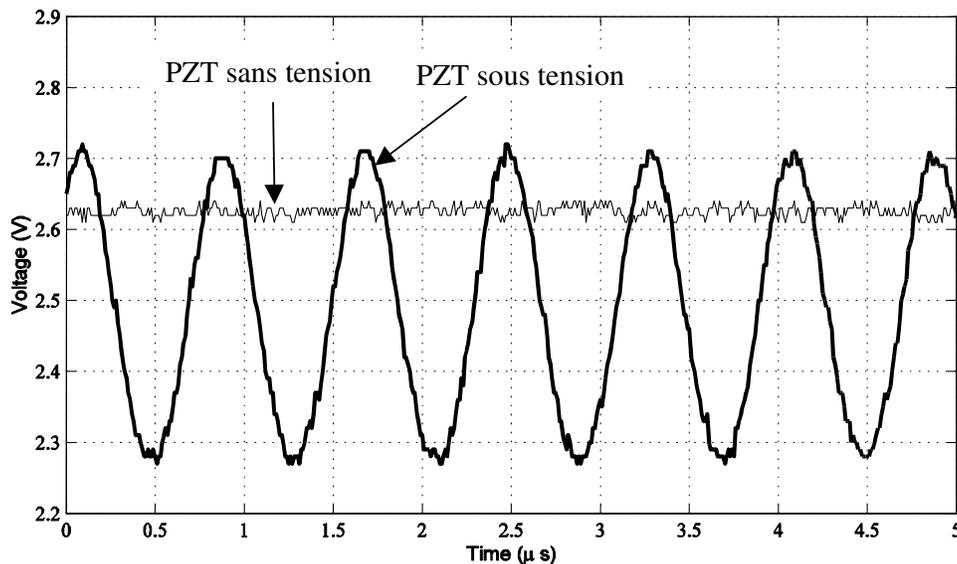


Figure 3.14 Intensité de sortie optique avec et sans excitation élastique.

Par des techniques numériques d'ajustement de courbe, en comparant les courbes de la figure 3.14 et les équations 3.26 et 3.27, nous pouvons estimer les valeurs de  $\psi$  et de  $\Delta n_{AO}$ . Nous trouvons comme valeurs respectives :  $0,12 \pi$  rad et  $6,1 \cdot 10^{-6}$ . Il faut comparer la dernière valeur à celle prévue par le modèle de la section 3.7.2 qui est de  $1,56 \cdot 10^{-5}$ . L'ordre de grandeur est le même mais il y a un facteur de 2,56 entre les deux. Cette différence peut être expliquée par le fait que la valeur de la vitesse longitudinale du son dans le verre utilisé lors du calcul était une valeur théorique pour le verre de *Mentzel* et aussi que le couplage *PZT/verre* n'est pas parfait et nous donne de pertes.

La valeur de  $\psi$  indique que la présence du gel de couplage a pour effet d'augmenter l'indice effectif du mode guidé d'une valeur de  $4,8 \cdot 10^{-6}$  (voir l'équation 3.41). Cette valeur n'est pas très grande, mais la longueur d'interaction (1 cm) rend  $\psi$  non négligeable.

L'effet du gel de couplage sur l'indice effectif a été vérifié par une autre méthode. L'intensité lumineuse en sortie du MZI a été mesurée sans la couche de gel ultrasonique dans un premier temps. Dans un second, une couche de gel ultrasonique a été placée sur l'un des bras de MZI et l'intensité lumineuse de sortie a été de nouveau mesurée. La différence entre les tensions électriques mesurées dans les deux cas est de 1V pour une couche de gel d'environ 1 cm de long. Avec cette mesure,  $\psi$  a été estimé à  $0,01 \pi$  rad/mm, soit un écart par rapport à la première mesure de 16 %. Cet écart est satisfaisant étant donné l'incertitude que nous avons sur la longueur pour cette seconde mesure.

### 3.8.3 Résultats expérimentaux pour un MZI réalisé par échange $\text{Ag}^+$

Pour éviter des perturbations dues au substrat, d'autres MZI ont été fabriqués en utilisant le verre GO14 et un échange d'ions  $\text{Ag}^+$  afin d'obtenir des guides monomodes à 1550 nm enterrés. En effet, après le premier échange, les guides sont enterrés électriquement. De plus, ce procédé peut permettre d'obtenir des guides monomodes à faible biréfringence ( $< 8 \cdot 10^{-5}$ ).

Nous avons utilisé un amplificateur électrique pour augmenter l'effet acousto-optique. L'amplificateur utilisé est limité en fréquence ( $< 20$  kHz), mais peut fournir une tension de sortie de 500 Volts. Nous avons donc travaillé bien en dessous de la fréquence de résonance mécanique du système qui est de 1,24 MHz. Le signal d'excitation électrique est un signal périodique que n'est pas parfaitement sinusoïdal, mais qui n'est pas impulsionnel. Nous avons vérifié sur le spectre de ce signal qu'il n'y avait pas de composante haute fréquence. Il est donc impossible avec un tel signal basse fréquence d'exciter les résonances mécaniques observées théoriquement et expérimentalement. L'onde acoustique produite se propage dans la structure du système en le déformant localement. Il n'y aura pas de phénomène de résonance mais simplement des déformations beaucoup plus importantes que dans le cas d'excitation à haute fréquence car l'amplitude de l'onde acoustique est beaucoup plus importante.

Les premiers essais ont montré que le gel ultrasonique s'échauffait avec cette tension et que l'électrode du PZT en contact avec le gel était dégradée. De plus, comme le PZT est simplement posé sur le verre avec le gel, il se déplace et désaligne le

composant par rapport à la fibre d'injection. Nous avons donc collé le PZT sur le verre avec de la 2-cyanoacrylate de méthyle (communément appelé Cyanoacrylate).

Nous avons mesuré la modulation acousto-optique pour une lumière polarisée à  $0^\circ$  (dite TM), à  $90^\circ$  (dite TE), à  $+45^\circ$ , comme le schématise la figure 3.15 et pour une lumière non polarisée.

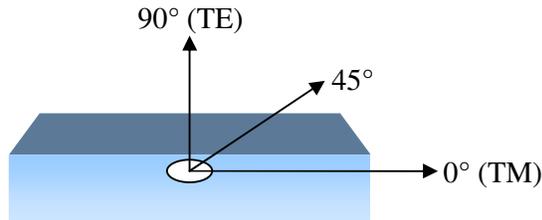


Figure 3.15 Schéma de l'injection de lumière dans le guide pour la modulation acousto-optique.

Les résultats sont exposés sur la figure 3.16. Notons que le signal d'excitation du PZT est divisé par 50 dans les graphiques. La valeur de l'intensité lumineuse à la sortie du MZI sans modulation varie pour chaque mesure. Cela peut être expliqué par le fait que les deux bras du Mach-Zehnder ne sont pas complètement symétriques et que le parcours de la lumière pour chaque polarisation est différent. Pour toutes les mesures nous avons pu vérifier le doublement de fréquence et une modulation de presque 100 %.

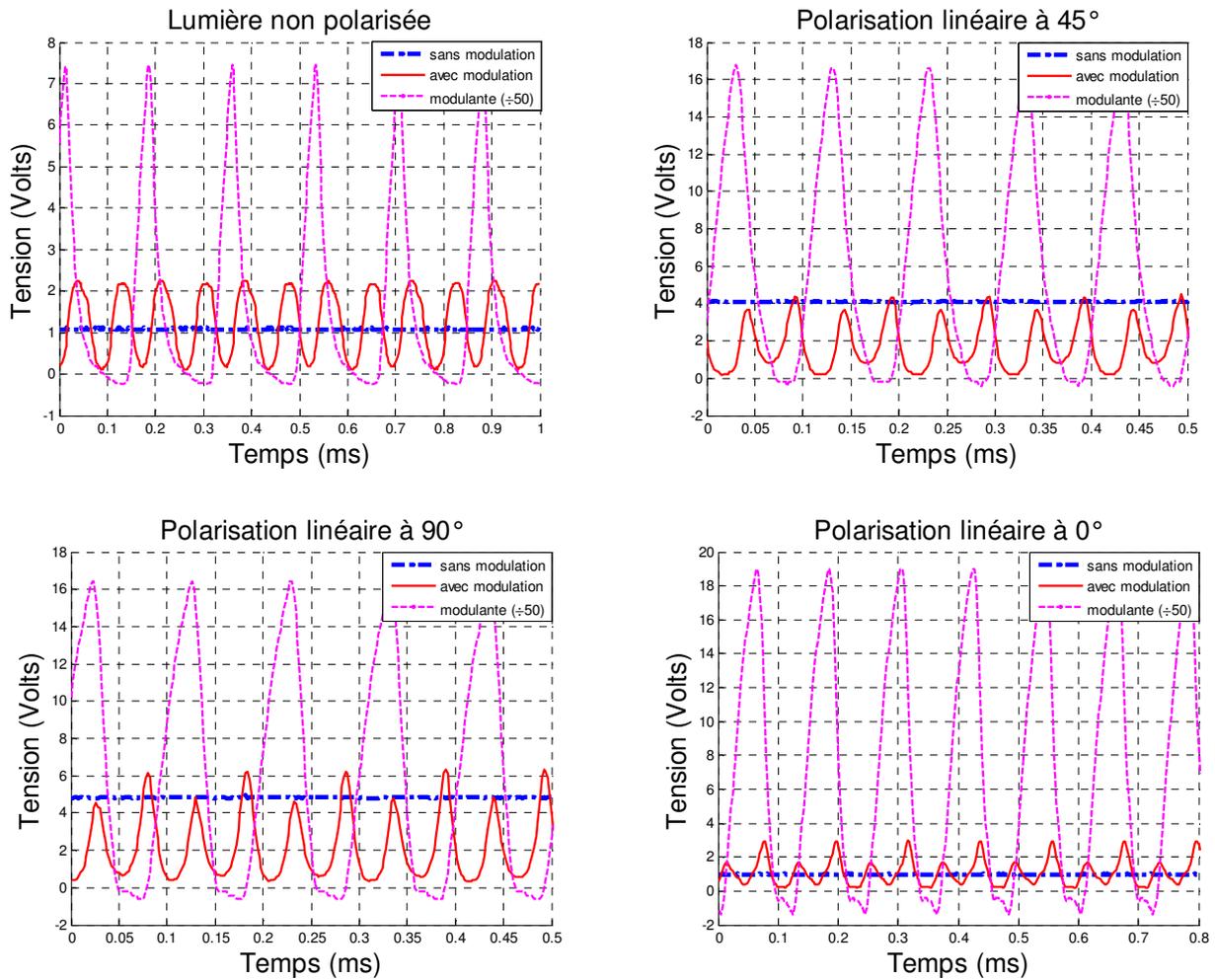


Figure 3.16 Modulation acousto-optique. Le signal d'excitation du PZT est divisé par 50 dans les graphiques.

Connaissant la tension du générateur, nous pouvons calculer la déformation mécanique générée par le PZT à la surface du verre en utilisant la fonction :

$$S \approx d_{33} \cdot U/t. \quad (3.42)$$

où  $S$  est la contrainte mécanique,  $d_{33}$  le coefficient piézoélectrique du PZT,  $U$  la tension aux électrodes du PZT et  $t$  est l'épaisseur du PZT.

La figure 3.17 montre la variation de  $\Delta n$  (calculée à l'aide de 3.27 et 3.21) par rapport à la variation de la contrainte  $S$  du PZT à l'interface avec le verre. La courbe ( $//$ ) correspond à une lumière polarisée linéairement à  $0^\circ$  (dite TM) et la courbe ( $\perp$ ) à une polarisation linéaire à  $90^\circ$  (dite TE).

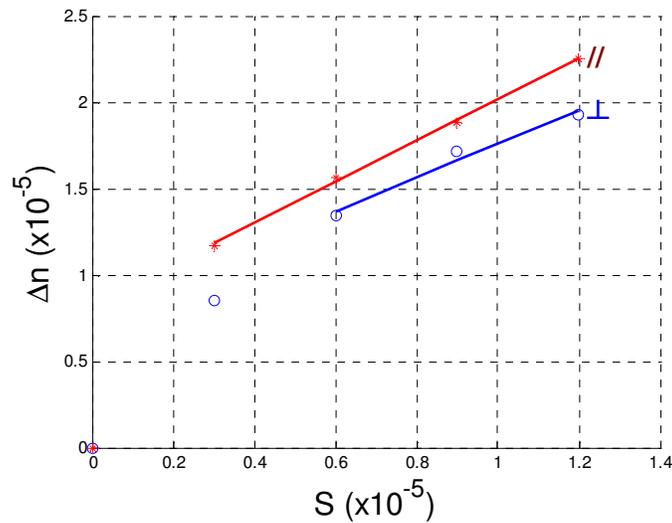


Figure 3.17 Variation d'indice de réfraction par rapport à la déformation.

Les mesures ont été faites en utilisant une faible amplitude d'excitation, par conséquent, les valeurs proches de zéro ont une incertitude assez importante et nous avons choisi d'exclure ces valeurs de la droite moyenne. Nous pouvons aussi noter une non linéarité de la courbe proche de zéro, surtout sur la courbe ( $\perp$ ).

### 3.9 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté la base de la théorie des interactions acousto-optiques en optique intégrée avec des ondes acoustiques de volume. Nous avons fait appel au modèle de Mason pour le calcul des contraintes générées par un matériau piézoélectrique.

Un interféromètre intégré de Mach-Zehnder a été utilisé pour moduler un faisceau laser avec des ondes acoustiques de volume. Deux versions de l'interaction ont été réalisées, une avec un échange potassium et l'autre avec un échange argent et un verre spécial. L'utilisation d'un amplificateur électronique nous a permis d'avoir 100% de modulation lumineuse et de mesurer la variation d'indice de réfraction par rapport à la contrainte.

L'anisotropie du verre induite par l'effet acousto-optique est sensiblement différente entre une polarisation TE et une polarisation TM. Cette différence est intéressante et sera exploitée par la suite dans la conception et la réalisation d'un analyseur de polarisation acousto-optique intégré.

Avant d'appliquer l'interaction acousto-optique à des réalisations concrètes, nous continuons dans le prochain chapitre, à étudier les potentialités de cette technique pour l'optique intégrée sur verre avec des ondes de surface cette fois-ci.



## Chapitre 4

# Etude de l'effet acousto-optique par des ondes de Rayleigh

### 4.1 Introduction

Nous avons vu dans le chapitre précédent que les ondes acoustiques de volume peuvent être utilisées de manière efficace pour la réalisation de composants acousto-optiques. Cependant nous avons souhaité étudier les possibilités offertes par les ondes de surface et particulièrement les ondes de Rayleigh pour réaliser des interactions acousto-optiques. L'utilisation de ces ondes peut potentiellement ouvrir la voie à de nouveaux composants, comme par exemple des lasers intégrés accordables en longueur d'onde. Le composant de base qui a donc retenu notre attention pour cette étude est un filtre accordable. Le principe de fonctionnement de ce composant pouvant en effet servir de base à bon nombre de fonctions en optique intégrée.

Dans ce chapitre, nous développons tout d'abord la structure d'un filtre accordable acousto-optique. Nous présentons ensuite les mesures des paramètres nécessaires à la réalisation des simulations que nous présentons en dernier lieu. L'objectif de ces simulations est d'obtenir des résultats de référence afin d'évaluer la faisabilité de l'interaction acousto-optique avec des ondes de Rayleigh en tenant compte des moyens technologiques à notre disposition.

### 4.2 Filtre intégré accordable

Une onde de Rayleigh va créer, sur la surface du verre, des régions de contraintes et de détentes de formes périodiques qui, par conséquent, vont créer une variation de l'indice de réfraction du milieu. Comme la vitesse de déplacement de l'onde de Rayleigh est beaucoup plus lente que celle de la lumière, pour une onde lumineuse, ces régions sont quasiment statiques et forment un réseau de Bragg. Or, il est bien connu qu'un réseau de Bragg peut être utilisé comme un miroir sélectif en longueur d'onde ou

pour coupler entre eux deux modes guidés différents. Il est alors possible d'imaginer une application intéressante pour l'optique intégrée : un filtre accordable en longueur d'onde commandé par une fréquence acoustique.

La figure 4.1 illustre ce concept. Un réseau, créé par l'onde acoustique de surface, agit sur les modes d'une structure appropriée de telle sorte qu'une seule longueur d'onde puisse la traverser. Le pas du réseau étant fixé par la fréquence acoustique, en modifiant cette fréquence, nous modifions la longueur d'onde optique qui peut traverser le filtre.

Outre l'intérêt premier d'un tel composant, nous pouvons imaginer que ce filtre soit la pierre angulaire d'un nouveau type de laser intégré accordable en longueur d'onde, laser qui ne comporterait aucune pièce en mouvement, contrairement aux laser accordables qui existe aujourd'hui. C'est donc cette fonction que nous avons choisie pour étudier les ondes acoustiques de surface.

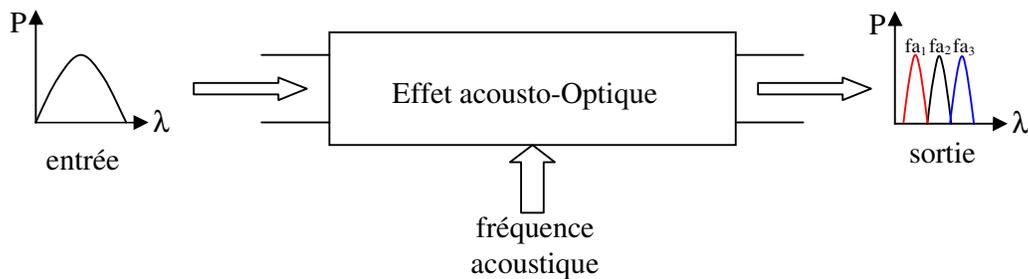


Figure 4.1 Schéma du filtre accordable. Un changement de la fréquence acoustique provoque une modification de la longueur d'onde optique qui peut traverser le filtre.

Avant de détailler les différentes possibilités pour réaliser cette fonction et les différentes simulations numériques réalisées, il est impératif de connaître la valeur de certains paramètres comme la vitesse des ondes de Rayleigh sur le verre et les indices effectifs des guides, c'est ce que nous présentons dans les sections suivantes.

### 4.3 Mesure de la vitesse des ondes de Rayleigh

Pour mesurer la vitesse des ondes de Rayleigh, nous les avons d'abord générées. On trouve différentes manières de générer des ondes de surface dans la bibliographie [108]. Nous allons les résumer ici.

La méthode transverse utilise une plaque piézoélectrique posée sur la face supérieure du solide. La plaque va créer deux ondes de Rayleigh qui vont se propager dans la direction des  $x$  positifs et négatifs, comme le montre la figure 4.2a. L'amplitude maximale est obtenue quand la relation entre la longueur et l'épaisseur de la plaque piézoélectrique est égale à 7/1.

La méthode de contact utilise une plaque piézoélectrique placée au bord du solide rectangulaire. Deux ondes de Rayleigh sont créées sur les faces du solide comme l'indique la figure 4.2b. La meilleure excitation est obtenue quand la plaque forme un angle de  $45^\circ$  avec les faces du solide.

La méthode du prisme convertit une onde de volume en une onde de Rayleigh en utilisant un prisme de couplage. L'efficacité dépend de l'angle  $\theta$ , indiqué sur la figure 4.2c et appelé angle critique.

La méthode du peigne utilise une structure périodique comme celle de la figure 4.2d pour convertir une onde longitudinale en une onde de Rayleigh. La distance entre chaque peigne détermine la fréquence d'excitation qui sera convertie.

Il faut aussi ajouter à cette liste la méthode utilisant des peignes interdigités. Mais cette méthode se différencie des autres par l'épaisseur de la lame piézoélectrique qui est beaucoup moins importante et qui est inférieure à la longueur d'onde acoustique.

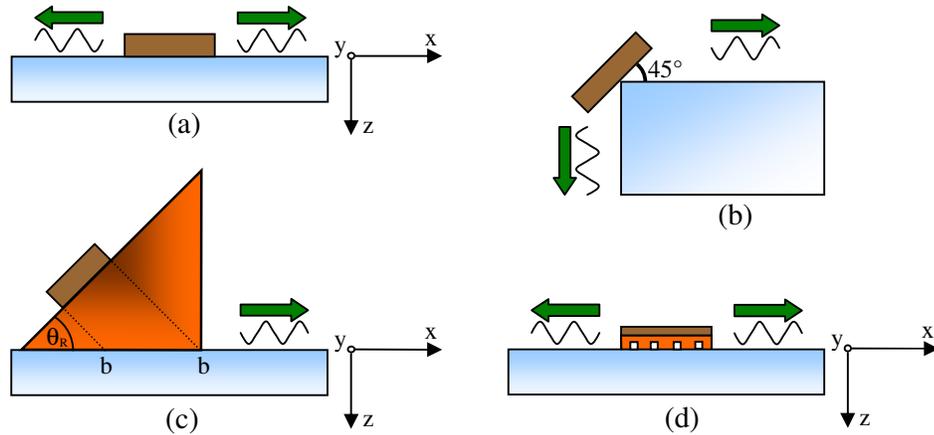


Figure 4.2 Différentes méthodes de génération des ondes de Rayleigh : (a) transverse, (b) de contact, (c) du prisme et (d) du peigne.

Nous avons choisi de générer les ondes de surface avec un prisme. En effet, le prisme convertit une onde longitudinale en une onde de surface indépendamment de la fréquence d'excitation.

Le PZT, collé sur l'hypoténuse du prisme, génère des ondes longitudinales qui vont se propager dans le prisme et atteindre l'interface prisme/verre sous un angle d'incidence défini comme étant l'angle critique. La continuité de la phase des deux ondes tout au long de la frontière implique que les composantes tangentes des vecteurs  $\vec{k}$  sont conservées entre l'onde de volume incidente et l'onde de surface [103, 104] :

$$\vec{k}_L = \frac{\omega}{c_L} \quad (4.1)$$

et

$$\vec{k}_R = \frac{\omega}{c_R}. \quad (4.2)$$

où  $\vec{k}_L$  et  $\vec{k}_R$  sont respectivement le vecteur d'onde longitudinale et de Rayleigh.

L'angle qui va donner la condition d'excitation optimale est défini par :

$$\sin \theta_R = \frac{c_L}{c_R} \quad (4.3)$$

avec la condition  $c_L < c_R$ .

Les avantages du prisme sont que, pour toutes les fréquences, l'angle du prisme ne dépend que de la vitesse des ondes longitudinales dans le prisme et de la vitesse de Rayleigh dans le solide. Ainsi, le faisceau acoustique émis est concentré dans une direction précise.

Le matériau constituant le prisme est généralement un plastique (polyamide, polyéthylène, plexiglas, etc) pour respecter la condition sur les vitesses des ondes. Les plastiques ont des vitesses d'onde longitudinale plus faibles que les ondes de surface sur le verre. Par contre, ils présentent une grande atténuation qui augmente rapidement en fonction de la fréquence. De plus, l'atténuation due au couplage varie entre 20 et 30 dB [104].

Pour connaître l'angle critique, nous avons besoin de mesurer la vitesse de l'onde longitudinale du prisme et la vitesse de l'onde de Rayleigh sur le verre. Pour les mesurer, une impulsion porteuse d'une onde sinusoïdale de haute fréquence est produite par un PZT et couplée par un prisme d'angle réglable comme le présente la figure 4.3. Le signal est récupéré par un second PZT placé à l'autre extrémité du verre comme le montre la figure 4.4.

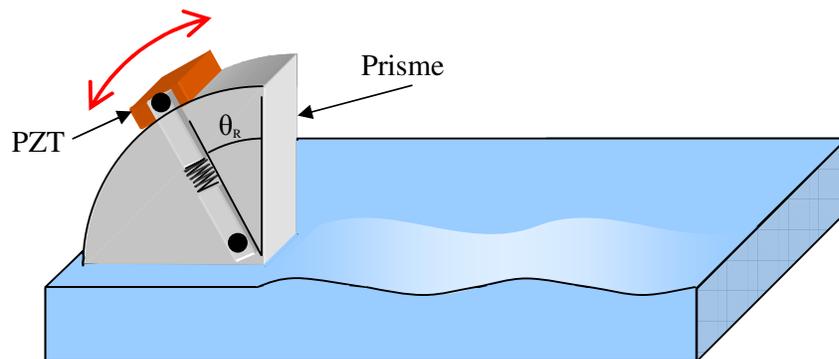


Figure 4.3 Génération des ondes de Rayleigh par prisme réglable.

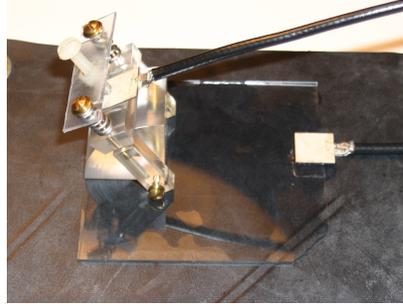


Figure 4.4 Photographie du prisme réalisé pour la mesure de la vitesse de l'onde de Rayleigh.

Nous faisons varier l'angle du prisme,  $\theta$ , jusqu'à ce que nous détectons l'onde de surface. Une fois détectée, nous réglons  $\theta$  le plus précisément possible pour optimiser l'amplitude du signal détecté. Le signal d'excitation est une sinusoïde de haute fréquence ( $\sim 9$  MHz) modulée par une impulsion rectangulaire.

Nous obtenons un signal similaire à celui de la figure 4.5. Comme l'impulsion va parcourir toute la longueur du second PZT, le signal récupéré est plus large que le signal d'excitation. Nous mesurons le temps écoulé pour une distance quelconque, appelée ici  $x$ . Pour déterminer précisément le temps écoulé, nous avons utilisé la technique d'autocorrélation bien connu des applications radar. Ensuite, nous changeons la distance de 5 mm en 5 mm. Pour chaque distance, nous remesurons le temps écoulé. La vitesse de Rayleigh est calculée directement à partir des graphiques des figures 4.6 et 4.7.

Une fois en possession de la vitesse longitudinale du prisme et la vitesse de Rayleigh du verre nous calculons précisément l'angle  $\theta_r$  pour la génération des ondes de surface en vue de la conception d'un prisme fixe.

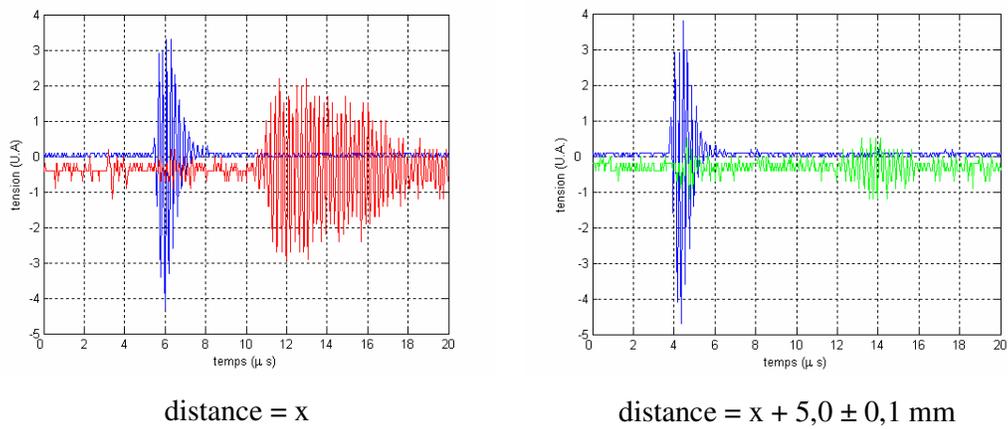


Figure 4.5 Exemple des signaux pour la mesure de vitesse de l'onde de Rayleigh.

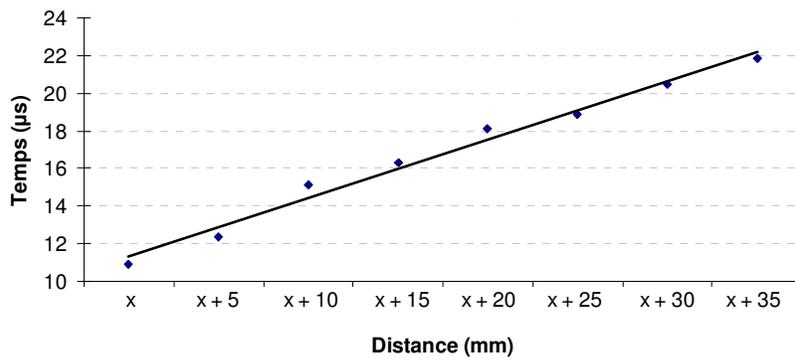


Figure 4.6 Mesure de la vitesse de l'onde de Rayleigh pour le verre Menzel.

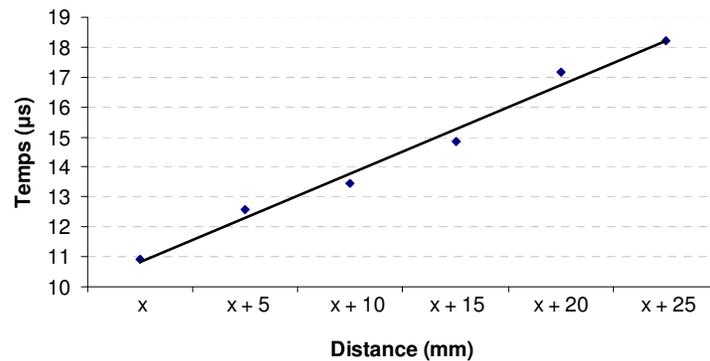


Figure 4.7 Mesure de la vitesse de l'onde de Rayleigh pour le verre GO14.

Nous avons fait des mesures pour les verres Menzel et GO14. Les résultats sont exposés dans le tableau 3.1. L'atténuation des ondes de Rayleigh le long du verre est d'environ -20 dB/cm.

La vitesse de l'onde acoustique longitudinale du plexiglas à été mesurée en collant un PZT sur une face d'un cube de plexiglas et un autre PZT sur la face opposée de ce cube. Ensuite nous utilisons la même méthode que pour la mesure des ondes de surface. La distance entre les deux faces opposées du cube est mesurée à l'aide d'un pied à coulisse.

Tableau 3.1 Résultats des Mesures pour les verres Menzel et GO14.

Menzel	GO14
$c_R = 3215 \pm 70$ m/s	$c_R = 3460 \pm 70$ m/s
$\theta_R = 59,28^\circ \pm 2,45^\circ$	$\theta_R = 52,99^\circ \pm 1,82^\circ$
Prisme	
$c_L = 2760 \pm 10$ m/s	

#### 4.4 Mesure des indices effectifs des guides

Une manière efficace de mesurer les indices effectifs des guides confinés est de réaliser un réseau de Bragg sur ces guides, d'injecter une lumière blanche et de mesurer la longueur d'onde qui est réfléchiée. En connaissant le pas du réseau de Bragg, nous trouvons l'indice effectif par la relation :

$$n_{\text{eff}} = \frac{\lambda_b}{2 \Lambda} \quad (4.4)$$

où  $\lambda_b$  est la longueur d'onde de Bragg (i.e. de l'onde réfléchiée) et  $\Lambda$  est le pas du réseau.

Les réseaux de Bragg que nous réalisons sont obtenus par gravure de la surface du substrat. Leur réalisation comporte six étapes schématisées sur la figure 4.8 [109].

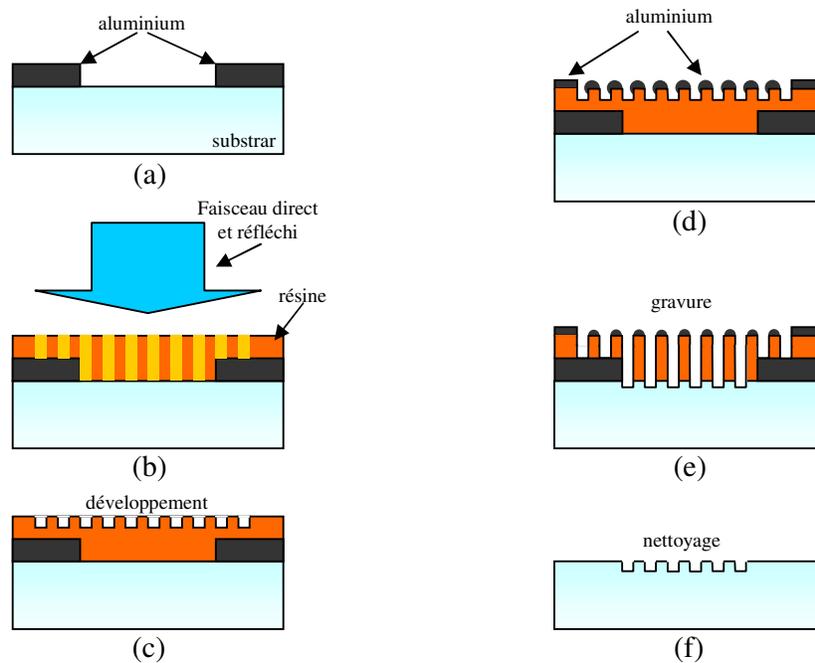


Figure 4.8 Etapes de réalisation du réseau de Bragg.

La première étape consiste à définir la zone dans laquelle est réalisée le réseau, figure 4.8a. Ceci est nécessaire pour maîtriser les dimensions du réseau et également pour obtenir des réseaux homogènes. La restriction de l'extension spatiale du réseau est menée à bien grâce au dépôt d'aluminium, puis à la définition d'une zone rectangulaire par photolithographie. La couche d'aluminium est retirée dans la zone rectangulaire, et laissée sur le reste de l'échantillon. La couche d'aluminium protège ainsi la zone que l'on ne souhaite pas attaquer lors de l'étape de gravure.

L'inscription du réseau de Bragg dans la résine photosensible est réalisée grâce à un montage interférométrique à miroir de Lloyd éclairé par une lumière monochromatique, figure 4.8b. Ce montage est schématisé sur la figure 4.9. La raie de longueur d'onde 488 nm issue d'un laser Argon est focalisée sur un trou filtrant puis collimatée grâce à une lentille de 10 cm de diamètre et de distance focale 1 m. L'intérêt du trou filtrant est d'éliminer les fréquences spatiales élevées du faisceau laser, de façon à obtenir un front d'onde proche de celui d'une onde plane. La lentille de grande dimension est, quant à elle, utilisée pour obtenir un faisceau collimaté d'un diamètre de 8 cm, ce qui est suffisamment étendu pour pouvoir réaliser un réseau de 3x3 cm de bonne qualité.

Le faisceau collimaté illumine une équerre constituée de deux montants verticaux assemblés à 90 degrés. Sur le premier montant est fixé un miroir métallique, le second étant conçu pour maintenir l'échantillon. Le réglage du pas du réseau ( $\Lambda$ ), sur un tel banc est réalisé par l'angle  $\theta$  que fait le miroir avec la direction du faisceau collimaté :

$$\Lambda = \frac{\lambda}{2 \sin\theta} . \quad (4.5)$$

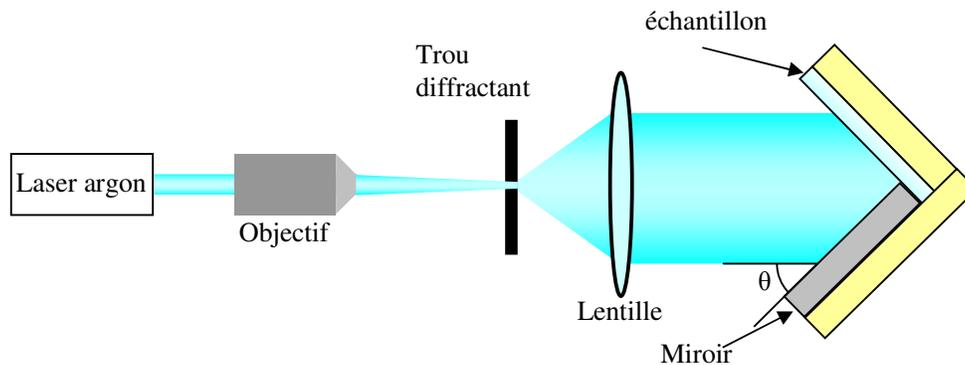


Figure 4.9 Montage interférométrique.

Chaque point de l'échantillon est ainsi illuminé par deux faisceaux : le faisceau direct et celui réfléchi par le miroir. Un réseau de franges verticales est ainsi créé. Au niveau des franges claires, la résine est insolée. Le développement de la résine permet de révéler ces franges, figure 4.8c. Le temps de développement est un paramètre fondamental, qui doit être optimisé pour assurer une bonne qualité des réseaux. En effet, si l'on développe trop le réseau, les traits ont tendance à se décoller du fait de leur rapport de forme élevé (500 nm de hauteur pour 250 nm de largeur sur quelques centimètres de longueur). Il est donc nécessaire de ne pas développer entièrement la résine. Nous aboutissons à une corrugation relativement faible de la surface de la résine. La figure 4.10 montre une photo faite par AFM de la résine développée.

Pour transférer ce motif dans le verre, une étape technologique supplémentaire est nécessaire avant la gravure. Cette étape consiste à protéger les crêtes du réseau de résine par de l'aluminium. Ce dernier est déposé par évaporation sous vide, l'échantillon étant incliné par rapport à la source d'aluminium. Cette étape est dénommée ombrage puisque

les crêtes du réseau masquent les creux du fait de l'inclinaison de l'échantillon, figure 4.8d.

L'étape de la gravure du réseau dans le verre est faite dans un bâti de gravure sèche assistée par plasma (RIE), figure 4.8e. La dernière étape est le nettoyage, figure 4.8f.

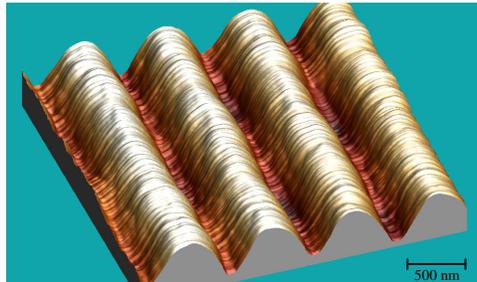


Figure 4.10 Photo d'un réseau de Bragg dans la phase de développement de résine.

Photo réalisée par AFM

Une fois le réseau réalisé, nous mesurons précisément la période de ce dernier à l'aide de la méthode du minimum de déviation, dont le montage est schématisé sur la figure 4.11. Pour cette caractérisation, le réseau est placé sur un goniomètre et éclairé par un faisceau laser de longueur d'onde  $\lambda$ . Lorsque le faisceau laser rencontre le réseau, un faisceau réfracté est créé. L'angle de réfraction dépend de l'angle que fait le réseau par rapport au faisceau laser. Il existe deux positions du réseau pour lesquelles l'angle  $\theta$  (angle entre les faisceaux réfractés d'ordre 1 et d'ordre 0) est minimal.

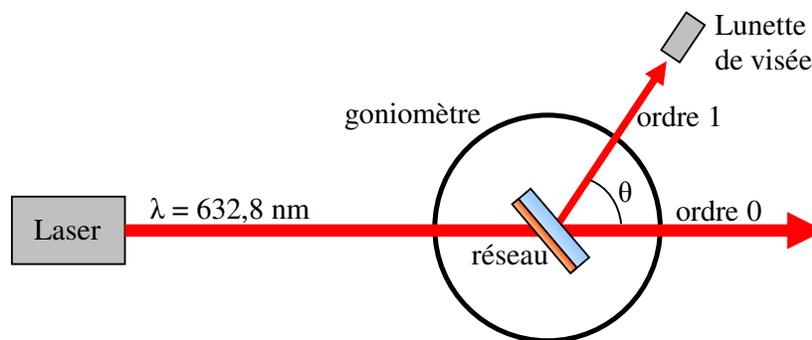


Figure 4.11 Schéma de mesure du pas du réseau de Bragg.

En mesurant la différence d'angle,  $\Delta\theta$ , entre ces deux minima, il est possible de remonter au pas du réseau,  $\Lambda$ , par la formule :

$$\Lambda = \frac{\lambda}{2 \cdot \sin\left(\frac{\Delta\theta}{4}\right)} \quad (4.6)$$

La précision de la mesure dépend du goniomètre utilisé. Dans notre cas, elle est d'une seconde d'arc. La précision sur la mesure du pas du réseau est donc meilleure que 0,1 nm.

L'onde de Bragg est visible par analyse spectrale quand nous avons une atténuation d'au moins 3dB, comme le montre la figure 4.12.

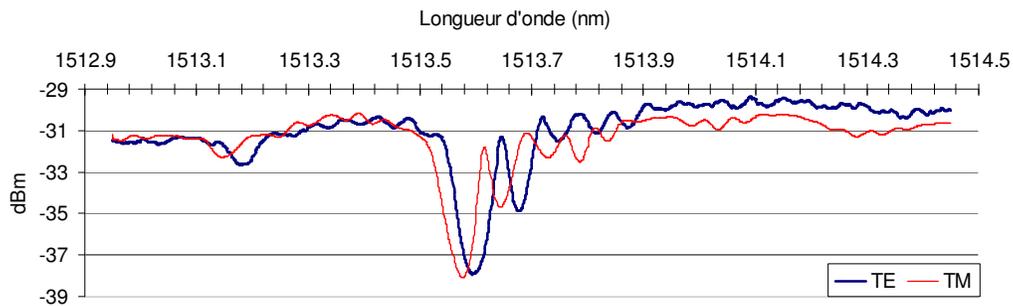


Figure 4.12 Exemple d'analyse spectrale avec un réseau de Bragg pour un guide droit de 3,5 µm de largeur de fenêtre réalisé par échange  $K^+ \leftrightarrow Na^+$ .

Les indices effectifs pour différentes largeurs de fenêtre ont été mesurés et sont affichés sur le graphique de la figure 4.13.

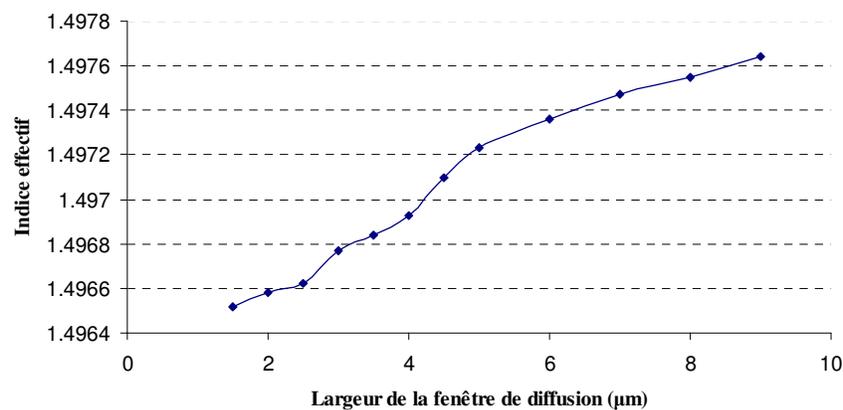


Figure 4.13 Indice effectif par rapport à la largeur de fenêtre. Guide fait par échange de potassium. Temps de diffusion : 6 heures à 380°C.

Avec ces données nous pouvons commencer les simulations afin de déterminer la faisabilité du filtre accordable en longueur d'onde par effet acousto-optique et d'estimer les différents paramètres nécessaires à sa réalisation.

## 4.5 Simulations pour le coupleur asymétrique

Une première proposition pour le filtre acousto-optique consiste en deux guides optiques d'indices effectifs différents, écartés d'une distance  $s$ . Dans une telle structure, le couplage d'énergie optique entre les deux guides n'est pas complet. Ceci constitue un coupleur asymétrique comme le montre la figure 4.14. Un réseau de Bragg permet justement de ramener ce couplage d'énergie à 100%. Plus précisément, le couplage entre les deux guides a lieu quand la perturbation périodique de l'indice de réfraction est en accord avec la longueur d'onde optique [99] :

$$\lambda = \Lambda(n_{\text{eff}A} - n_{\text{eff}B}), \quad (4.7)$$

où  $\lambda$  est la longueur d'onde optique,  $\Lambda$  la longueur d'onde acoustique et  $n_{\text{eff}}$  l'indice effectif de chaque guide. La sélectivité s'est faite par un changement de fréquence d'excitation acoustique qui peut varier entre 0 et quelques MHz.

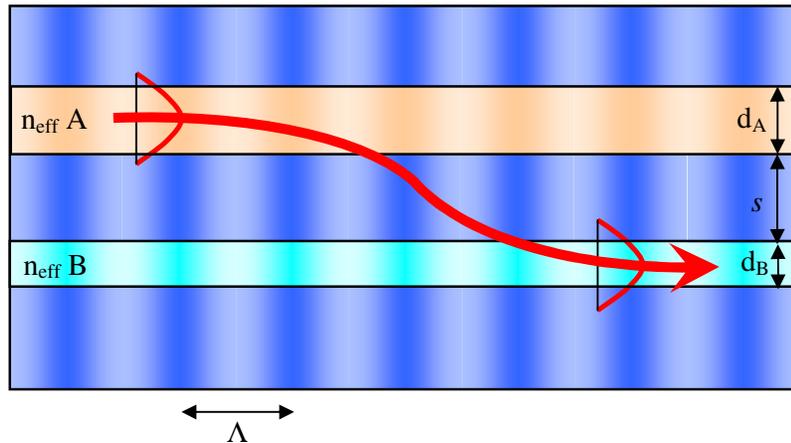


Figure 4.14 Schéma du filtre accordable proposé : un coupleur asymétrique combiné à un réseau de Bragg.

Nous choisissons que le filtre sélectionne les longueurs d'ondes entre 1540 et 1560 nm. Pour cette plage de longueurs d'ondes et les données mesurées dans la section

précédente, nous pouvons établir la relation entre la fréquence acoustique et la longueur d'onde couplée entre les guides. Par exemple, pour un guide de  $1,5 \mu\text{m}$  de large et un second de  $2 \mu\text{m}$ , la relation entre fréquence acoustique et longueur d'onde couplée est montrée sur la figure 4.15. Mentionnons que cette longueur d'onde couplée est la longueur d'onde centrale du filtre passe-bande accordable. Dans cette configuration, la fréquence acoustique va varier entre 545 kHz et 552 kHz.

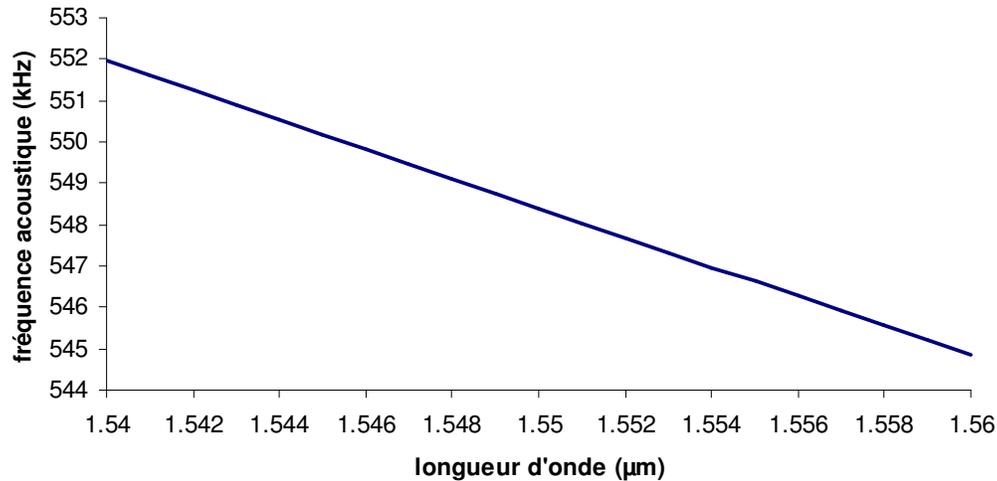


Figure 4.15 Rapport entre la longueur d'onde optique et la fréquence acoustique.

Les simulations qui sont réalisées par la suite ont pour but de déterminer certains paramètres comme la longueur de couplage, la largeur de bande, la courbe de réponse du filtre. La relation entre la distance entre les deux guides et la longueur de couplage est également étudiée.

Pour faciliter la modélisation, le changement d'indice créé par l'onde acoustique a été modélisé par une variation périodique de forme carrée et d'amplitude constante sur toute la zone soumise à l'onde acoustique. La structure est celle de la figure 4.16.

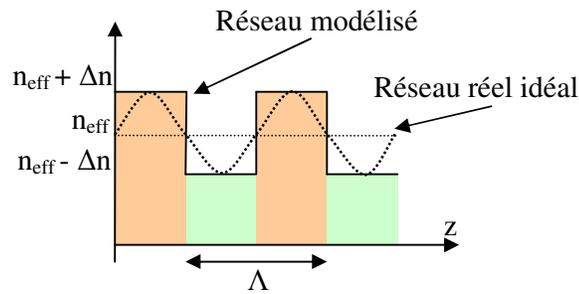


Figure 4.16 Schéma du réseau utilisé pour les simulations.

Les simulations en 2D ont été faites avec trois logiciels différents :

- Optigrating : logiciel commercial de OptiWave qui utilise la méthode de transfert de matrice [110].
- RSM : logiciel développé par Philippe Gérard en 1994 et qui utilise une méthode entièrement modale basée sur la décomposition des champs sur la base de tous les modes propres locaux, guidés et rayonnés de la structure optique [111].
- CAMFR : développé par le groupe de photonique du département de technologie de l'information de l'université de Gent en Belgique sur une licence GPL. Il est basé sur la technique d'expansion du mode fondamental [112].

### 4.5.1 Etude de la longueur de couplage

Avec le logiciel Optigrating nous pouvons déterminer la longueur d'interaction nécessaire pour le transfert d'énergie d'un guide à l'autre. La figure 4.17 montre un exemple de résultat obtenu.

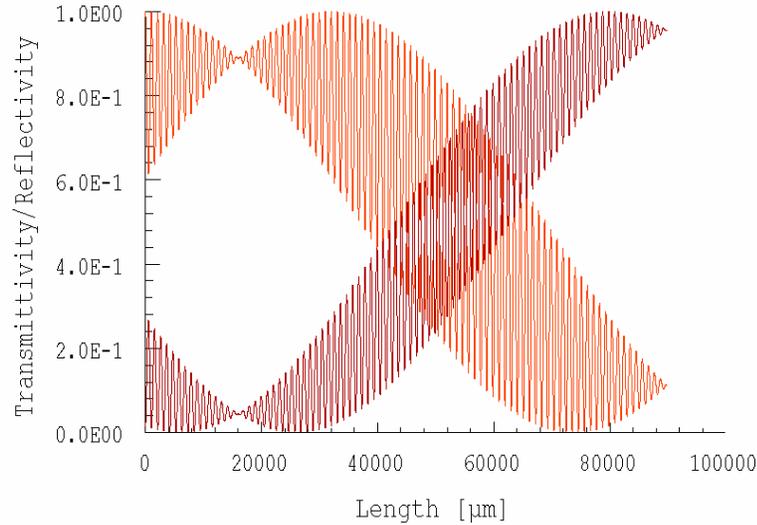


Figure 4.17 Longueur nécessaire pour transférer l'énergie d'un guide de  $5 \mu\text{m}$  vers un guide de  $8 \mu\text{m}$ , séparés de  $5 \mu\text{m}$ . Ce résultat est obtenu avec le logiciel Optigrating.

Les oscillations rapides observées sur la figure 4.17 sont dues au couplage naturel entre les deux guides. Nous pouvons remarquer aussi que le transfert d'énergie d'un guide vers l'autre atteint son maximum autour de  $80 \text{ mm}$ .

#### 4.5.2 Courbe de réponse

En répétant les simulations précédentes pour des longueurs d'ondes optiques différentes, tous les autres paramètres étant fixés, nous obtenons la courbe de réponse du filtre. De celle-ci, on détermine tout naturellement la sélectivité du filtre. Dans la figure 4.18, nous présentons un exemple pour une structure avec des guides de  $5$  et  $8 \mu\text{m}$ , séparés de  $5 \mu\text{m}$ , la longueur du coupleur est de  $80 \text{ mm}$ , la variation d'indice de réfraction causée par l'onde acoustique étant fixée à  $5 \times 10^{-5}$  et le pas du réseau acoustique à  $1,05 \text{ mm}$ , ce qui correspond à une longueur d'onde optique sélectionnée de  $1550 \text{ nm}$ .

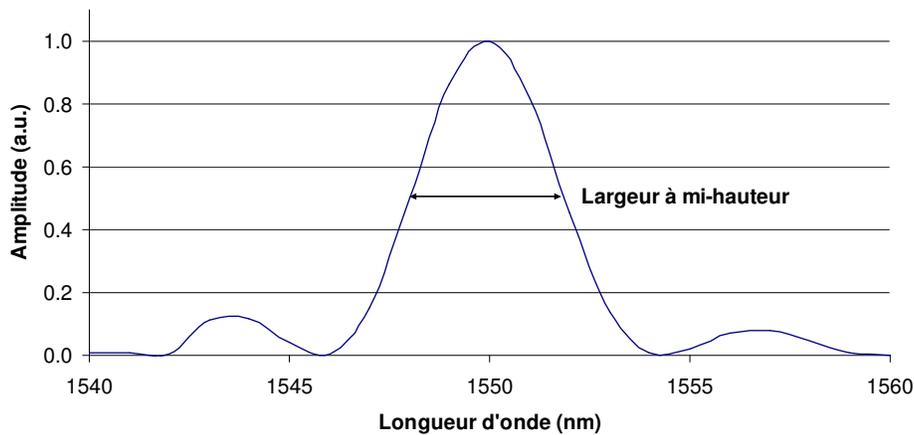


Figure 4.18 Courbe de réponse du filtre acousto-optique pour une structure composée de deux guides, l'un de 5 et l'autre de 8  $\mu\text{m}$  séparés de 5  $\mu\text{m}$ . La longueur de couplage est de 80 mm.

La distance entre les guides joue beaucoup sur la réponse du filtre. Nous avons donc étudié l'effet de ce paramètre sur la bande passante et sur la longueur du filtre. En effet, plus les guides sont proches, plus le couplage naturel entre eux est important. Pour chaque distance entre les guides, nous avons calculé la longueur du filtre à longueur d'onde 1550 nm. Nous avons ensuite fait varier la longueur d'onde dans nos simulations pour obtenir une courbe similaire à celle de figure 4.18 pour en déduire la bande passante. Nous définissons celle-ci comme étant la largeur du pic central à la mi-hauteur. Le résultat obtenu pour la même structure que celle mentionnée précédemment est donné sur la figure 4.19.

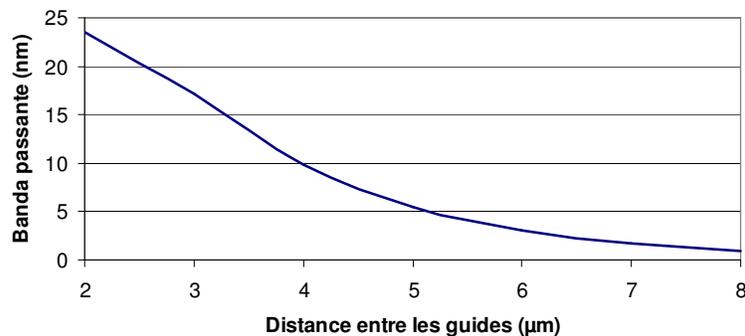


Figure 4.19 Rapport entre la distance qui sépare les guides et la bande passante du filtre.

Nous constatons que plus les guides sont éloignés, plus le filtre est sélectif. La sélectivité passant de 1 nm à 24 nm pour une distance entre les guides variant de 8  $\mu\text{m}$  à 2  $\mu\text{m}$ . Naturellement, la distance entre les guides change la longueur de couplage. Le résultat obtenu est illustré sur la figure 4.20. Nous constatons que la longueur d'interaction entre les guides est en relation exponentielle avec la distance entre ceux-ci.

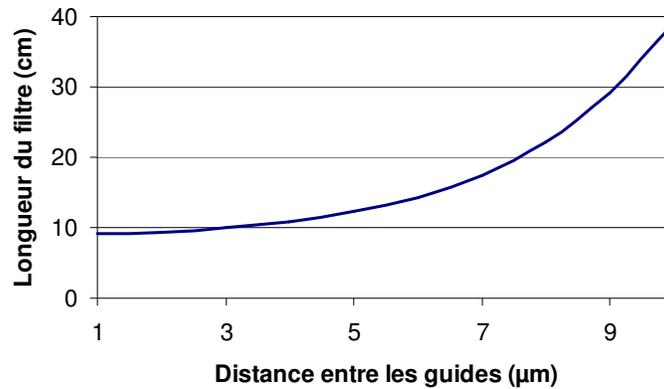


Figure 4.20 Rapport entre la longueur de couplage et la distance entre les guides. Les guides ont 5 et 8  $\mu\text{m}$  de largeur de fenêtre.

### 4.5.3 Effet de la variation d'indice causée par l'onde acoustique

Des simulations précédentes, nous constatons que pour une variation d'indice de réfraction de  $5 \cdot 10^{-5}$ , il est possible de réaliser des composants dont la longueur est d'environ 10 cm. Cette longueur est beaucoup trop grande pour être aisément compatible avec l'optique intégrée. Nous avons donc étudié l'effet de la variation d'indice dû à l'onde acoustique sur la longueur d'interaction pour une structure avec un guide de 5  $\mu\text{m}$  et un autre de 8  $\mu\text{m}$  séparés de 2  $\mu\text{m}$ . Nous obtenons le graphique de la figure 4.21.

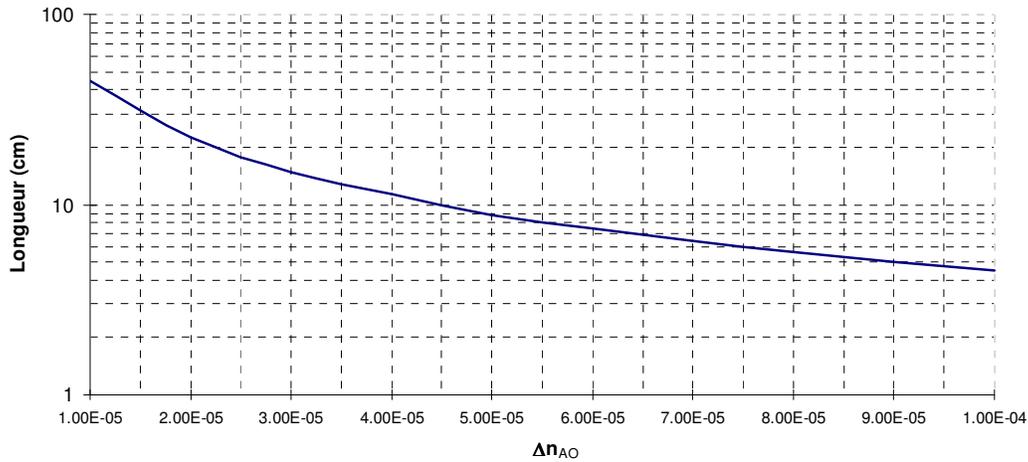


Figure 4.21 Rapport entre la longueur de couplage et la variation d'indice de réfraction due à l'effet acousto-optique.

On constate que pour une variation d'indice de  $10^{-4}$ , la longueur du composant est de 4 cm. Pour une variation d'indice plus faible, de  $10^{-5}$ , la longueur augmente très rapidement et peut atteindre 40 cm. Pour un fonctionnement adéquat du composant, il semble donc évident que le paramètre prépondérant est bien la variation d'indice. Nous avons donc examiné, à partir des résultats expérimentaux obtenus, s'il était possible d'obtenir une telle variation d'indice. Nous avons calculé la puissance acoustique que cela nécessite.

La relation (3.53) nous permet d'estimer cette puissance [113] :

$$\Delta n_{ao} = \sqrt{\frac{p^2 n^6}{\rho \cdot c_R^3}} \sqrt{\frac{P_a}{2}} \quad (4.8)$$

$n$  est l'indice de réfraction du verre,  $p$  est la constante photoélastique,  $\rho$  est la densité du verre,  $c_R$  est la vitesse de l'onde acoustique de Rayleigh,  $P_a$  est la puissance acoustique par unité de section d'onde acoustique. Pour faire le calcul, nous utilisons les valeurs numériques données dans le tableau 3.2.

Tableau 3.2 Paramètres utilisés pour le calcul de la variation d'indice par rapport à la puissance acoustique.

Paramètre	Valeur
indice de réfraction du verre à 1,55 $\mu\text{m}$	1,495
constante photoélastique	0,21
densité du verre	$2,47 \times 10^{-3} \text{ kg/cm}^3$
vitesse de l'onde acoustique de Rayleigh	$3,4 \times 10^5 \text{ cm/s}$
section d'onde acoustique	1cm x 1cm

Le rapport entre la puissance acoustique et la variation d'indice de réfraction par l'effet acousto-optique que nous trouvons est illustré par la figure 4.22. Nous constatons que la puissance acoustique nécessaire pour arriver à une variation d'indice de  $\pm 1 \cdot 10^{-4}$  est de 400 W. En estimant un rendement de 85%, la puissance électrique nécessaire est de 468 W.

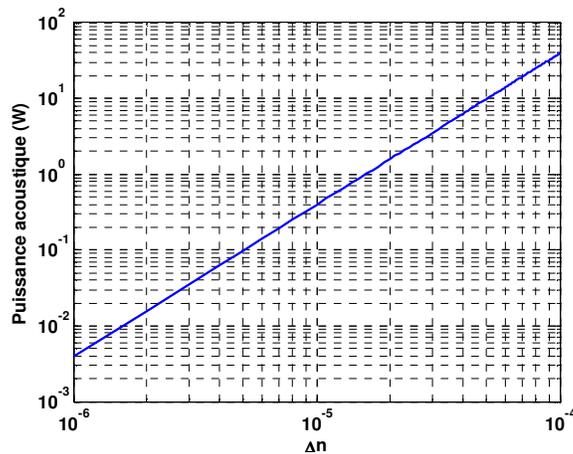


Figure 4.22 Rapport entre la puissance acoustique et la variation d'indice de réfraction acousto-optique.

Pour une telle puissance électrique,  $P$ , nous avons [114] :

$$P \approx C U_{p-p}^2 f, \quad (4.9)$$

où  $U_{p-p}$  est la tension crête à crête appliquée sur les électrodes,  $f$  la fréquence et  $C$  est la capacité du PZT donnée par [114] :

$$C = \epsilon_{33}^T \cdot A/t, \quad (4.10)$$

où  $\epsilon_{33}^T$  est la permittivité, A est la surface des électrodes et t l'épaisseur du PZT. Avec les valeurs des paramètres fournies par le tableau 4.3, cela nous donne :  $C = 3,717$  nF et  $U_{p-p} = 458$  V. Cette valeur est très élevée et pour une fréquence de 600 kHz, presque impossible à atteindre avec les composants électroniques d'aujourd'hui. Cela nécessite en effet d'un temps de montée et de descente très faible pour des tensions assez hautes. Il nous apparaît donc peu réaliste d'espérer diminuer la taille du composant sur verre à une longueur inférieure à 10 cm.

Tableau 4.3 Paramètres utilisés pour le calcul de la tension sur le PZT.

Paramètre	Valeur
P	468 W
f	600 kHz
$\epsilon_{33}^T / \epsilon_0$	4200
A	1 cm <sup>2</sup>
t	1 mm

## 4.6 Sonotrode

Pour augmenter l'amplitude de l'onde acoustique, nous avons envisagé l'utilisation d'une sonotrode. La sonotrode est un résonateur mécanique dont le schéma est illustré sur la figure 4.23. Son principe de fonctionnement est de vibrer à la fréquence où le système, dans le cas idéal, accumule toute son énergie [115]. Quand la sonotrode résonne à une fréquence correspondant à une demi-longueur d'onde pour le mode fondamental, il y a un maximum de déplacement aux extrémités de la sonotrode. Comme la surface d'une extrémité est plus petite que l'autre, la sonotrode va augmenter le déplacement de l'onde acoustique d'un facteur défini par le rapport entre la surface d'entrée et celle de sortie.

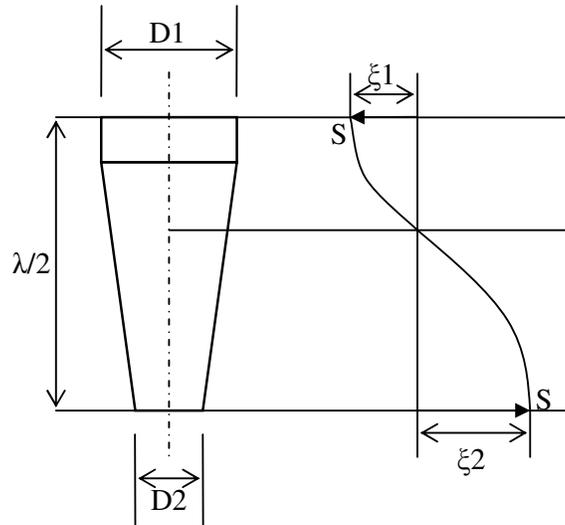


Figure 4.23 Sonotrode.  $D1$  et  $D2$  sont les diamètres de la sonotrode et  $\xi_1$  et  $\xi_2$  les amplitudes de la contrainte  $S$ .

Nous avons contacté une entreprise spécialisée en sonotrodes pour la confection d'une sonotrode conforme à nos besoins. La réponse que nous avons reçue de cette entreprise est que les caractéristiques voulues conduisent à des dimensions telles que la sonotrode va atténuer plus qu'elle n'amplifiera. Nous n'avons donc pas poursuivi plus loin nos investigations dans cette direction.

## 4.7 Nouveau design

S'il n'est pas réaliste d'augmenter suffisamment la puissance des ondes acoustiques, il est possible de modifier le design du coupleur en vue d'atteindre cette longueur de 10 cm sur un substrat plus petit.

Pour cela, nous avons imaginé de faire passer les guides optiques plusieurs fois par le réseau acoustique comme le montre la figure 4.24.

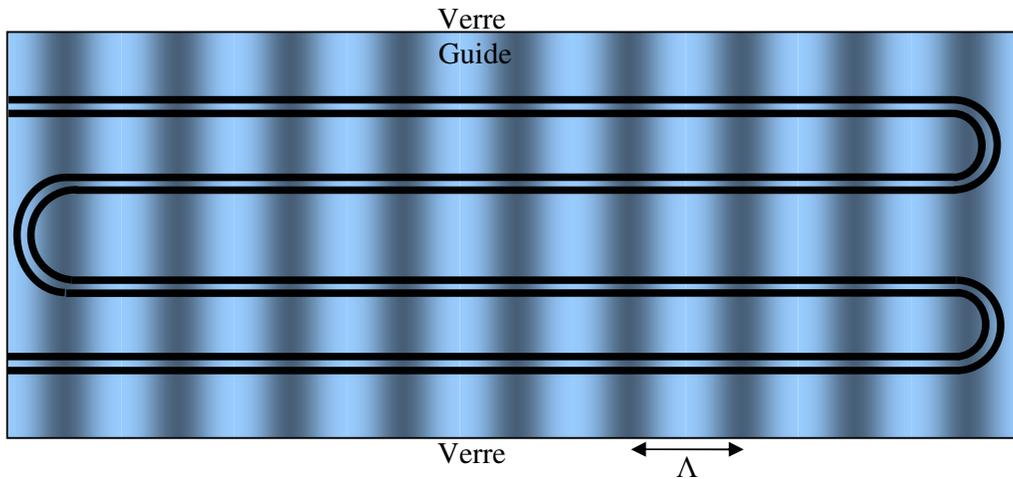


Figure 4.24 Design pour obtenir plusieurs passages du coupleur dans le réseau acousto-optique.

Les simulations effectuées à l'aide du logiciel Optigrating ont clairement montré que dans la partie courbe du design, le pas de réseau n'est plus le même que dans les parties droites, la lumière perd l'accord de phase nécessaire au couplage comme le montre schématiquement la figure 4.25. Pour éviter ce phénomène, il faut que la longueur d'interaction du coupleur dans la partie courbe,  $R$ , soit un multiple entier de  $\Lambda/2$ . Or, à cause du déplacement du réseau acoustique, cette condition est impossible à atteindre de manière permanente. Comme le montre la figure 4.25, la distance entre deux maxima dans cette portion courbe vaut  $R_0$  pour un temps  $t_0$  et  $R_1$  pour un temps  $t_1$ .

Il nous apparaît donc très difficile, voire impossible de procéder à l'allongement du coupleur par une structure appropriée.

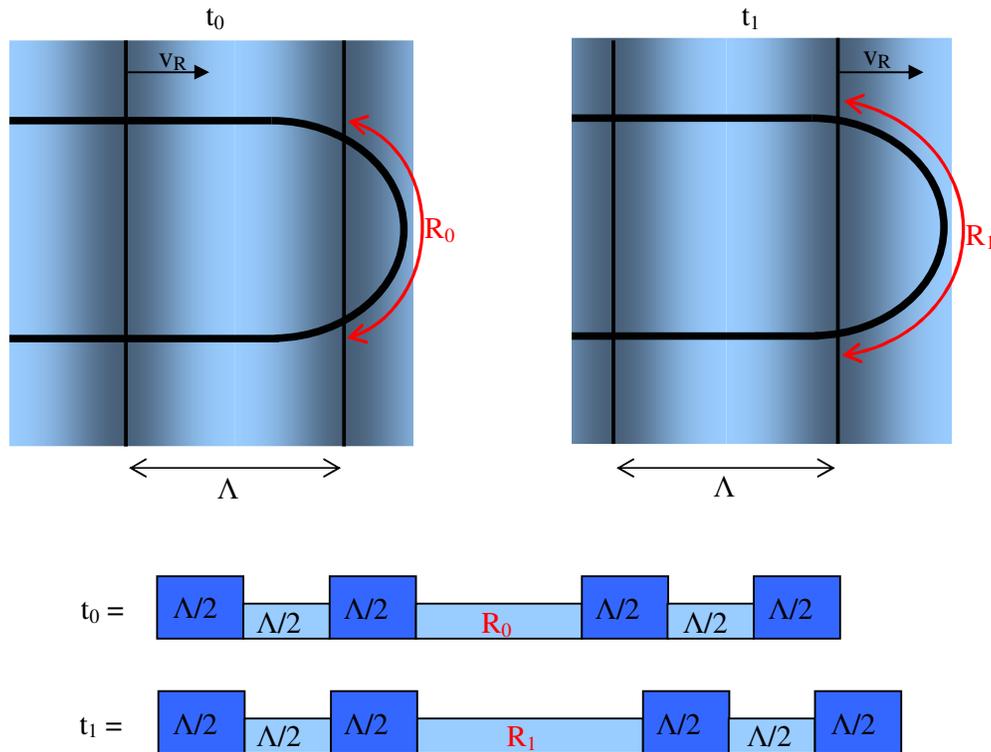


Figure 4.25 Explication schématique du problème d'accord de phase au passage de l'onde acoustique en fonction de sa position dans le temps, la longueur  $R$  entre deux maxima dans la section courbe varie continuellement.

## 4.8 Guide multimode

Nous avons voulu explorer une autre voie quelque peu différente de la précédente [79]. Il est bien connu que plus on approche l'un de l'autre les deux guides constituant un coupleur directionnel, plus le couplage entre eux augmente et plus la longueur de couplage (longueur nécessaire pour un transfert de l'énergie du guide 1 vers le guide 2) diminue. Par analogie, nous avons voulu étudier la possibilité d'utiliser un réseau acoustique pour coupler entre eux deux modes d'un même guide.

Pour débiter l'étude de cette structure, nous avons simulé le comportement du guide trimode illustré figure 4.26. Le guide a une largeur de  $12\ \mu\text{m}$  pour avoir trois modes guidés. Les indices effectifs de ces derniers sont :

- $n_{\text{eff}0} = 1,50214$
- $n_{\text{eff}1} = 1,49965$
- $n_{\text{eff}2} = 1,49605$ .

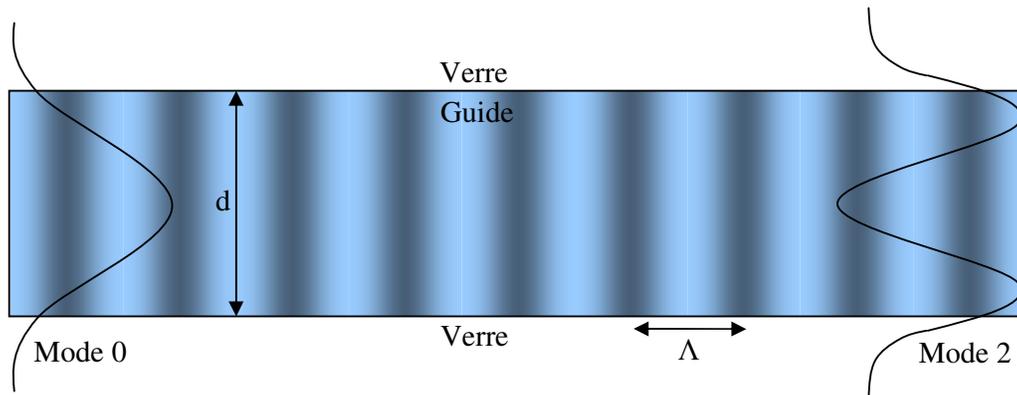


Figure 4.26 Schéma du guide pour le couplage entre les modes 0 et 2.

Pour coupler entre eux le mode 0 et le mode 2, nous avons besoin d'un réseau dont le pas vaut  $254,10\ \mu\text{m}$ . Ceci correspond à une fréquence acoustique de  $12,5\ \text{MHz}$ . Les premières simulations ont été réalisées avec un  $\Delta n_{\text{AO}} = 5 \cdot 10^{-5}$  à l'aide de la méthode RSM. Les résultats montrent que le couplage entre les modes 0 et 2 est à peine perceptible comme l'illustre la figure 4.27.

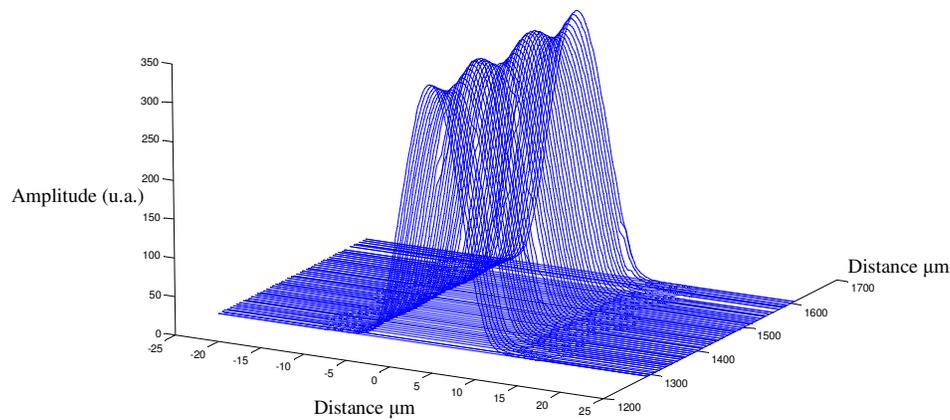


Figure 4.27 Couplage entre les modes 0 et 2 pour  $\Delta n_{AO} = 5 \cdot 10^{-5}$ .

Nous avons refait les calculs avec un  $\Delta n_{AO}$  plus important :  $\Delta n_{AO} = 2 \cdot 10^{-4}$ . Le résultat est beaucoup plus conforme à ce que nous attendions, comme le montre la figure 4.28. Nous pouvons clairement apercevoir le couplage entre les deux modes. De plus, la longueur de couplage est ici de 250  $\mu\text{m}$ , ce qui témoigne d'un couplage très important, comme nous le soupçonnions. Nous pourrions donc aisément espérer obtenir le comportement schématisé figure 4.28. Cependant, encore une fois, nous n'avons pas la puissance acoustique nécessaire pour obtenir le couplage entre les deux modes, puisque, comme pour le coupleur asymétrique, une variation d'indice de l'ordre de  $10^{-4}$  est nécessaire. Nous n'avons pas poussé plus avant cette voie de recherche.

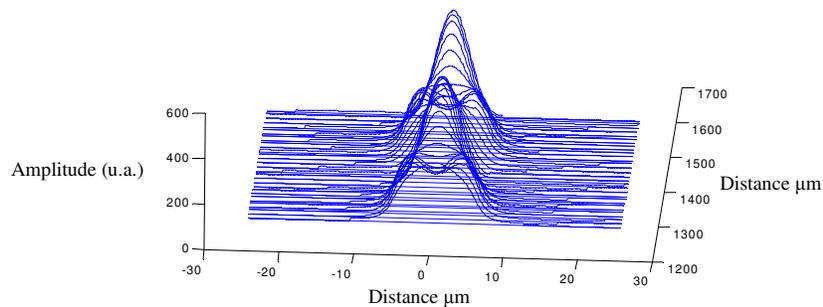


Figure 4.28 Couplage entre les modes 0 et 2 pour  $\Delta n_{AO} = 2 \cdot 10^{-4}$ .

## 4.9 Etude de l'effet d'un réseau acousto-optique sur la phase d'un mode guidé

Pour les deux structures précédentes, nous avons exploité le transfert d'énergie d'un mode vers l'autre grâce à un réseau acoustique. Dans cette dernière étude exploratrice, nous avons voulu regarder l'effet d'un réseau acoustique. Par interférométrie nous pourrions transférer toute modification de phase en variation d'intensité.

Pour mieux comprendre ce phénomène, nous avons simulé un réseau statique sur un guide monomode de  $4\ \mu\text{m}$  de largeur de fenêtre. Le pas du réseau est le même que celui utilisé sur la figure 4.26, à savoir  $254\ \mu\text{m}$ . Le réseau est de forme carrée. Nous regardons le changement de phase qui survient tout au long du guide par rapport à un mode guidé identique qui ne serait pas soumis au réseau.

Au début, la phase augmente et diminue normalement avec l'augmentation et la diminution de l'indice de réfraction, figure 4.29. Après quelques interactions avec le réseau, la phase commence à osciller périodiquement, comme on le voit à la fin du graphique de la figure 4.30 et sur la figure 4.31. La période d'oscillation est la même que celle du réseau. Au début du phénomène l'amplitude maximale est beaucoup plus importante que celle des minima. Par contre cette différence s'atténue tout au long du guide, comme nous le constatons sur la figure 4.31.

Ce phénomène pourrait être utilisé pour produire un modulateur de phase, mais vue la difficulté de la génération des ondes de Rayleigh par rapport aux ondes de volume nous avons choisi de ne pas exploiter le phénomène observé.

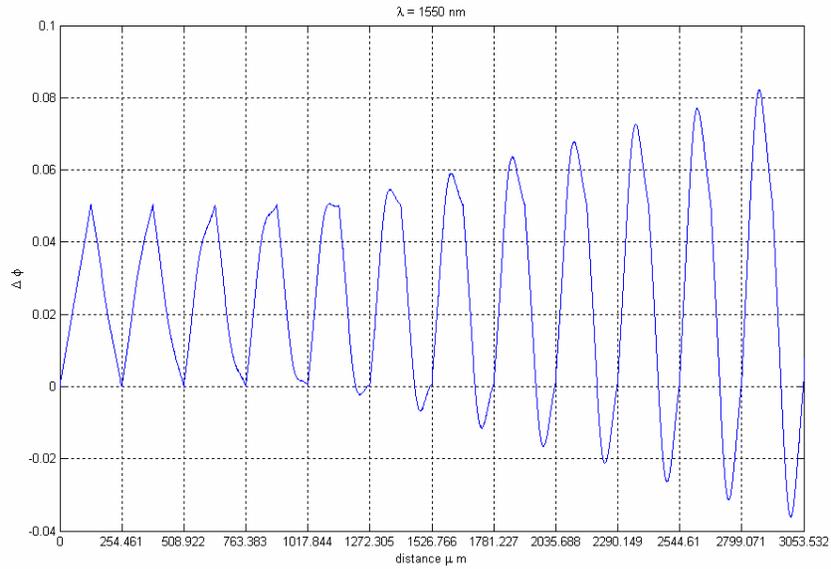


Figure 4.29 Variation de phase dans un guide monomode par un réseau statique pour les premiers 3 mm de guide.  $\Delta n_{AO} = 1 \cdot 10^{-5}$ , largeur du guide =  $4 \mu\text{m}$  et pas du réseau =  $254 \mu\text{m}$ .

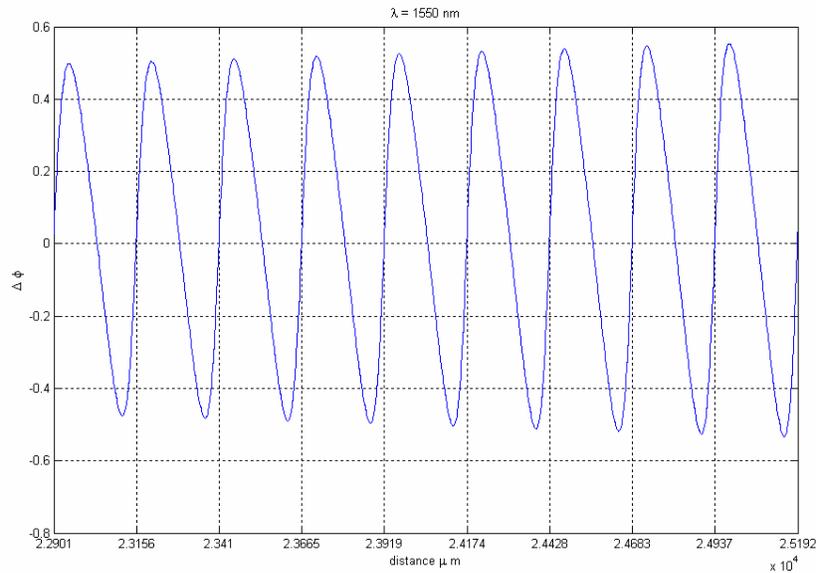


Figure 4.30 Variation de phase dans un guide monomode par un réseau statique pour l'intervalle entre 22,9 mm et 25,19 mm de guide.  $\Delta n_{AO} = 1 \cdot 10^{-5}$ , largeur du guide =  $4 \mu\text{m}$  et pas du réseau =  $254 \mu\text{m}$ .

## 4.10 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons étudié les potentialités offertes par les ondes acoustiques de surface en vue de réaliser un filtre accordable. Nous nous sommes intéressés aux ondes de Rayleigh.

Plusieurs manipulations ont d'abord été mises en place afin d'obtenir des résultats de mesure que nous avons introduits dans nos modèles de simulation. Nous avons exploré toutes les voies possibles pour faire de la génération d'ondes de surface et nous avons aussi étudié la possibilité d'utiliser une sonotrode. Les résultats que nous avons obtenus en simulant divers composants nous ont permis de montrer que la puissance des ondes élastiques de surface que nous pouvons générer n'est pas suffisante pour obtenir un effet exploitable dans les conditions actuelles.

Cependant, les résultats que nous avons obtenus sur le verre et qui n'avaient pas été mis en évidence dans la littérature, nous donnent une bonne connaissance des conditions à rechercher pour obtenir une efficacité suffisante. Compte tenu du temps limité imparti à la thèse, nous n'avons pas poussé plus loin les investigations sur les ondes de surface et nous avons préféré exploiter les ondes acoustiques de volume dans des applications de mesure, comme nous le verrons au chapitre suivant.

Plusieurs voies de recherche sont néanmoins ouvertes après cette étude. Une première piste serait de rechercher des transducteurs électromécaniques permettant d'obtenir une puissance élastique beaucoup plus importante. Une deuxième voie serait l'utilisation de verres différents présentant des coefficients elasto-optiques plus importants. La conception d'une structure hybride faisant appel à un matériau électro-optique déposé sur un substrat de verre est également une voie d'investigation intéressante et à notre avis prometteuse.



# Chapitre 5

## Applications

### 5.1 Introduction

Dans ce chapitre, nous allons présenter deux applications qui utilisent l'effet acousto-optique de volume : un capteur de déplacement et un analyseur de polarisation. La première permettra de démontrer que l'effet acousto-optique peut simplifier un composant déjà existant en réduisant à une seule les sorties optiques pour déterminer le sens d'un déplacement. La deuxième est un nouveau concept de capteur pour trouver l'état de polarisation d'un faisceau laser dans un composant intégré sur verre.

La première grande partie de ce chapitre est donc consacrée au capteur interférentiel de déplacement. En premier lieu, nous présentons brièvement une revue de littérature concernant ce sujet suivie du principe de fonctionnement des capteurs de déplacement de Michelson intégrés classiques. Le nouveau capteur que nous proposons est ensuite décrit. Nous présentons enfin la réalisation de ce capteur et les résultats expérimentaux obtenus.

La seconde grande partie est quant à elle, dédiée au analyseur de polarisation. Nous rappelons, en début de section, les états de polarisation de la lumière, puis nous présentons les réalisations actuelles de capteurs intégrés. Nous exposons par la suite le principe du nouveau capteur que nous proposons. En dernier lieu, les diverses mesures effectuées ainsi que les résultats obtenus avec notre capteur sont fournis.

### 5.2 Capteur interférentiel de déplacement

Les capteurs de déplacement optique interférentiels sont bien connus pour leur grande résolution sur une importante plage de mesure. Les mesures sont effectuées sans aucun contact mécanique entre un mobile et le capteur. L'utilisation d'une source laser ayant une grande longueur de cohérence comme un HeNe permet d'obtenir une plage de mesure de plusieurs mètres avec une incertitude de  $10^{-7}$  dans un environnement stabilisé [125]. Les capteurs interférométriques sont le plus souvent fondés sur le principe de l'interféromètre de Michelson, voir la figure 5.1. Un faisceau collimaté issu d'une

source cohérente est utilisé. Une lame semi-réfléchissante B sépare ce faisceau et envoie une partie vers un miroir fixe C et l'autre partie vers le miroir mobile D. Le faisceau est recombinaison par la lame semi-réfléchissante et des franges d'interférence apparaissent en fonction de la longueur d'onde et du déplacement du miroir D.

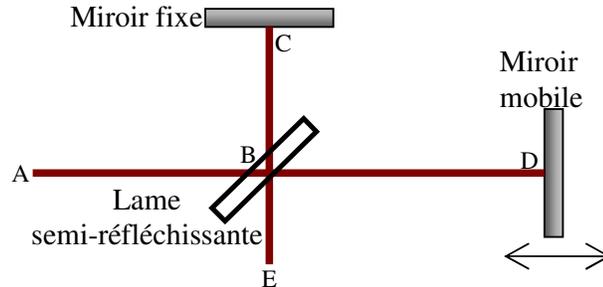


Figure 5.1 Schéma de principe de l'interféromètre de Michelson.

Nous trouvons dans la bibliographie plusieurs capteurs de déplacement en optique intégrée qui ont été réalisés sur  $\text{LiNbO}_3$  [116, 117], sur GaAs comme le montre la figure 5.2 [118-120], sur silice [121] et sur verre, figure 5.3 [122-125]. Tous, sans exception, utilisent deux ou quatre sorties pour déterminer la direction du déplacement, comme nous le montrerons dans la section suivante. Nous proposons un capteur ayant les mêmes capacités à mesurer un déplacement et à en déterminer le sens mais avec une seule sortie optique grâce à la modulation acousto-optique.

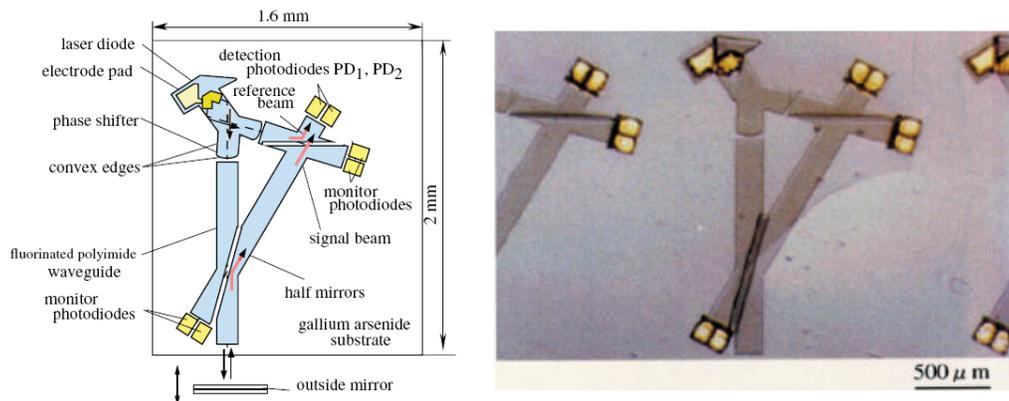


Figure 5.2 Schéma et photo du capteur de déplacement sur GaAs de Sawada et al.

[118].

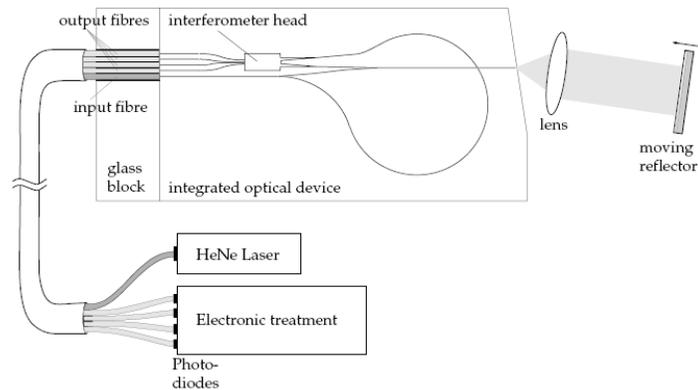


Figure 5.3 Capteur de déplacement sur verre proposé par Lang et al.[122].

### 5.2.1 Capteur de déplacement de Michelson intégré classique

Le schéma de base de l'interféromètre de Michelson en optique intégrée est décrit sur la figure 5.4. La lumière est injectée dans un guide mono mode. Deux jonctions Y tête-bêche fonctionnent comme une lame semi-réfléchissante : la lumière est envoyée pour une part vers un miroir fixe  $M_1$  et pour l'autre, en traversant une lentille collimatrice, vers le miroir de mesure  $M_x$ . Le déplacement du miroir  $M_x$  introduit un déphasage du faisceau de mesure qui est renvoyé dans le guide. La jonction Y recombine les signaux de référence et de mesure ; il y a alors interférence entre eux. Les signaux en phase excitent le mode fondamental alors que les signaux en opposition de phase excitent les modes rayonnés de la jonction Y. Ces modes fuient le centre du guide et le signal d'interférence associé au mode fondamental sera à son minimum.

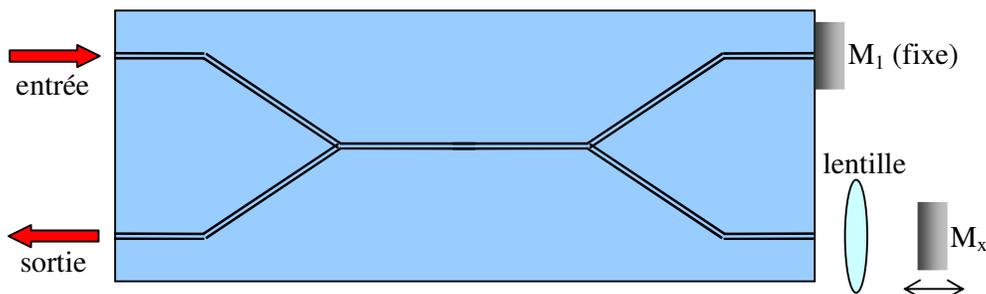


Figure 5.4 Schéma de principe d'un interféromètre de Michelson intégré.

Si les deux ondes réfléchies sur les miroirs fixe et mobile,  $E_1$  et  $E_x$  respectivement, sont considérées comme parfaitement cohérentes et de même polarisation, nous pouvons écrire :

$$E_1 = A_1 \cos(\omega t) \quad (5.1)$$

et

$$E_x = A_x \cos(\omega t + \Delta\beta), \quad (5.2)$$

où :

$$\Delta\beta = \frac{2\pi}{\lambda_0} 2\Delta x + \psi, \quad (5.3)$$

avec  $\Delta x$  le déplacement du miroir mobile et  $\psi$  le déphasage initial qui existe quand la mesure commence.

L'intensité optique,  $I$ , résultant de l'interférence entre  $E_1$  et  $E_x$  est donnée par la valeur moyenne du carré des amplitudes :

$$I = \overline{(E_1 + E_x)^2}. \quad (5.4)$$

Donc :

$$I = \overline{A_1^2 \cos^2(\omega t)} + \overline{A_x^2 \cos^2(\omega t + \Delta\beta)} + \overline{2A_1 A_x \cos(\omega t) \cos(\omega t + \Delta\beta)}. \quad (5.5)$$

Nous trouvons alors aisément la relation classique d'interférence :

$$I_o = I_1 + I_x + 2\sqrt{I_1 I_x} \cos(\Delta\beta), \quad (5.6)$$

où :

$$I_\alpha = \overline{E_\alpha^2} = \frac{1}{2} A_\alpha^2. \quad (5.7)$$

Il faut un deuxième signal d'interférence déphasé par rapport au premier pour déterminer le sens du déplacement. En général, ce déphasage est de  $90^\circ$  et nous parlons de signaux en quadrature. Un capteur de déplacement intégré à deux voies de sortie est représenté sur la figure 5.5.

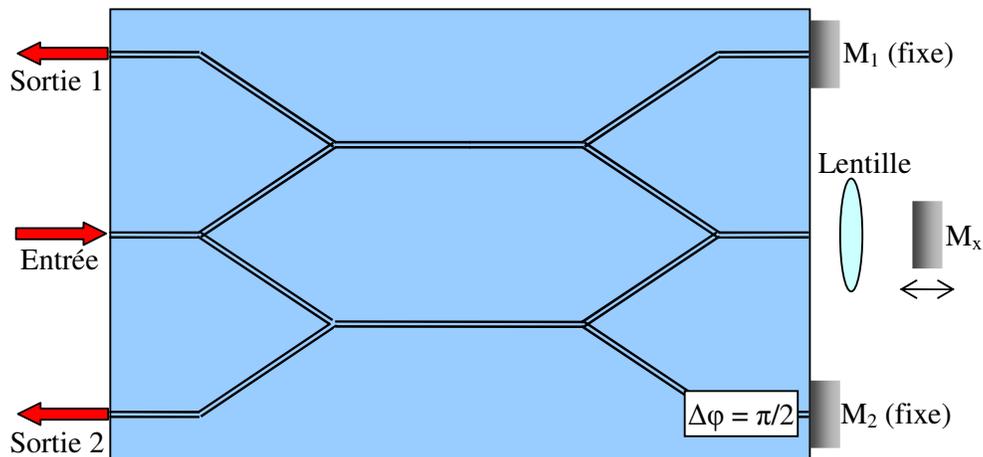


Figure 5.5 Interféromètre de Michelson à deux sorties optiques en optique intégrée.

La lumière venant d'une source laser est couplée au guide d'onde d'entrée. Par l'intermédiaire de plusieurs jonctions Y (ou de coupleurs directionnels), elle est divisée en trois faisceaux. Deux d'entre eux sont dirigés vers deux miroirs fixes,  $M_1$  et  $M_2$ , et sont réfléchis par ceux-ci. Après cela, ils sont dirigés vers les deux guides d'ondes de sortie. Le troisième faisceau, quant à lui, se dirige vers le miroir mobile  $M_x$  et est réfléchi de nouveau vers deux guides d'ondes de sortie. Il interfère ainsi avec les deux faisceaux lumineux de référence. L'un des deux bras de référence doit être conçu de telle sorte qu'il ait une différence de phase de  $\pi/2$  d'un signal par rapport à l'autre. Il est facile de démontrer que les deux intensités de sortie,  $I_{01}$  et  $I_{02}$ , seront données par :

$$I_{01} = I_1 + I_x + 2\sqrt{I_1 I_x} \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda_0} 2\Delta x + \psi\right) \quad (5.8)$$

et :

$$\begin{aligned} I_{02} &= I_2 + I_x + 2\sqrt{I_2 I_x} \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda_0} 2\Delta x + \psi + \frac{\pi}{2}\right) \\ I_{02} &= I_2 + I_x - 2\sqrt{I_2 I_x} \sin\left(\frac{2\pi}{\lambda_0} 2\Delta x + \psi\right), \end{aligned} \quad (5.9)$$

où  $I_1$  et  $I_2$  sont les intensités des faisceaux de référence 1 et 2 respectivement au niveau des sorties.

La valeur absolue de  $\Delta x$  est déduite de la variation d'intensité de  $I_{01}$  (ou de  $I_{02}$ ). Son signe, le sens du déplacement, est obtenu en comparant la phase de  $I_{01}$  et de  $I_{02}$ , comme le montre la figure 5.6. Si l'intensité  $I_{02}$  est en avance par rapport à l'intensité  $I_{01}$ , le déplacement est positif (l'objet se déplace en direction du capteur), dans le cas inverse, le déplacement est négatif (l'objet s'éloigne du capteur).

La génération des franges dépend de la capacité des deux faisceaux à interférer entre eux. Ceci exige que les faisceaux aient la même polarisation et que la différence de longueur de chemin optique soit plus petite que la longueur de cohérence de la source. Dans l'exemple de la figure 5.6, le déplacement va et vient à une vitesse constante.

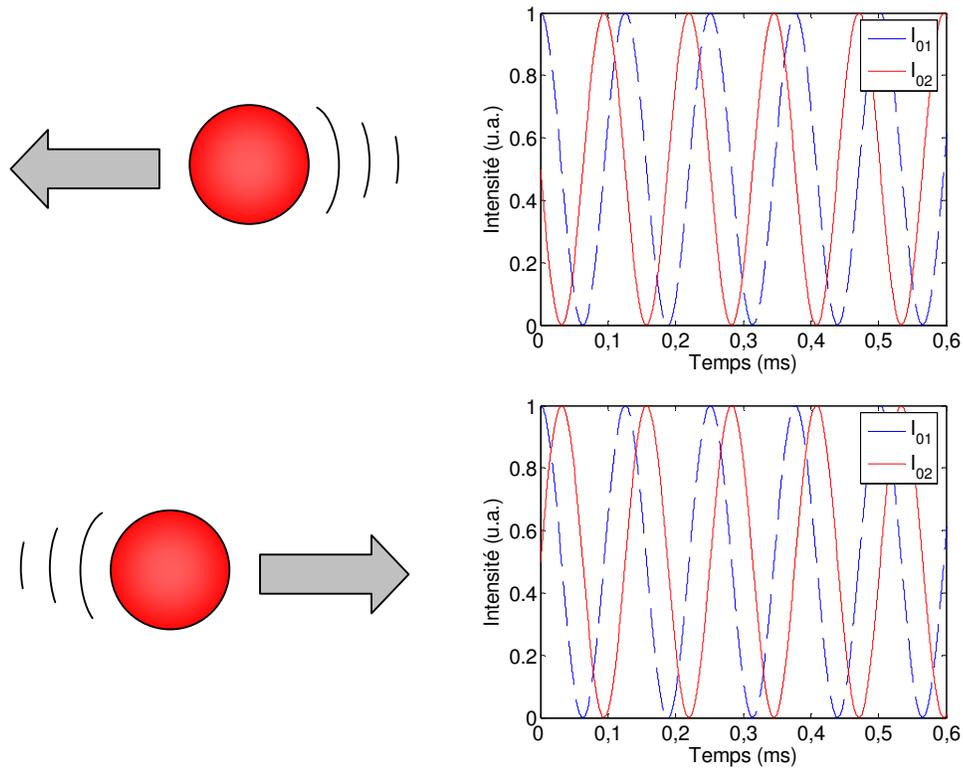


Figure 5.6 Simulation des franges générées par l'interféromètre de Michelson.

## 5.2.2 Capteur de déplacement intégré acousto-optique

Pour déterminer la direction du mouvement, nous proposons une nouvelle méthode basée sur l'interaction acousto-optique détaillée dans le chapitre 3. En effet, il est possible d'obtenir les deux signaux nécessaires en quadrature avec seulement une sortie optique au lieu des deux habituelles. Pour cela, une céramique piézoélectrique plate (PZT) est placée au-dessus du bras de référence du capteur de déplacement interférométrique de la figure 5.4. Pour des questions de commodités de réalisation, le miroir  $M_1$  est remplacé par un guide en anneau, comme le montre la figure 5.7. Le PZT est excité avec un signal sinusoïdal de faible amplitude et de fréquence angulaire  $\Omega$ . En se rappelant les équations 3.28 et 5.8, l'intensité de sortie sera donnée par l'expression suivante :

$$I = I_1 + I_x + 2\sqrt{I_1 I_x} \cos \left[ \frac{2\pi}{\lambda_0} 2\Delta x + \frac{2\pi}{\lambda_0} L\Delta n_{A0} \cos(\Omega t) + \psi \right]. \quad (5.10)$$

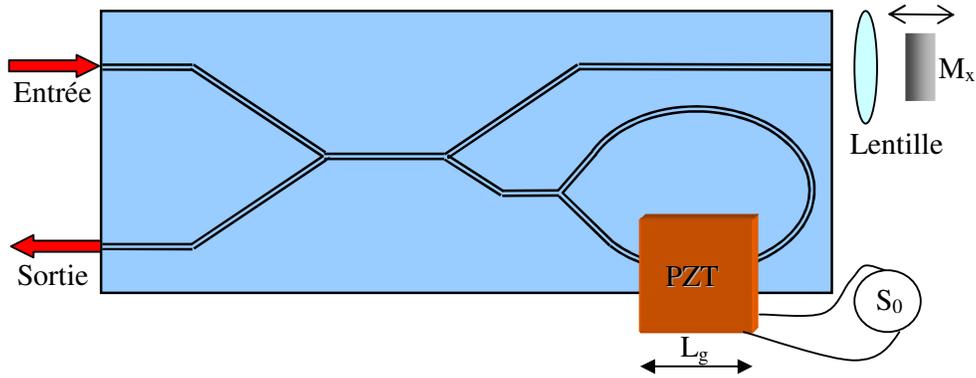


Figure 5.7 Capteur de déplacement interférométrique proposé.

Le signal électrique produit par un photodétecteur recevant l'intensité décrite obtenue par l'équation précédente peut être écrit sous la forme:

$$S_1 = K_1 + K_1 \eta \cos\left(\frac{4\pi}{\lambda_0} \Delta x + \psi + b \cos \Omega t\right), \quad (5.11)$$

où  $K_1$  est une constante prenant en compte l'intensité optique reçue et la fonction de transfert du détecteur,  $\eta$  est la visibilité de franges (rapport entre l'amplitude de modulation de la frange et l'énergie totale collectée) :

$$\eta = \frac{2\sqrt{I_1 I_x}}{I_1 + I_x} = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}}, \quad (5.12)$$

et  $b$  vaut :

$$b = \Delta \varphi = \frac{2\pi}{\lambda_0} L \cdot \Delta n_{AO}. \quad (5.13)$$

Pour obtenir l'amplitude et le sens du déplacement, nous avons besoin de quelques étapes de traitement du signal. Nous pouvons décomposer le signal de l'équation 5.11 en utilisant les fonctions de Bessel comme suit :

$$S_1 = K_1 + K_1 \eta \left\{ \cos\left(\frac{4\pi}{\lambda_0} \Delta x + \psi\right) \left[ J_0(b) + 2 \sum_{p=1}^{\infty} J_{2p}(b) \cos\left(2p\left(\frac{\pi}{2} + \Omega t\right)\right) \right] - \sin\left(\frac{4\pi}{\lambda_0} \Delta x + \psi\right) \left[ 2J_1(b) \cos \Omega t + 2 \sum_{p=1}^{\infty} J_{2p+1}(b) \sin\left((2p+1)\left(\frac{\pi}{2} + \Omega t\right)\right) \right] \right\} \quad (5.14)$$

Si la modulation de phase provoquée par l'interaction acousto-optique est petite, alors tous les coefficients des sommes ( $\sum$ ) de l'équation 5.14 sont petits et peuvent être négligés. De plus,  $J_0(b) \approx 1$  et  $J_1(b) \approx b/2$  ;  $S_1$  peut alors être écrit de manière plus simple :

$$S_1 \approx K_1 + K_1 \eta \left[ \cos\left(\frac{4\pi}{\lambda_0} \Delta x + \psi\right) - b \sin\left(\frac{4\pi}{\lambda_0} \Delta x + \psi\right) \cos \Omega t \right]. \quad (5.15)$$

Nous voyons clairement que les composantes hautes fréquences de l'expression 5.14 ont ainsi disparu. Si nous passons maintenant  $S_1$  par un filtre passe-bas, nous obtenons :

$$S_{1Lent} \approx K_1' + K_1'\eta \cos\left(\frac{4\pi}{\lambda_0} \Delta x + \psi\right), \quad (5.16)$$

où  $K_1'$  est une constante.  $S_{1Lent}$  est identique au signal classique du capteur de déplacement. L'amplitude du déplacement peut être déduite des variations de  $S_{1Lent}$ , comme c'est le cas pour le capteur classique.

Le sens du déplacement est obtenu de la manière suivante.  $S_{1\Omega}$ , qui est le signal  $S_1$  après passage à travers un filtre passe-bande centré sur la fréquence  $\Omega$ , est d'abord calculé :

$$S_{1\Omega} \approx -K_1'' \sin\left(\frac{4\pi}{\lambda_0} \Delta x + \psi\right) \cos \Omega t. \quad (5.17)$$

$K_1''$  est une autre constante. La seconde étape nécessite aussi la dérivé temporelle de  $S_{1Lent}$  :

$$\frac{dS_{1Lent}}{dt} = -\frac{4\pi}{\lambda_0} K_1'\eta v_x \sin\left(\frac{4\pi}{\lambda_0} \Delta x + \psi\right), \quad (5.18)$$

où  $v_x$  est la dérivé temporelle du déplacement. Finalement, en multipliant l'équation 5.18 par 5.17, nous obtenons :

$$S_2 = \frac{dS_{1Lent}}{dt} \cdot S_{1\Omega} = K_2 v_x \sin^2\left(\frac{4\pi}{\lambda_0} \Delta x + \psi\right) \cos \Omega t, \quad (5.19)$$

où  $K_2$  est une constante de proportionnalité.

Nous constatons que  $S_2$  est le signal d'excitation de l'élément piézoélectrique,  $S_0$ , multiplié par une fonction en  $\sin^2$  et par  $v_x$ . Ce premier terme,  $\sin^2\left(\frac{4\pi}{\lambda_0} \Delta x\right)$ , est bien évidemment toujours positif. Le second terme,  $v_x$ , quant à lui, sera positif pour un déplacement vers les  $x$  positifs et négatif dans le cas contraire.  $S_2$  va donc être en phase avec le signal  $S_0$  pour un déplacement positif ( $\Delta x > 0$ ) et en opposition de phase pour un déplacement négatif ( $\Delta x < 0$ ).

Pour résumer, le sens du déplacement est obtenu par vérification de l'accord de phase entre les signaux  $S_2$  et  $S_0$ . L'ensemble des opérations de traitement du signal nécessaire est résumé sur le schéma de la figure 5.8.

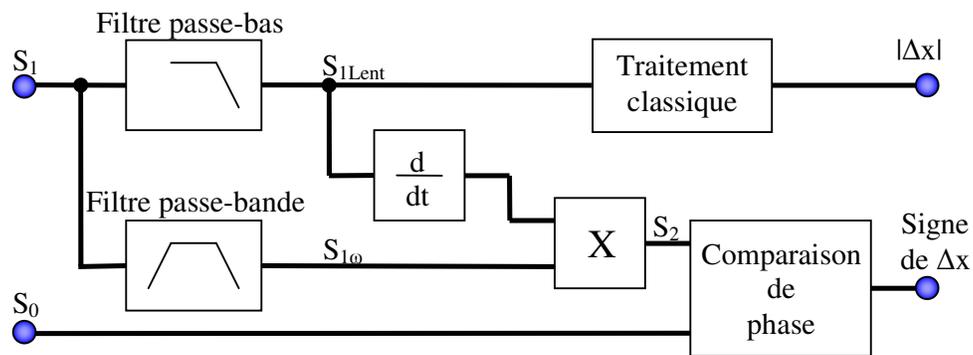


Figure 5.8 Schéma de traitement du signal du nouveau capteur de déplacement intégré.

### 5.2.3 Montage expérimental

Pour démontrer la faisabilité d'un tel principe, nous avons utilisé le masque d'un capteur de déplacement existant au laboratoire et représenté sur la figure 5.9. C'est un capteur à deux sorties (avec deux miroirs de référence) et dont nous n'utiliserons qu'une seule sortie. Il a été réalisé dans un verre Menzel par échange d'ions  $K^+ \leftrightarrow Na^+$ . Le temps d'échange a été d'une heure à une température de 380 °C dans un bain de nitrate de potassium pur pour que les guides d'onde soient mono-modes à la longueur d'onde d'une source HeNe ( $\lambda_0 = 632,8$  nm).

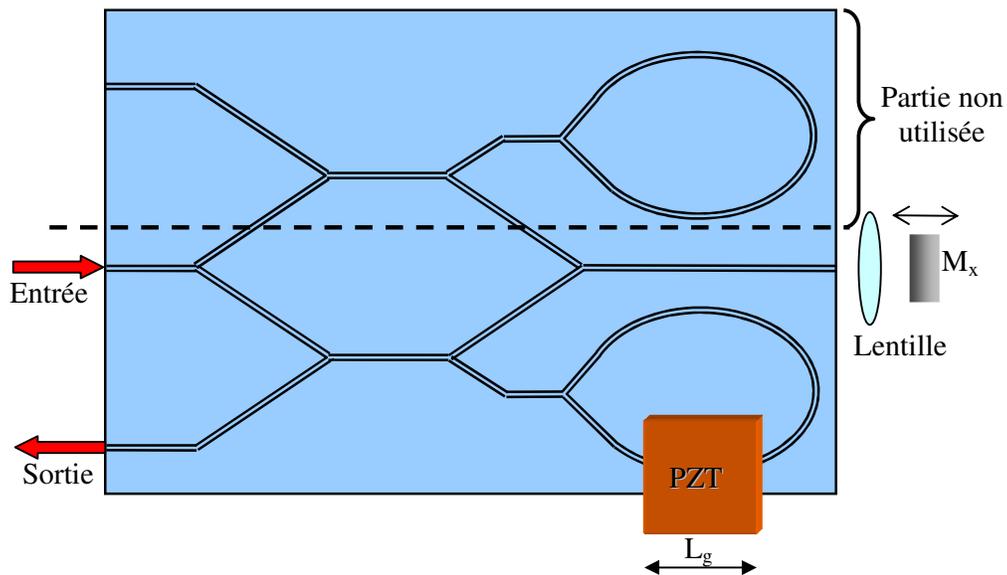


Figure 5.9 Schéma du capteur de déplacement réalisé.

La lumière venant du laser est couplée au circuit d'optique intégré en utilisant une fibre optique monomode. Elle est divisée en deux par la première jonction Y : un faisceau pour chaque circuit optique (celui du haut ne nous sert pas). Elle est encore divisée en deux parties par une deuxième jonction Y : un faisceau dans le bras du miroir de référence et l'autre dans le miroir de mesure.

Le miroir de référence est simplement un guide d'ondes en boucle. La jonction Y de la boucle divise le faisceau en deux parties égales qui se propagent dans des directions opposées. Tous les changements de phase ou d'amplitude sont ainsi identiques pour les deux faisceaux optiques. Ils se recombinaient ainsi parfaitement.

Une lentille classique ( $f = 10$  mm) sert à collimater la lumière sortant du guide d'onde sur le miroir de mesure en mouvement. Celle-ci y est alors réfléchi. Le miroir de référence choisi est une lentille "œil de chat Selfoc 0,25 pitch" avec une couche d'argent au dos [126]. Nous utilisons la lentille comme miroir pour avoir moins de sensibilité aux déviations angulaires lors de "recouplage" dans le guide d'onde. Après la réflexion, le faisceau est de nouveau focalisé par la lentille et couplé dans le guide d'onde. La lumière de référence et les faisceaux provenant du miroir de mesure sont combinés par une dernière jonction Y et interfèrent dans le guide d'onde de sortie du capteur. La figure 5.10 montre une photo du capteur.

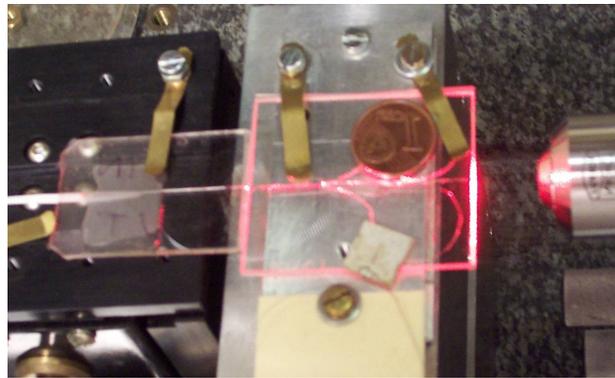


Figure 5.10 Photo du capteur de déplacement réalisé.

### 5.2.4 Résultats expérimentaux

Pour tester le capteur de déplacement intégré, le miroir de mesure a été monté sur un haut-parleur qui a été excité par une onde triangulaire de 10 volts crête à crête et de fréquence 400 Hz. Le miroir se déplace, de ce fait, dans les deux sens. La distance entre le capteur et le miroir de mesure a été fixée à environ 30 cm. Une photodiode PIN avec son circuit d'amplification a été utilisée pour la détection du signal de sortie du capteur,

tout comme un oscilloscope numérique pour l'enregistrement des signaux de sortie. Afin d'obtenir l'amplitude et la direction du déplacement, le signal enregistré a été traité à l'aide du logiciel MatLab® selon la méthode décrite à la section 5.2.2.

La figure 5.11 montre les signaux  $S_1$  et  $S_{1Lent}$  obtenus. Deux changements de direction du miroir de mesure sont clairement observables sur ce graphique.

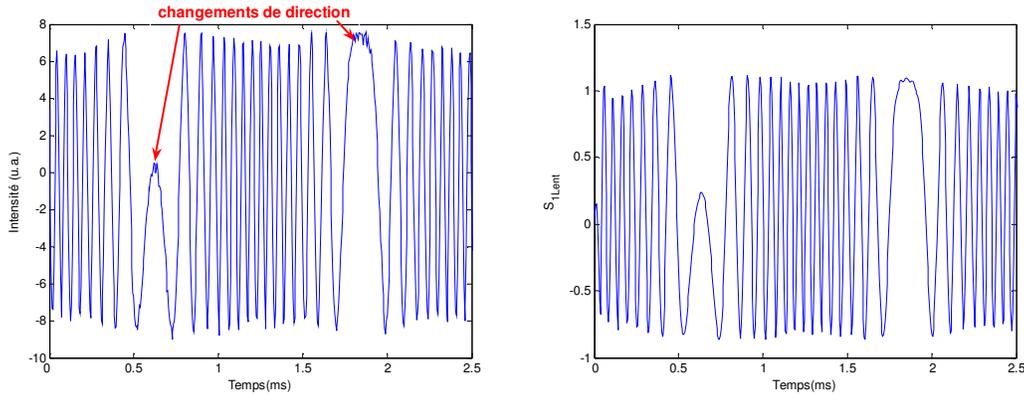


Figure 5.11 Signal de sortie du capteur pour un signal d'excitation du haut-parleur de forme triangulaire de 10 V c.à c. de fréquence 400Hz. Gauche : le signal  $S_1$ . Droite le signal  $S_{1Lent}$ .

Pour un déplacement équivalent à la moitié de la longueur d'onde optique ( $\lambda/2 = 316,4$  nm), l'intensité de sortie va varier entre deux maxima (une frange complète). Pour l'expérience réalisée, quinze franges peuvent être comptées entre les changements de direction, ce qui correspond à un déplacement total de 4746 nm. Comme nous pouvons compter chaque quart de frange, la précision de ce capteur est de 158 nm. La figure 5.12 nous donne le déplacement de la membrane du haut-parleur que nous avons reconstitué en comptant chaque demi frange. Le haut-parleur utilisé ne répond pas aux hautes fréquences et le signal triangulaire d'entrée devient sinusoïdal à la sortie.

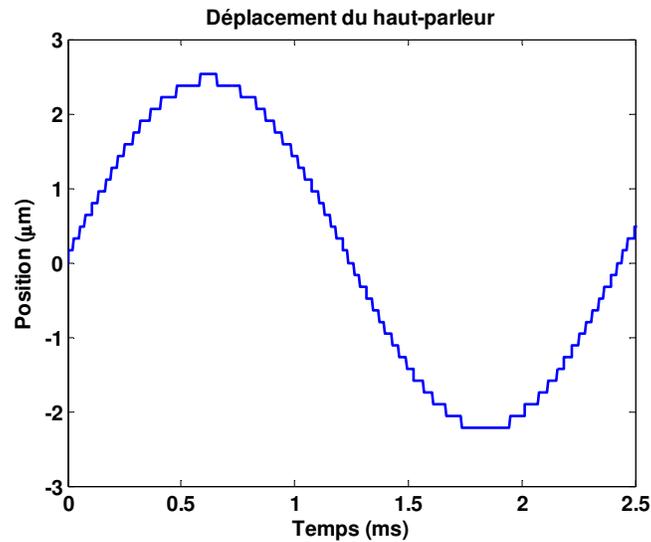


Figure 5.12 Déplacement du haut-parleur mesuré pour une onde triangulaire de 10 V c.à c. de fréquence 400Hz.

Ensuite, les signaux  $S_2$  pour un déplacement positif (obtenu entre 0 et 0,5 ms de la figure 5.11) et négatif (obtenu entre 1 et 1,5 ms de la figure 5.11) sont comparés au signal d'excitation du PZT,  $S_0$ . Sur la figure 5.13, le signal  $S_2$  est en avance par rapport au signal d'excitation, ce qui indique un déplacement positif. Au contraire, il est en retard pour le déplacement négatif illustré par la figure 5.14.

L'ensemble du processus de traitement réalisé après la mesure, entraîne un retard de 2 µs. Ceci explique l'absence de modulation de signal au début des deux graphiques. Ce retard peut être réduit au minimum par l'utilisation de composants dédiés à cette fin comme les DSPs, les filtres analogiques et les mémoires flash. Le but de ce travail étant de montrer la faisabilité d'une application de l'interaction acousto-optique, nous n'avons pas réalisé de circuit de traitement spécifique. La précision et la vitesse du capteur dépendent en très grande partie du système de traitement choisi et ceci dépend de l'utilisation du capteur.

Mentionnons en dernier lieu que la modulation limite la vitesse de déplacement que le capteur peut mesurer. Etant donné que la fréquence d'excitation du PZT est de l'ordre de 1 MHz, la vitesse maximale de déplacement est limitée autour de 30 mm/s.

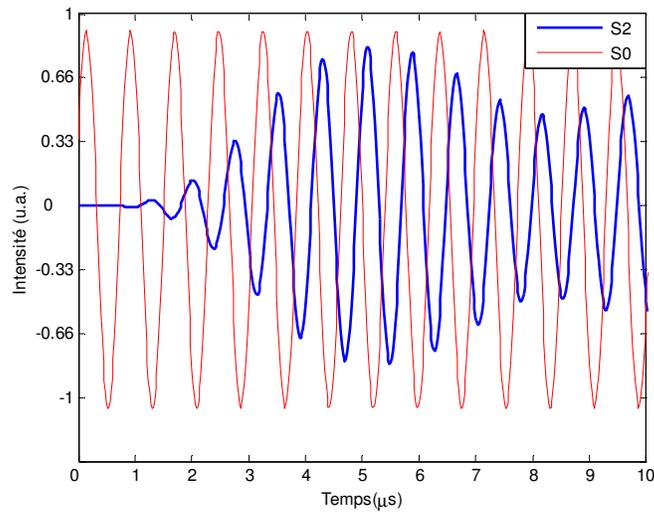


Figure 5.13 Comparaison expérimentale entre  $S_0$  et  $S_2$  pour un déplacement positif (entre 0 et 0,5 ms sur la figure 5.11).

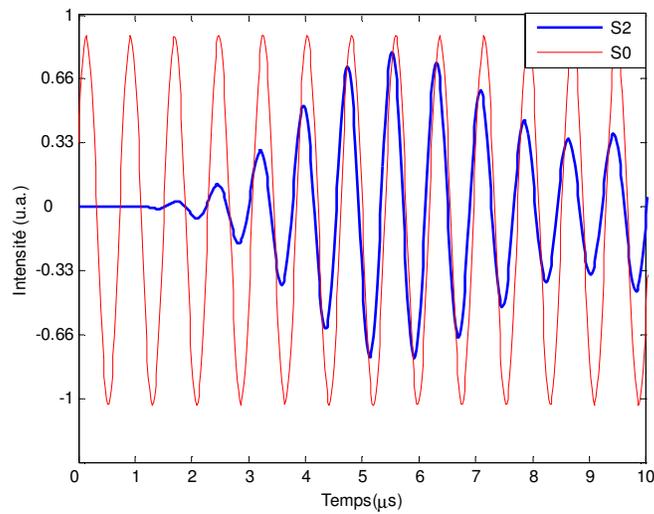


Figure 5.14 Comparaison expérimentale entre  $S_0$  et  $S_2$  pour un déplacement négatif (entre 1 et 1,5 ms sur la figure 5.11).

### 5.2.5 Conclusion

Pour cette première application, nous avons tiré bénéfice de l'interaction acousto-optique afin de simplifier le design optique d'un capteur connu à savoir un capteur de déplacement intégré sur verre. L'interaction acousto-optique nous sert à obtenir la différence de phase nécessaire pour obtenir le sens du déplacement avec un seul signal optique. Le système nécessite un traitement du signal simple faisant appel à des moyens moins onéreux que dans un système optique plus complexe.

Nous allons voir dans ce qui suit que l'interaction acousto-optique nous a permis également de proposer un nouveau type de capteur.

## 5.3 Analyseur de Polarisation

Nous avons vu au chapitre 3 que l'effet acousto-optique entraîne l'apparition d'une anisotropie du verre. Cette anisotropie permet d'introduire une différence de phase entre l'onde ordinaire et l'onde extraordinaire d'un faisceau lumineux. Cette différence de phase change l'état de polarisation de la lumière. Dans cette partie, nous montrons que ce phénomène peut être utilisé pour mesurer l'état de polarisation de la lumière. Nous n'allons pas faire de rappel de la théorie de la polarisation ici, le lecteur qui souhaiterait plus d'information sur la polarisation de la lumière est invité à lire l'annexe B. Ensuite nous introduirons le capteur proposé et exposerons les résultats obtenus.

### 5.3.1 L'analyseur de polarisation

Avant de détailler l'analyseur de polarisation acousto-optique proposé, nous avons étudié trois analyseurs :

- Un analyseur de polarisation en optique intégrée planaire [130],
- Un photopolarimètre/spectrophotomètre acousto-optique dynamique [131],
- Un analyseur de polarisation acousto-optique avec conversion TE-TM accordable en longueur d'onde [132].

#### 5.3.1.1 Analyseur de polarisation en optique intégrée planaire

Cet analyseur a été réalisé pour la première fois au laboratoire photonique de TOKAI, au Japon, par les chercheurs T. Saida et al. Il est fabriqué sur un substrat en silicium et comporte plusieurs éléments d'optique. Le principe de mesure de cet instrument est basé sur la détermination des paramètres de Stokes du signal optique d'entrée (voir annexe B).

La figure 5.15 montre le schéma de cet analyseur. On constate qu'il est constitué de 3 blocs. Tout signal optique injecté en entrée est divisé en deux champs transverses TE et TM par le premier bloc. Il est constitué d'un interféromètre de Mach-zehnder. Sur l'un des deux bras est déposée une couche de silicium amorphe qui exerce une contrainte sur le guide de manière à déphaser de  $\varphi$  (proche de  $\pi$ ) les composantes des modes TE et TM. L'autre bras est chauffé afin d'ajuster finement à  $\pi$  ce déphasage. Ensuite, les signaux issus des deux bras passent par un coupleur directionnel qui a pour rôle de séparer complètement les deux composantes transverses TE et TM.

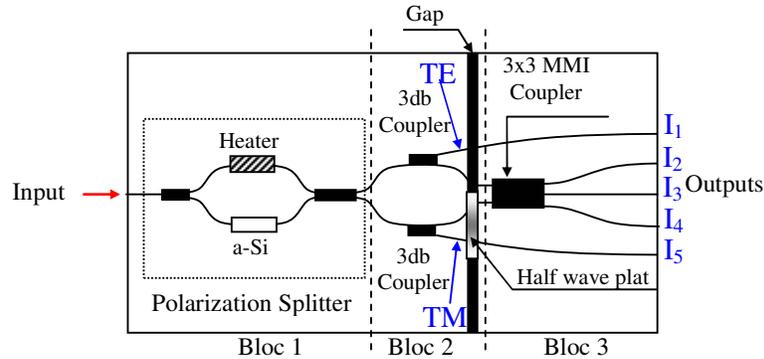


Figure 5.15 Schéma de principe de l'analyseur de polarisation intégré de T. Saida et Y. Orihara [130].

Le deuxième bloc est un convertisseur de polarisation comprenant deux coupleurs 3 dB et une lame demi-onde. Les deux coupleurs servent à extraire la moitié de la puissance des deux faisceaux polarisés TE et TM. Ces deux sorties notées  $I_1$  et  $I_5$  respectivement, permettent de mesurer directement l'amplitude des champs TE et TM. L'autre moitié de la composante TM est reconvertie en composante TE en traversant la lame demi-onde avant d'aboutir au troisième et dernier grand bloc de ce capteur.

Le bloc 3 est un coupleur multimode interférométrique MMI 2x3. Il réalise l'interférence des deux signaux d'entrée pour fournir sur l'une de ses sorties le résultat direct de l'interférence et sur les deux autres, le même résultat mais décalé de + et de -  $120^\circ$ . A partir de ces 5 mesures les paramètres de Stokes sont trouvés par simple addition et soustraction.

Les principales caractéristiques de cet analyseur sont surtout sa stabilité et sa compacité (la taille du composant est de 10x65 mm) même s'il contient un élément d'optique de volume : la lame demi-onde. Les inconvénients sont la difficulté de réalisation à cause du composant d'optique de volume (lame demi-onde) et le chauffage utilisé pour ajuster de déphasage de  $\pi$ . Cet instrument nécessite aussi un calibrage afin de tenir compte des pertes optiques survenues au niveau du gap d'air et dans le MMI.

### 5.3.1.2 Photopolarimètre/spectrophotopolarimètre acousto-optique dynamique

La figure 5.16 illustre le principe d'un polarimètre dynamique permettant la mesure de l'état de polarisation d'un faisceau lumineux de Aed M. El-Saba et de Mustafa A. G. Abushagur. Il est basé sur l'utilisation d'une cellule acousto-optique servant de réseau de diffraction du faisceau lumineux incident. La mesure des puissances de sortie des

différents ordres de diffraction permet de déduire tous les paramètres de Stokes, donc l'état de polarisation.

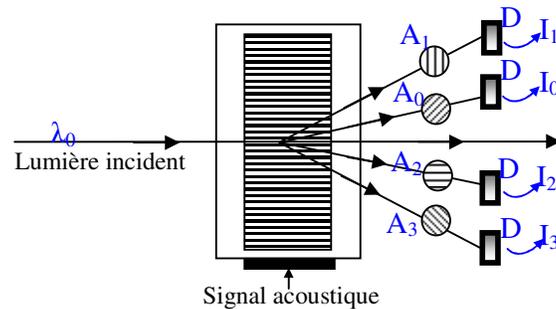


Figure 5.16 Schéma de principe du photopolarimètre/spectrophotomètre acousto-optique dynamique [131].

Une onde acoustique qui se propage dans le milieu transparent tel que le montre la figure 5.16, crée une perturbation périodique de l'indice de réfraction grâce à l'effet acousto-optique. Celle-ci a la même forme que celle de l'onde acoustique et se comporte comme un réseau optique. Le composant travaille dans la Région de Raman et Nath. De cette manière, tout faisceau se propageant dans ce milieu subit une diffraction en une ou plusieurs directions : les ordres de diffraction du faisceau incident. La puissance des rayons diffractés d'ordre 0, 1, 2 et 3 du faisceau incident est mesurée par des photodétecteurs nommés respectivement  $D_0$ ,  $D_1$ ,  $D_2$  et  $D_3$ . Des polariseurs linéaires  $A_0$ ,  $A_1$ ,  $A_2$  et  $A_3$  dont les axes de transmission font un angle,  $\alpha_0$ , respectivement de  $90^\circ$ ,  $45^\circ$ ,  $0^\circ$  et  $-45^\circ$  avec le plan du faisceau incident, sont placés juste avant les détecteurs (figure 5.16).

Chacun des signaux fournis par les détecteurs est une combinaison linéaire des paramètres de Stokes du faisceau incident.

L'avantage de cet analyseur est d'offrir les paramètres de Stokes simultanément. Son inconvénient, comme pour tous les composants conçus en optique de volume est le fait qu'un désalignement peut toujours survenir.

### 5.3.1.3 Analyseur de polarisation acousto-optique avec convertisseur TE-TM accordable en longueur d'onde

L'analyseur de polarisation acousto-optique intégré de M. Rehage et R. Noé est réalisé sur  $\text{Ti:LiNbO}_3$ . Il utilise une onde de surface créée par un peigne interdigité déposé sur le substrat. L'onde de surface va créer un réseau de Bragg. Ce réseau va convertir une onde TM en une onde TE décalée de  $\omega_a$  et  $2\omega_a$ . Avec une mesure en DC et

démodulations simultanées en  $\sin(\omega_a)$ ,  $\cos(2\omega_a)$  et  $\sin(2\omega_a)$  avec des filtrages passe bande, le système sépare les paramètres de Stokes et par conséquent, l'état de polarisation de l'entrée. Le composant a une longueur totale de 30 mm et une longueur d'interaction acousto-optique de 12 mm.

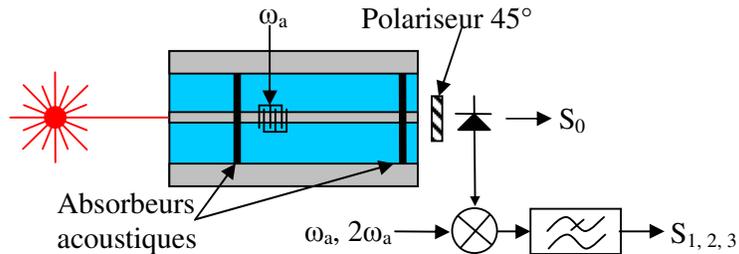


Figure 5.17 Analyseur de polarisation acousto-optique intégré sur  $\text{Ti:LiNbO}_3$  de M.

Rehage et R. Noé [132].

#### 5.3.1.4 Conclusion

Les analyseurs présentés ici montrent la complexité de la détermination de l'état de polarisation de la lumière. Les deux premiers utilisent des éléments de l'optique de volume, ce qui exige des alignements souvent plus complexes et moins stables qu'en optique intégrée. Le dernier utilise l'effet acousto-optique sur du niobate de lithium qui présente des caractéristiques optiques non linéaires beaucoup plus importantes que celles du verre. Le principe qu'ils proposent ne peut être transposé sur le verre en l'état.

Nous proposons donc un concept nouveau pour réaliser un analyseur de polarisation acousto-optique sur le verre. Ceci nous impose des contraintes de conception et de performance par rapport à ce dernier matériau. En revanche, les composants d'optique intégrée en verre ont l'avantage d'être moins onéreux que les composants réalisés avec d'autres substrats.

### 5.3.2 Théorie du capteur acousto-optique proposé

L'état de polarisation de la lumière peut être représenté par une ellipse. En déterminant la relation  $a/b$  et l'angle  $\chi$  de l'ellipse, nous connaissons l'état de polarisation de la lumière. Ces paramètres ne donnent cependant pas les informations sur le sens de rotation ni sur le degré de polarisation (DOP). Une des limitations de notre analyseur de polarisation est qu'il ne peut travailler qu'en présence d'une lumière complètement polarisée.

La structure du capteur qui est proposé est celle de la figure 5.18. Cette structure est très simple. Elle est aussi très compacte car intégrée dans le verre. Elle se compose de deux jonctions Y mono modes réalisées par échange d'ions. A l'entrée de la seconde jonction est collé un matériau piézoélectrique. Sur chacune des sorties est collé un polariseur linéaire orienté verticalement pour la sortie 0, à  $-45^\circ$  pour la sortie 1 et à  $+45^\circ$  pour la sortie 2.

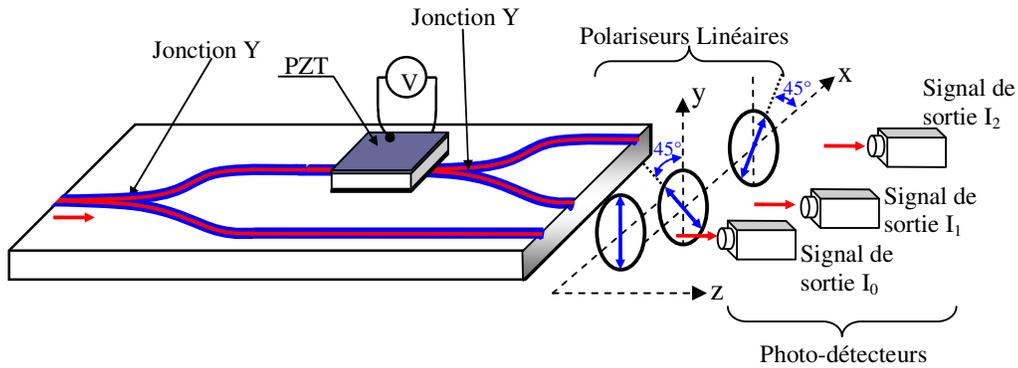


Figure 5.18 Structure du capteur proposé.

Le signal dont la polarisation est à déterminer est couplé à l'entrée du capteur. La première jonction Y sépare le signal en deux. Une moitié est dirigée vers la sortie 0 où elle traversera un polariseur rectiligne vertical. L'autre moitié du signal est alors modulée en phase par un transducteur piézoélectrique. Le signal est alors séparé en deux. Chaque sortie traverse ensuite un polariseur orienté à  $+45^\circ$  ou  $-45^\circ$  selon la sortie (1 ou 2).

Nous allons à présent nous intéresser aux équations qui régissent ce capteur afin de voir comment, à partir de ce système, nous pouvons trouver tous les paramètres qui définissent l'état de polarisation du signal optique. Pour cela, nous allons partir d'un état de polarisation elliptique. Nous supposons ici que les trois photodétecteurs sont identiques et que les polariseurs sont parfaits. La biréfringence des guides du composant sera traitée plus tard.

En partant de la représentation de Jones d'un état elliptique et si le grand axe de l'ellipse est aligné avec l'axe x du repère du laboratoire, nous pouvons écrire :

$$E = \begin{pmatrix} E_{0x} e^{i0} \\ E_{0y} e^{\pm i\pi/2} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} E_{0x} \\ \pm j E_{0y} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} a \\ \pm j b \end{pmatrix}. \quad (5.20)$$

Le signe  $\pm$  dépend du sens de rotation de l'ellipse :  $+$  pour le sens horaire et  $-$  pour le sens anti-horaire.

Dans le cas général, l'axe de l'ellipse fait un angle  $\theta$  avec le repère du laboratoire et nous avons alors :

$$E_{\theta} = J_{\text{rot}}(-\theta) \cdot E = \begin{pmatrix} \cos(-\theta) & \sin(-\theta) \\ -\sin(-\theta) & \cos(-\theta) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a \\ \pm jb \end{pmatrix}, \quad (5.21)$$

$$E_{\theta} = \begin{pmatrix} \cos(\theta)a \mp j\sin(\theta)b \\ \sin(\theta)a \pm j\cos(\theta)b \end{pmatrix}. \quad (5.22)$$

### Sortie 0

À présent, nous calculons l'intensité que les détecteurs reçoivent pour chaque sortie. À la sortie 0, la moitié de la puissance totale arrive à cause de la première jonction Y. L'onde passe alors à travers un polariseur rectiligne vertical dont la matrice de Jones est la suivante :

$$J_{\text{rv}} = \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}. \quad (5.23)$$

Le champ en sortie est :

$$E_{s0} = \frac{\sqrt{2}}{2} \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \cos(\theta)a \mp j\sin(\theta)b \\ \sin(\theta)a \pm j\cos(\theta)b \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{\sqrt{2}}{2} [\sin(\theta)a \pm j\cos(\theta)b] \end{pmatrix}. \quad (5.24)$$

L'intensité optique correspondante se calcule par la relation :  $I = E \cdot E^*$ . En pratique, le détecteur délivre une tension  $V$  proportionnelle à l'intensité optique :  $V = A \cdot I$ . Le terme  $A$  représente la fonction de transfert du détecteur. Nous obtenons :

$$V_0 = A \cdot E_{s0} \cdot E_{s0}^* = \frac{A}{2} [\sin^2(\theta) \cdot a^2 + \cos^2(\theta) \cdot b^2]. \quad (5.25)$$

### Sorties 1 et 2

Pour les sorties 1 et 2, le PZT va créer une anisotropie comme nous l'avons vu à la section 3.8.3. Celle-ci fait qu'il y aura un déphasage  $\varphi$  entre les composantes  $x$  et  $y$ . Le champ devient alors :

$$E_{\theta} = \begin{pmatrix} \cos(\theta)a \mp j\sin(\theta)b \\ [\sin(\theta)a \pm j\cos(\theta)b]e^{i\varphi} \end{pmatrix}, \quad (5.26)$$

avec :

$$\varphi = k_0 (\Delta n_y - \Delta n_x) L \cos(\Omega t), \quad (5.27)$$

où  $k_0$  est le nombre d'onde,  $\Delta n_x$  et  $\Delta n_y$  sont les variations maximales d'indice causées par l'onde acoustique suivant les deux axes,  $x$  et  $y$ ,  $L$  est la longueur d'interaction acoustique et  $\Omega$  est la fréquence angulaire de l'onde acoustique.

De plus, la puissance est à nouveau divisée par la seconde jonction Y. Enfin, l'onde passe à travers un polariseur orienté à  $\pm 45^\circ$  par rapport à la verticale.

Pour la sortie 1 spécifiquement, la matrice de Jones représentant ce polariseur est :

$$J_{+45} = J_{\text{rot}}(-45^\circ) \cdot J_{\text{rv}} \cdot J_{\text{rot}}(+45^\circ) = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & -1 \\ -1 & 1 \end{pmatrix} \quad (5.28)$$

Le champ est alors :

$$E_{s1} = \frac{1}{4} \begin{pmatrix} 1 & -1 \\ -1 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos(\theta)a \mp j\sin(\theta)b \\ [\sin(\theta)a \pm j\cos(\theta)b]e^{i\varphi} \end{pmatrix}. \quad (5.29)$$

Soit :

$$E_{s1} = \frac{1}{4} \begin{pmatrix} \cos(\theta)a \mp j\sin(\theta)b - [\sin(\theta)a \pm j\cos(\theta)b]e^{i\varphi} \\ -\cos(\theta)a \pm j\sin(\theta)b + [\sin(\theta)a \pm j\cos(\theta)b]e^{i\varphi} \end{pmatrix}. \quad (5.30)$$

Afin de calculer l'intensité plus facilement, nous allons d'abord effectuer un changement de repère pour nous placer dans le repère du polariseur :

$$E_{s1} = \frac{\sqrt{2}}{2} \begin{pmatrix} 1 & -1 \\ 1 & 1 \end{pmatrix} \cdot E_{s1} = \frac{\sqrt{2}}{8} \begin{pmatrix} \cos(\theta)a \mp j\sin(\theta)b - [\sin(\theta)a \pm j\cos(\theta)b]e^{i\varphi} \\ 0 \end{pmatrix}. \quad (5.31)$$

Il est à présent facile de calculer la tension délivrée par le détecteur 1 :  $V_1 = A \cdot I = A \cdot E_{s1} \cdot E_{s1}^*$

$$V_1 = \frac{A}{8} [a^2 + b^2 + 2(\sin\theta \cos\theta \cos\varphi)(a^2 - b^2) \mp 2a \cdot b \cdot \sin\varphi]. \quad (5.32)$$

Pour la sortie 2 cette fois-ci, la matrice de Jones du polariseur à  $-45^\circ$  est :

$$J_{-45} = J_{\text{rot}}(+45^\circ) \cdot J_{\text{rv}} \cdot J_{\text{rot}}(-45^\circ) = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & 1 \\ 1 & 1 \end{pmatrix}. \quad (5.33)$$

Par un calcul similaire à celui fait pour la sortie 1, nous obtenons la tension suivante :

$$V_2 = \frac{A}{8} [a^2 + b^2 - 2(\sin\theta \cos\theta \cos\varphi)(a^2 - b^2) \pm 2a \cdot b \cdot \sin\varphi]. \quad (5.34)$$

En résumé, les intensités mesurées par les détecteurs sont donc les suivantes :

$$V_0 = \frac{A}{2} [\sin^2(\theta) \cdot a^2 + \cos^2(\theta) \cdot b^2], \quad (5.35)$$

$$V_1 = \frac{A}{8} [a^2 + b^2 + 2(\sin\theta \cos\theta \cos\varphi)(a^2 - b^2) \mp 2a \cdot b \cdot \sin\varphi], \quad (5.36)$$

$$V_2 = \frac{A}{8} [a^2 + b^2 - 2(\sin\theta \cos\theta \cos\varphi)(a^2 - b^2) \pm 2a \cdot b \cdot \sin\varphi]. \quad (5.37)$$

Pour simplifier la notation, nous posons :

$$U = a^2 + b^2, \quad (5.38)$$

$$V = 2(a^2 - b^2) \cos\theta \sin\theta = (a^2 - b^2) \sin(2\theta), \quad (5.39)$$

$$W = ab. \quad (5.40)$$

Les expressions de  $V_1$  et  $V_2$  deviennent :

$$V_1 = \frac{A}{8} [U + V \cos\varphi \mp 2W \cdot \sin\varphi], \quad (5.41)$$

$$V_2 = \frac{A}{8} [U - V \cos \varphi \pm 2W \sin \varphi]. \quad (5.42)$$

Pour déterminer les paramètres descriptifs de l'ellipse ( $a/b$  et  $\theta$ ), le signal  $V_0$  est d'abord enregistré. Pour les signaux  $I_1$  et  $I_2$ , la mesure doit cependant se dérouler en deux parties.  $I_1$  et  $I_2$  sont enregistrés deux fois : avec et sans modulation acoustique.

Lorsque la modulation n'est pas présente, le terme de déphasage  $\varphi$  est alors nul. Les intensités  $I_1$  et  $I_2$  deviennent :

$$S_1 = V_1(\varphi = 0) = \frac{A}{8} [U + V], \quad (5.43)$$

$$S_2 = V_2(\varphi = 0) = \frac{A}{8} [U - V]. \quad (5.44)$$

En présence de modulation, nous obtenons directement  $V_1$  et  $V_2$ .

Des deux relations 5.43 et 5.44 nous déduisons :

$$\frac{S_1 - S_2}{S_1 + S_2} = \frac{V}{U}. \quad (5.45)$$

Nous pouvons remarquer que ce ratio est indépendant du terme  $A$ .

Nous faisons ensuite le même calcul en présence de la modulation ( $\varphi \neq 0$ ). Cette fois, le rapport est :

$$\frac{V_1 - V_2}{V_1 + V_2} = \frac{V \cos \varphi \pm 2W \sin \varphi}{U} = \frac{\sqrt{V^2 + 4W^2}}{U} \cos \left[ \varphi \pm \arctg \left( \frac{2W}{V} \right) \right] \quad (5.46)$$

Si l'anisotropie causée par l'onde acoustique est supérieure à  $\pi/2$  :

$$[\Delta n_y - \Delta n_x] k_0 L > \frac{\pi}{2}, \quad (5.47)$$

alors nous constatons que l'amplitude du dernier ratio,  $S_{\max}$ , est simplement :

$$S_{\max} = \frac{V_1 - V_2}{V_1 + V_2} = \frac{\sqrt{V^2 + 4W^2}}{U} \quad (5.48)$$

Nous pouvons alors en déduire :

$$\frac{W}{U} = \frac{1}{2} \sqrt{S_{\max}^2 - \left( \frac{V}{U} \right)^2}. \quad (5.49)$$

Grâce aux rapports,  $\frac{U}{V}$  et  $\frac{W}{U}$ , ainsi qu'à l'intensité  $V_0$  nous pouvons trouver les paramètres  $\theta$  et  $a/b$  qui caractérisent l'ellipse de polarisation. Ainsi, à partir des définitions de  $U$  et  $W$ , il est facilement établi que :

$$\frac{a}{b} = \frac{\left( \frac{U}{W} \right) - \sqrt{\left( \frac{U}{W} \right)^2 - 4}}{2}. \quad (5.50)$$

Le paramètre  $\theta$  est déduit de la définition de  $V$  et du rapport  $a/b$  :

$$\theta = \frac{1}{2} \arcsin \left( \frac{\frac{V}{U} \frac{U}{W}}{\frac{a}{b} - \frac{b}{a}} \right). \quad (5.51)$$

Pour que tous les cas possibles soient couverts, il faut que  $\theta$  soit compris entre  $-\frac{\pi}{2}$  et  $\frac{\pi}{2}$ . Or, si nous regardons l'équation précédente, le résultat final sera compris entre  $-\frac{\pi}{4}$  et  $\frac{\pi}{4}$ . Pour lever cette ambiguïté, nous devons introduire un nouveau terme où l'intensité  $I_0$  intervient :

$$\eta = \frac{2 \cdot I_0}{I_1 + I_2} = \frac{2(a^2 \sin^2 \theta + b^2 \cos^2 \theta)}{a^2 + b^2}. \quad (5.52)$$

Si  $\eta > 1$ , alors l'angle  $\theta$  devra être calculé avec la relation précédente, sinon il doit être calculé avec la relation suivante :

$$\theta = \frac{\pi}{2} - \frac{1}{2} \arcsin \left( \frac{\frac{V}{U} \frac{U}{W}}{\frac{a}{b} - \frac{b}{a}} \right). \quad (5.53)$$

### 5.3.3 Fabrication du capteur

Le capteur, tel qu'il a été décrit jusqu'ici, montre qu'avec les 5 mesures (3 sans modulation et 2 avec modulation) nous pouvons déterminer l'état de polarisation de la lumière. Avant de réaliser un composant comme celui de la figure 5.18, nous voulons valider expérimentalement le concept de l'analyseur de polarisation acousto-optique. Pour cela, nous avons utilisé un guide droit. Celui-ci nous permet de mesurer la biréfringence et de réaliser les 5 mesures nécessaires pour déterminer l'état de polarisation. L'inconvénient de cette façon de procéder est que les mesures vont être asynchrones et que nous devons tourner manuellement à chaque mesure, ce qui peut ajouter des erreurs de mesure.

Un guide droit a été fabriqué à partir d'une fenêtre de diffusion de  $2 \mu\text{m}$  sur un verre GO14 en suivant le processus décrit dans le chapitre 2. Le guide est ensuite enterré par rediffusion thermique. Les guides enterrés de façon thermique permettent de réduire fortement la biréfringence totale [133]. Il existe deux techniques pour la faire :

- la rediffusion dans un bain de sels fondus de nitrate de sodium à  $350^\circ\text{C}$  pendant 2 minutes qui provoque une fuite d'ions hors du verre ;
- la rediffusion dans l'air à  $300^\circ\text{C}$  (recuit) pendant 60 minutes qui conserve tous les ions à l'intérieur du verre.

Nous avons choisi la méthode de rediffusion dans l'air pour obtenir de meilleurs résultats par rapport à la biréfringence [133]. La biréfringence peut en effet atteindre l'ordre de grandeur de  $2 \times 10^{-6}$  pour une largeur de fenêtre de diffusion de  $2 \mu\text{m}$ .

### 5.3.4 Mesure de la biréfringence

La mesure de biréfringence s'effectue à l'aide d'un compensateur de Babinet-Soleil [133, 134]. Il est constitué de deux prismes de quartz dont les axes optiques sont orthogonaux entre eux, comme cela est schématisé sur la figure 5.19. Lorsqu'une onde lumineuse traverse le compensateur, le déplacement relatif de ces deux prismes introduit un déphasage optique proportionnel au déplacement d'une vis micrométrique. Ce déphasage apparaît entre les composantes de l'onde associées à chaque axe du compensateur.

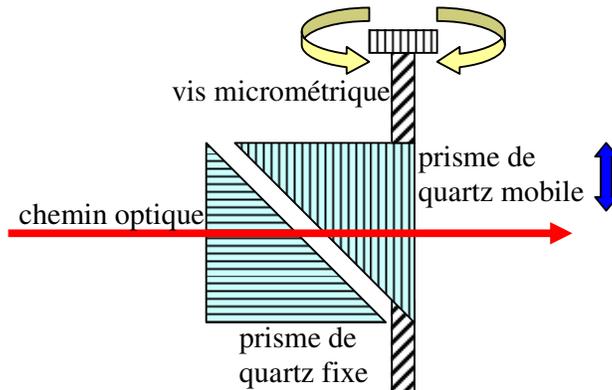


Figure 5.19 Schéma du Babinet-Soleil.

La première étape de la mesure de la biréfringence est de trouver les axes neutres du guide. Cette recherche d'axes neutres s'effectue sans le compensateur, en observant la polarisation en sortie de guide alors que l'orientation de la polarisation linéaire d'entrée est changée. Pour un angle d'incidence quelconque, l'ellipse de polarisation s'ouvre et tourne. Par contre, pour un angle correspondant à un axe neutre, la polarisation reste linéaire et conserve la même orientation, figure 5.20. L'axe neutre de notre guide est trouvé comme étant parallèle à la surface du verre.

La même procédure est réalisée pour le compensateur Babinet-Soleil. L'axe neutre du compensateur est trouvé quand une rotation de la vis micrométrique ne change pas la polarisation d'entrée.

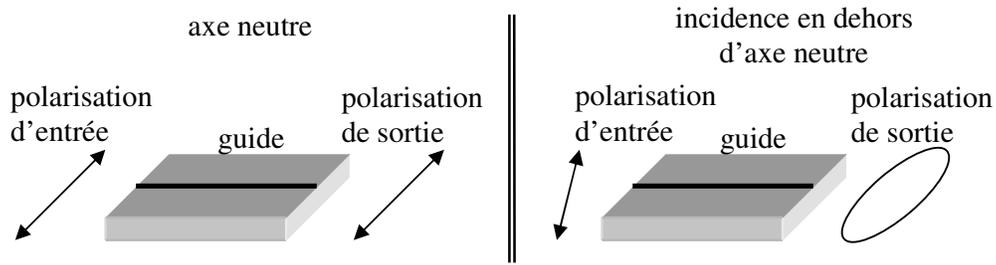


Figure 5.20 Recherche d'axes neutres de guide. Gauche, la lumière polarisée linéairement est injectée avec le même angle que celui de l'axe propre du guide. Droite, la lumière polarisée linéairement est injectée à un angle autre que celui de l'axe neutre.

Pour mesurer le déphasage introduit par un guide optique, il faut injecter une lumière linéairement polarisée à  $45^\circ$  des axes neutres de biréfringence du guide. Cela va introduire un déphasage maximal entre l'onde extraordinaire et l'onde ordinaire de la polarisation d'entrée. Un polariseur à  $-45^\circ$  est placé devant le photodétecteur. Si le guide est non biréfringent, la tension de sortie du photodétecteur est pratiquement nulle (pour un polariseur idéal et pour une source de polarisation parfaitement linéaire, nous trouverions zéro). Comme le guide est biréfringent, la tension de sortie est différente de zéro. Maintenant, nous plaçons le compensateur entre le guide et le polariseur à  $-45^\circ$ , comme le montre la figure 5.21. Lorsque les axes neutres du compensateur sont alignés avec ceux du guide, le déphasage introduit par le compensateur est ajusté afin d'obtenir la même tension de sortie sur le photodétecteur que celle que nous avons avant l'introduction du compensateur. Le déphasage ajouté par le compensateur,  $\Phi_{BS}$ , est donc le même au signe près, que celui introduit par le guide optique,  $\Phi_g$ , à  $2m\pi$  près, ce qui s'écrit :

$$\Phi_g + \Phi_{BS} = \pm 2m\pi \quad (m \text{ entier}) \quad (5.54)$$

Cette équation, traduite en terme de biréfringence, devient :

$$\Delta n_{\text{eff}} = \left( \pm m - \frac{\Delta z}{z_0} \right) \frac{\lambda_0}{L_g} \quad (5.55)$$

où  $\Delta z$  est le déplacement de compensation lu sur la vis micrométrique du Babinet-Soleil ;  $z_0$  est le déplacement de la vis micrométrique qui correspond à un déphasage de  $2\pi$  (entre deux tensions de sortie minimales) ;  $\lambda_0$  est la longueur d'onde et  $L_g$  est la longueur du guide.

Le signe  $\pm$  correspond aux solutions de type TE et TM. L'attribution du signe + ou - à la solution TE ou TM dépend en fait de l'orientation des axes rapide et lent des prismes du compensateur Babinet-Soleil. La valeur de  $m$  ainsi que le signe  $\pm$  sont déterminés par des recoupes et des analyses répétées du composant à caractériser.

Pour la mesure de très faibles biréfringences, il est important d'utiliser un échantillon de grande longueur afin d'obtenir un déplacement  $\Delta z$  important. En effet, c'est la précision de mesure de ce déplacement ainsi que la précision de lecture de l'ouverture de l'ellipse sur le photodétecteur qui conditionnent la précision de mesure de la biréfringence.

Le banc de caractérisation que nous avons utilisé se compose d'une source laser stable à 1550 nm polarisée linéairement et connectée à une fibre à maintien de polarisation. La fibre est placée dans un support tournant. Le banc comporte encore un objectif de microscope, un compensateur Babinet-Soleil, un polariseur et un photodétecteur. Il est schématisé sur la figure 5.21. Pour analyser la sortie du photodétecteur, nous avons utilisé un oscilloscope en guise de voltmètre.

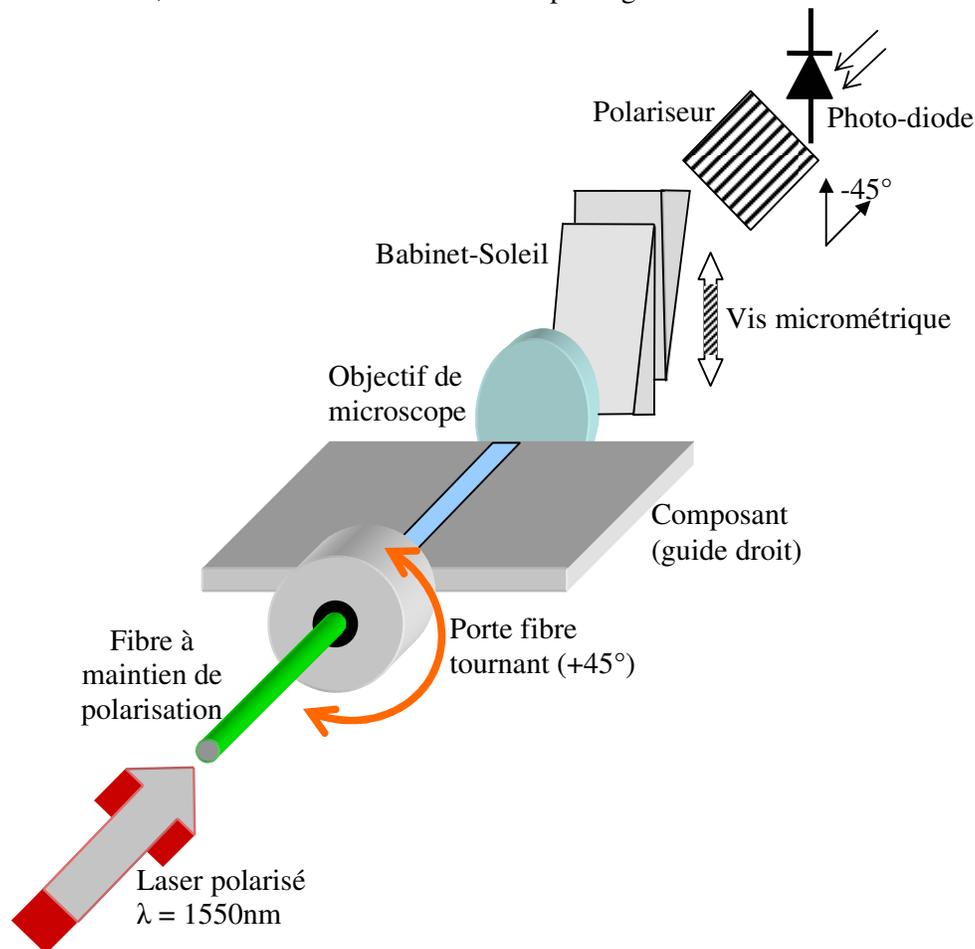


Figure 5.21 Schéma de mesure de la biréfringence.

Nous avons fait la mesure de biréfringence pour un guide droit de largeur de fenêtre de diffusion de  $2 \mu\text{m}$ , le guide est monomode à 1550 nm. La mesure de biréfringence est destructive car nous avons besoin de couper le composant plusieurs fois pour faire

varier la longueur de guide ( $L_g$ ) afin de trouver  $m$ . Nous avons réalisé 4 mesures : à 38,8822, à 38,6780, à 19,0640 et à 18,9400 mm de longueur de guide. La biréfringence du guide mesurée est de  $7,9 \times 10^{-5} \pm 1 \times 10^{-6}$ . Cette valeur de biréfringence est un peu élevée, mais nous n'avons pas eu le temps d'optimiser le processus de fabrication pour obtenir des guides à plus basse biréfringence. Donc, nous réaliserons la correction de la biréfringence sur les mesures de polarisation ultérieurement.

Pour vérifier ce résultat, nous avons procédé à une seconde mesure de la manière suivante : avec le  $m$  trouvé dans la méthode précédente, nous pouvons mesurer l'état de la polarisation à l'entrée du composant et à sa sortie avec l'analyseur de polarisation RPA 2000 de *Instument Systems* dont nous disposons au laboratoire. Le RPA 2000 nous fournit directement l'ellipse de polarisation et des informations concernant l'état de polarisation. Un exemple de résultat est représenté sur la figure 5.22.

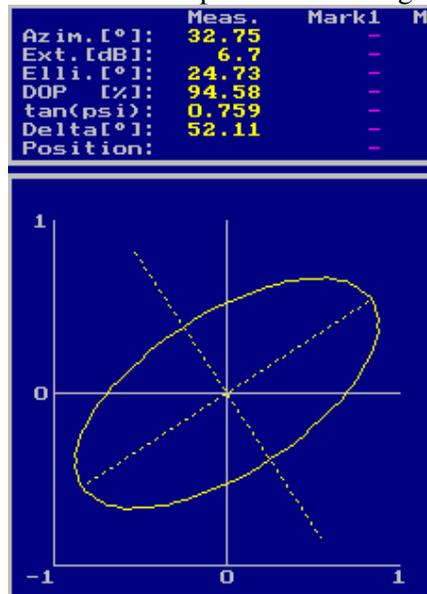


Figure 5.22 Exemple de résultat obtenu avec le RPA 2000.

Avec les deux états de polarisation et  $m$ , nous pouvons déterminer la matrice de Jones qui fait le lien entre ces deux mesures.

$$[E'] = [B] \cdot [E], \quad (5.56)$$

où  $[E]$  est l'état de polarisation à l'entrée du composant,  $[E']$  est l'état de polarisation à sa sortie et  $[B]$  est la matrice de biréfringence du composant. Celle-ci est de la forme :

$$B = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & e^{i\Phi} \end{bmatrix}. \quad (5.57)$$

$\Phi$  est le déphasage dû à la biréfringence :

$$\Phi = \frac{2 \cdot m \cdot \pi \cdot \Delta n_{\text{eff}} \cdot L_g}{\lambda} \quad (5.58)$$

Le résultat des mesures réalisées pour différents états de polarisation est une biréfringence moyenne de  $7,5 \times 10^{-5}$ , avec une variance de  $0,32 \times 10^{-5}$ , ce qui confirme la valeur de biréfringence mesurée à l'aide du compensateur Babinet-Soleil.

### 5.3.5 Mesure de la biréfringence induite par l'effet acousto-optique

Nous avons mesuré la biréfringence induite par l'effet acousto-optique. Pour cela, la source laser polarisée linéairement est injectée dans le guide à un angle de  $45^\circ$ . Un polariseur à  $-45^\circ$  est placé devant le photodétecteur. Sans la modulation acousto-optique, nous observons une tension constante. Nous avons enregistré cette tension et ensuite, nous avons mis en route le générateur pour avoir l'effet acousto-optique. Les courbes obtenues sont montrées sur la figure 5.23.

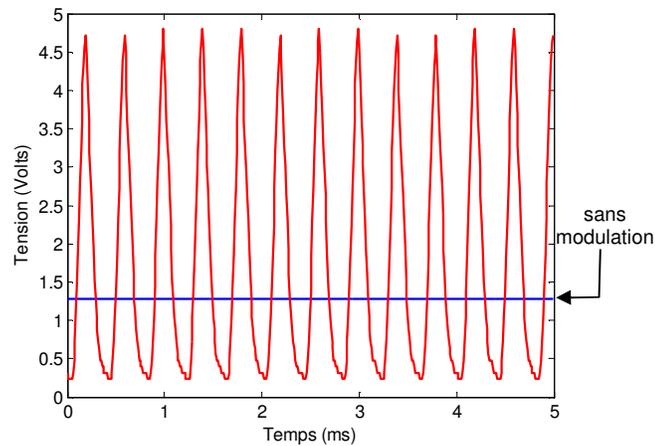


Figure 5.23 Modulation de la lumière due à l'anisotropie induite par l'effet acousto-optique.

Avec la tension du générateur nous pouvons calculer la déformation mécanique générée par le PZT à la surface du verre en utilisant la fonction :

$$S \approx d_{33} \cdot U/t \quad (5.59)$$

$S$  est la contrainte mécanique,  $d_{33}$  le coefficient piézoélectrique du PZT,  $U$  la tension sur les électrodes du PZT et  $t$  est l'épaisseur du PZT. En faisant varier la tension du générateur et en utilisant les équations 3.20 et 3.26, nous pouvons tracer la courbe de la figure 5.24 que lie la biréfringence à la contrainte mécanique générée par le PZT sur la surface du verre.

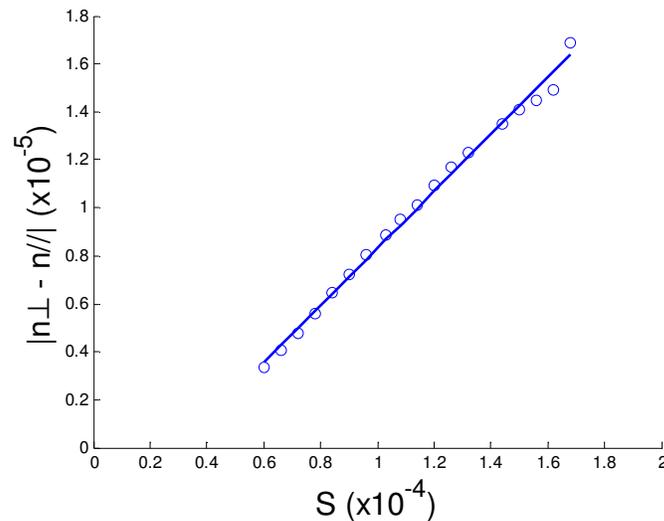


Figure 5.24 Biréfringence en fonction de la déformation mécanique.

Les valeurs trouvées ici sont proches de celles publiées par N. F. Borrelli et R. A. Miller quand ils ont réalisé des expériences pour déterminer le coefficient élasto-optique pour des verres Corning [43].

Si l'on compare ce résultat à celui de la courbe 3.16, nous vérifions qu'il y a aussi une non-linéarité de la courbe proche de zéro. La comparaison avec la courbe 3.16 n'est pas directe, le verre est le même, mais la fonction optique est différente ainsi que le processus de fabrication du composant. La méthode de réalisation du composant va entraîner des contraintes mécaniques différentes dans le verre à l'endroit où se trouve le guide d'onde. Par conséquent, le verre va certainement se comporter de façon différente lorsque la contrainte imposée par l'onde acoustique sera appliquée. De plus, la valeur de la contrainte est beaucoup plus importante que celle utilisée pour obtenir la courbe 3.16. Une hypothèse n'a pas été vérifiée, elle concerne la non-linéarité observée sur la courbe. Nous pouvons en effet, nous trouver dans une région où la relation entre la contrainte mécanique et le changement d'indice effectif n'est plus linéaire.

Avec ces mesures, nous arrivons à calculer le déphasage maximal dû à l'effet acousto-optique que nous pouvons produire qui est de  $0,22.\pi$ . Cette valeur est inférieure au  $0,5.\pi$  nécessaire à une exploitation facile de notre analyseur de polarisation. Pour obtenir cette valeur minimale il faudrait une tension d'alimentation de 600 Volts. Il n'est donc pas possible de tester le capteur avec les équations présentées à la section 5.3.2. Nous avons donc utilisé une méthode numérique pour contourner ce problème et valider l'analyseur. La section suivante décrit toutes les étapes de la validation expérimentale.

### 5.3.6 Dispositif expérimental utilisé

Afin de valider le principe de l'analyseur de polarisation acousto-optique et de faciliter les manipulations, nous avons choisi de travailler avec un guide droit. Nous avons utilisé le même composant que celui utilisé pour la mesure de biréfringence. Les mesures de  $S_0$ ,  $S_1$ ,  $S_2$ ,  $V_1$  et  $V_2$  ont donc été faites séquentiellement mais en synchronisation avec le signal d'excitation du PZT qui nous servait donc de référence temporelle.

Pour obtenir l'effet acousto-optique, une céramique piézoélectrique a été collée sur le guide, comme le montre le schéma de la figure 5.25. Le PZT est excité par un amplificateur qui donne une haute tension ( $\sim 300$  V) en basse fréquence (3 kHz). Nous travaillons donc en dehors de la fréquence de résonance mécanique du système, comme nous avons discuté à la section 3.8.3.

Pour générer les différents états de polarisation à l'entrée du composant, nous avons utilisé un contrôleur de polarisation par fibres optiques que l'on nomme Boucles de Lefebvre. C'est un dispositif fibré qui permet d'obtenir n'importe quel état de polarisation à partir d'un état de polarisation arbitraire. La fibre optique qui le compose est isotrope. En effectuant des boucles avec la fibre, nous créons des contraintes qui donnent naissance à une anisotropie. La fibre optique est enroulée autour de trois disques pouvant tourner suivant l'axe de la fibre. Ce composant est en fait la version fibrée d'une lame quart d'onde suivie d'une lame demi-onde puis d'une seconde lame quart d'onde. Le déphasage de chaque lame est fixé par le nombre de tours que fait la fibre ainsi que par le rayon de courbure, tandis que l'orientation des lames est donnée par l'orientation des disques. En pratique, nous pouvons changer l'état de polarisation, mais il est très difficile d'obtenir certains états de polarisation précis. La polarisation est très sensible aux variations de température et le fait d'approcher la main pour faire varier la position des disques ou tourner la fibre, change déjà l'état de polarisation. Cette difficulté limite les états de polarisation que nous avons testés avec notre analyseur.

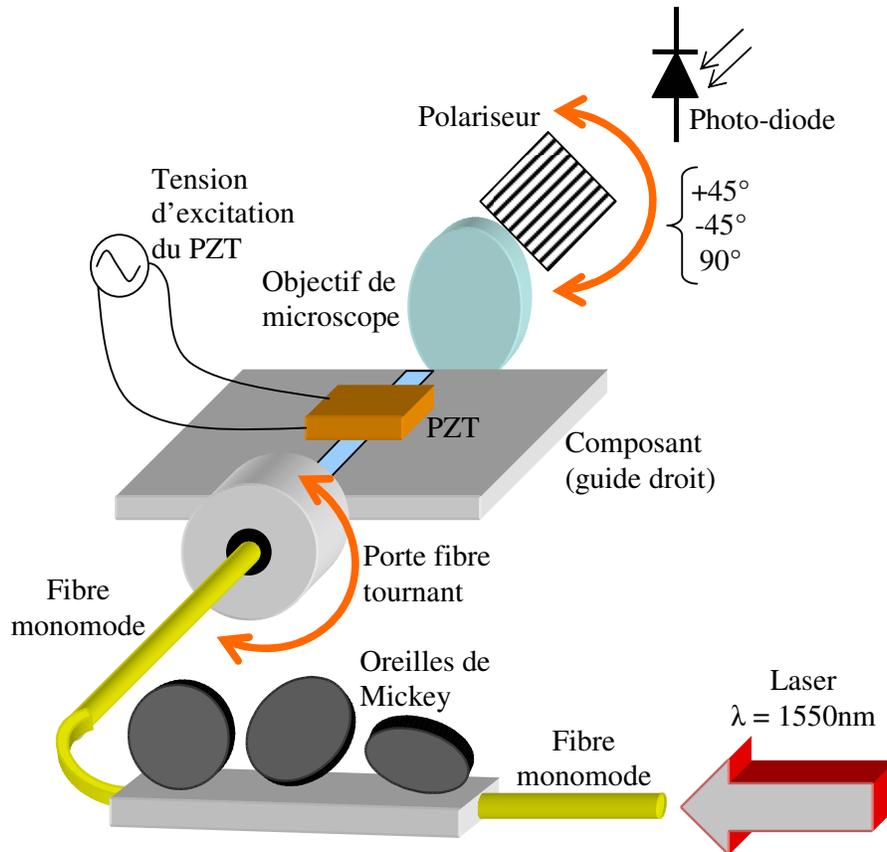


Figure 5.25 Schéma du banc de mesure de l'état de polarisation par effet acousto-optique.

Pour chaque état de polarisation que nous avons mesuré, une mesure a été faite à l'aide de l'analyseur de polarisation RPA 2000 à l'entrée et une autre à la sortie du composant. Ces mesures sont nos références pour la validation du capteur. Ensuite, nous avons effectué les mesures sans modulation acousto-optique de  $S_0$ ,  $S_1$  et  $S_2$  dans un premier temps et dans un second, celles de  $V_1$  et  $V_2$  avec modulation acousto-optique. Les acquisitions des signaux ont été faites par un oscilloscope numérique et enregistrées sur un ordinateur pour être traitées plus tard.

### 5.3.7 Traitement des résultats

Comme nous l'avons mentionné à la section 5.3.5, l'anisotropie due à l'onde acoustique n'est pas supérieure à  $\frac{\pi}{2}$ . L'amplitude du signal donnée par l'équation 5.46 n'est donc plus nécessairement donnée par l'équation 5.48. Nous ne pouvons donc plus utiliser cette relation pour trouver  $\frac{W}{U}$ .

Pour contourner ce problème, nous avons mis en place une méthode numérique de substitution pour exploiter les résultats. Nous avons choisi de mesurer le plus précisément possible la biréfringence induite par l'onde acoustique. Nous avons procédé à cette mesure avant chaque campagne de mesure et en suivant la procédure expliquée à la section 5.3.5.

Une fois ce déphasage connu, les relations U, V et W peuvent être obtenues en utilisant les relations 5.41 à 5.44. Avec U, V et W nous retrouvons l'état de polarisation de l'entrée. Cette méthode ajoute des erreurs, les mesures sont faites en temps différé et sont susceptibles de variations de tension, d'intensité lumineuse, de température et d'oscillations du banc expérimental.

### 5.3.8 Effet de la biréfringence permanente des guides

Dans le développement théorique du capteur proposé, nous avons émis l'hypothèse que les guides constituant le capteur ne présentaient pas d'anisotropie. Or, en réalité, ceci n'est pas exact. Nous avons donc tenu compte de ce fait. La biréfringence du guide est corrigée en utilisant l'équation 5.56. Selon la biréfringence du guide, l'erreur de mesure peut atteindre des valeurs significatives sur le rapport a/b et sur l'angle de l'ellipse comme le montrent les graphiques de la figure 5.26. Nous devons nous rappeler que pour une biréfringence du guide spécifique, l'erreur est différente pour chaque angle et pour chaque rapport a/b. Ces graphiques montrent l'erreur maximale causée par la biréfringence du guide pour la détermination de la relation a/b et de l'angle de l'ellipse. La région du cercle indique l'erreur attendue pour l'incertitude de la mesure de la biréfringence.

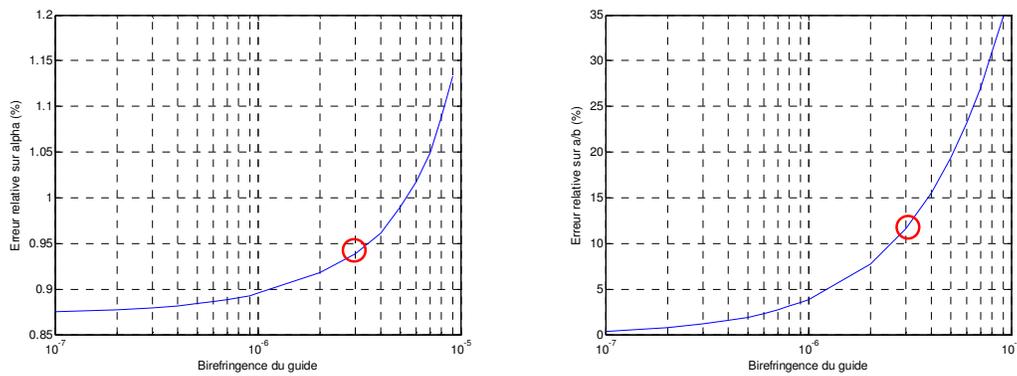


Figure 5.26 Erreur sur l'angle et sur le rapport  $a/b$  de l'ellipse de polarisation par rapport à la biréfringence du guide. Le graphique gauche indique l'erreur sur  $\alpha$  pour une polarisation elliptique de relation  $a/b = 1/2$ .

### 5.3.9 Résultats obtenus

Quelques exemples des résultats obtenus sont montrés sur la figure 5.27. Le trait fin (RPA) montre la polarisation d'entrée du composant obtenue avec l'analyseur de polarisation RPA 2000 à l'entrée du composant. Le trait plus large (mesure) est le résultat des mesures de l'analyseur acousto-optique. Le tableau 5.1 résume les résultats de ces mesures.

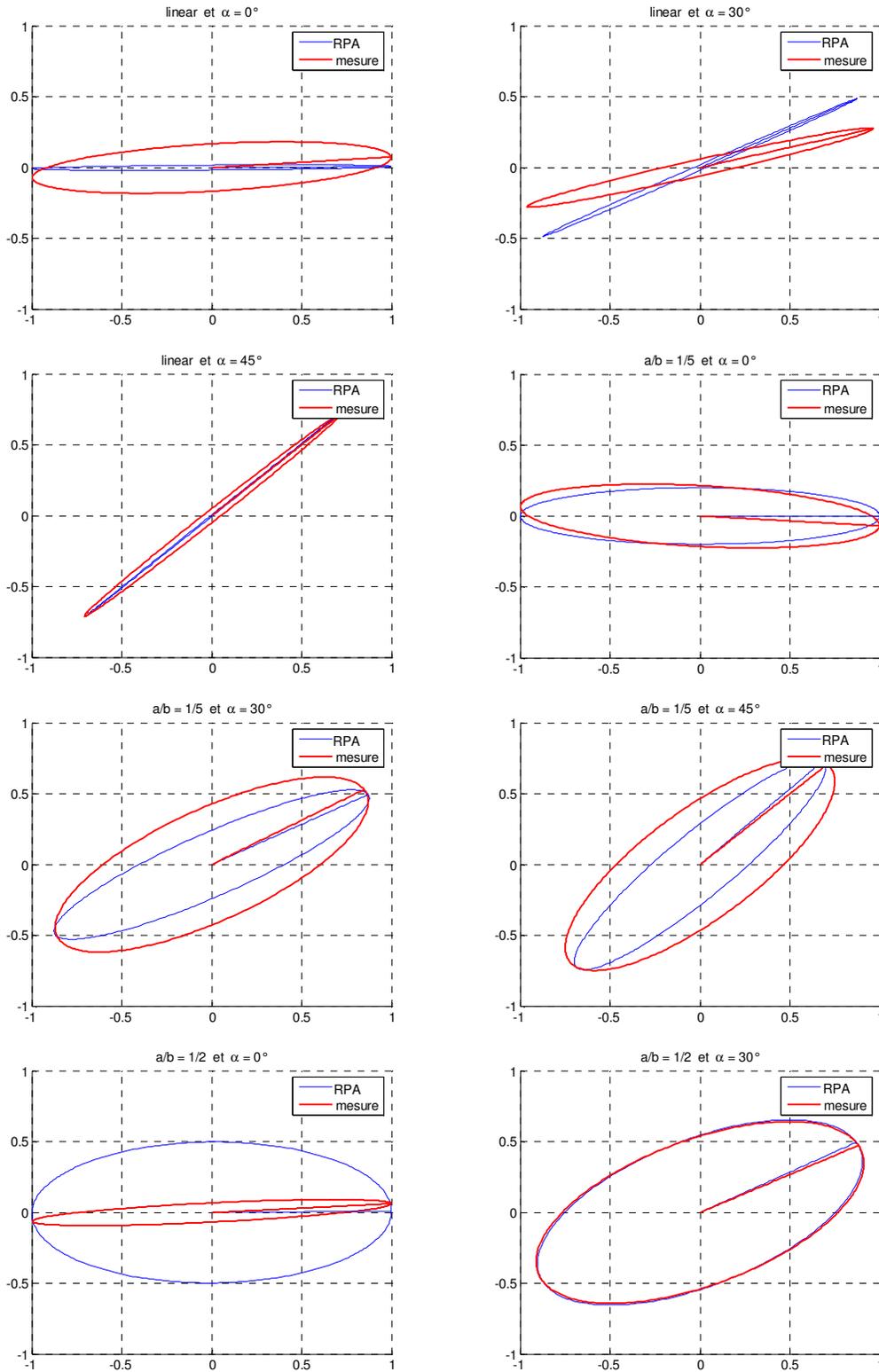


Figure 5.27 Résultats des mesures de polarisation pour différents états de polarisation.

Tableau 5.1 Résultats des mesures de polarisation pour différents états de polarisation.

Polarisation	Référence (RPA 2000)		Mesure		Différence %	
	Angle $\alpha$	Ellipticité	Angle $\alpha$	Ellipticité	Angle $\alpha$	Ellipticité
Linéaire à 0°	0,5°	1°	4,25°	9,45°	2,08	18,78
Linéaire à 30°	29,23°	1,04°	16,80°	2,84°	6,91	4,00
Linéaire à 45°	45,40°	0,24°	45,06°	2,05°	0,19	4,02
a/b = 1/2 à 0°	0,65°	26,45°	3,54°	3,84°	1,61	50,24
a/b = 1/2 à 30°	29,70°	26,20°	28,25°	26,18°	0,81	0,04
a/b = 1/5 à 0°	0°	11,28	-3,98°	12,10°	2,21	1,82
a/b = 1/5 à 30°	29,60°	12°	32,03°	20,44°	1,35	18,76
a/b = 1/5 à 45°	46,90°	11,40°	45°	19,22°	1,06	17,38

D'une manière générale, les mesures correspondent bien à l'état de polarisation d'entrée, certaines mesures ont une ellipticité légèrement différente mais l'orientation de l'ellipse est pratiquement toujours la même. Notons que, ne connaissant pas la polarisation exacte à l'entrée, notre référence provient d'un appareil commercial. Cette référence est donc entachée d'une erreur que nous ne connaissons pas.

Une source d'erreur pour la mesure de polarisation est le fait d'enlever le composant pour mesurer l'état de polarisation à l'entrée. Dans les fibres, l'état de polarisation change quand la température de la fibre varie ou quand il y a une contrainte. Le simple fait de bouger le micro-positionneur et d'approcher la main de la fibre provoque des changements que nous ne pouvons pas mesurer. De plus, les mesures ont été réalisées en temps différés. Des variations de la tension d'alimentation du PZT, de la température ainsi que de l'intensité du laser ont pu survenir et créer des erreurs de mesure. Egalement, ce type d'expérience est très sensible aux vibrations mécaniques. Toutes ces sources d'erreur sont difficilement quantifiables.

## 5.4 Conclusion

Une première application de l'interaction acousto-optique a été démontrée et un nouveau capteur de déplacement simplifié a été présenté. La différence de phase nécessaire pour obtenir le sens du déplacement a été obtenue par l'interaction acousto-optique à l'aide d'un traitement du signal simple. Un seul bras de sortie est maintenant nécessaire, ce qui exige moins de connectique. Cela présente un intérêt économique sachant que cette partie représente plus de 80% du coût d'un composant optique.

Comme nous venons de le démontrer aussi, l'analyseur de polarisation acousto-optique permet de trouver les paramètres de tous les états de polarisation possibles. Un grand avantage de notre structure est que, potentiellement, elle ne nécessite pas de calibrage. Pour cela, il faut cependant que les guides constituant le capteur soient très peu biréfringents ou que leur biréfringence soit connue et maîtrisée. La deuxième condition pour que le capteur fonctionne facilement est d'avoir une modulation acousto-optique supérieure à  $\pi/2$ . Les résultats expérimentaux obtenus montrent la validité du concept proposé bien que la dernière condition n'ait pas été remplie.

## Conclusion

Tout d'abord, nous avons exposé les motivations qui ont conduit à la réalisation de cette thèse dont le sujet se situe à la frontière de plusieurs domaines. Mettre ensemble de la technologie de l'échange d'ions développée à l'IMEP et des effets acousto-optique pour la fabrication de dispositifs en optique intégrée sur verre n'avait à ce jour pas encore été envisagé. L'objectif que nous avions était de montrer la faisabilité de nouveaux composants et de nouvelles fonctions optiques permettant d'amener encore plus loin l'optique intégrée dans les applications.

La technique d'échange d'ions a été présentée ainsi que les méthodes de caractérisation des composants obtenus. Nous avons vu également les différents types d'ondes acoustiques et leurs caractéristiques. L'effet acousto-optique en utilisant des ondes acoustiques de volume a été mis en évidence en réalisant un interféromètre de Mach-Zehnder. Avec ce dispositif, nous avons pu moduler en intensité un faisceau laser. L'effet est amplifié par l'utilisation d'un amplificateur électronique qui, même en travaillant en dehors de la fréquence de résonance, a pu moduler plus fortement la lumière pour atteindre un effet de déphasage supérieur à  $2\pi$ .

Par ailleurs, nous avons étudié l'utilisation des ondes de surface dans le verre pour le couplage d'énergie entre deux modes guidés. Cette technique exige une longueur d'interaction trop importante. Nous avons essayé plusieurs configurations sans atteindre le résultat escompté. La fabrication d'un filtre accordable en longueur d'onde par l'effet acousto-optique est technologiquement irréalisable pour nous à ce stade de nos recherches si l'on tient compte des composants à notre disposition. Ce travail permet malgré tout de savoir ce qu'il faudrait en terme de constante élasto-optique comme en terme de puissance élastique pour obtenir un effet exploitable.

Par la suite, en utilisant les ondes acoustiques de volume nous avons réalisé deux composants : un capteur de déplacement et un analyseur de polarisation acousto-optiques intégrés sur verre. Pour le premier composant, l'effet acousto-optique nous donne une information supplémentaire qui nous permet de déterminer le sens de déplacement avec une seule sortie. De cette manière, nous avons pu simplifier les capteurs de déplacement existants qui utilisaient deux sorties pour obtenir le sens de

déplacement. Pour le second composant nous avons réalisé un nouveau concept d'analyseur de polarisation. Le fait de ne pas avoir de changement de phase, dû à l'effet acousto-optique, supérieur à  $\pi$  nous a empêché d'utiliser les méthodes initialement développées. Nous avons alors traité les informations acquises de l'analyseur numériquement et les résultats sont satisfaisants mais nous donnent toutefois quelques erreurs sur les états de polarisation mesurés.

Il est donc impératif d'augmenter l'amplitude de l'onde acoustique pour que nous puissions exploiter correctement l'effet acousto-optique sur l'optique intégrée sur verre. Pour cela, nous pouvons utiliser un amplificateur électronique et améliorer le couplage entre les matériaux piézoélectriques et le verre. Une autre alternative consiste à réaliser un dispositif hybride avec une couche mince de matériau ayant un coefficient élasto-optique plus important que celui du verre, comme le niobate de lithium par exemple.

Les manipulations que nous avons effectuées pour caractériser les composants et mettre en œuvre les effets photo-acoustiques nous ont demandées de nombreuses heures de travail. En effet nous avons voulu pour la plupart des composants caractérisés, les conserver en essayant de les réutiliser pour pouvoir faire varier les combinaisons entre les composants optiques et les composants piézoélectriques. De ce fait les alignements optiques deviennent critiques lorsque l'élément piézoélectrique est excité. Cela a ajouté certaines difficultés, mais sur un plan purement expérimental nous a permis de vérifier beaucoup d'hypothèses. Il est évident que pour obtenir un composant fiable, il sera nécessaire de mettre au point des techniques d'assemblage (collage, dépôt...) des éléments piézoélectriques.

Les technologies de l'optique intégrée et les nombreuses réalisations que nous avons pu trouver dans la littérature et le domaine industriel montrent qu'elles ont encore aujourd'hui un fort potentiel de développement. Dans ce contexte, toutes les idées et les études que nous avons présentées peuvent être adaptés à d'autres matériaux que le verre, comme par exemple le silicium. Enfin, nous avons pu montrer que l'adjonction de composants permettant de réaliser des interactions comme les transducteurs piézoélectriques, permet d'envisager de nouvelles fonctions optiques intégrée dans une technologie à faible coût.

## Bibliographie

- [1] S. E. Miller, **Integrated optics: an introduction**, *Bell Systems Technology Journal*, 48, p. 2059, 1969.
- [2] P. Benech, I. Schanen et V. Minier, **Integrated Optics Sensors On Glass**. *Integrated Optics: Devices, Materials, and Technologies*, Proc. of SPIE Vol. 5728, 2005.
- [3] C. Fitzpatrick, M. Abid, G. Netherwood et R. Levy, **New integrated optics architecture including onboard sensing elements**, *Proceedings of SPIE - The International Society for Optical Engineering, Novel Optical Systems Design and Optimization III*, San Diego, USA, 4092, 139-144, 2000.
- [4] L. A. Eldada, **Optical Networking Components** (Communications Design Conference) 2002.
- [5] Y. N. Korkishko, V.A. Fedorov, *Ion exchange in single crystals for integrated optics and optoelectronics*, Cambridge International Science Publishing Press, 1999.
- [6] T. Kawazoe, K. Satoh, I. Hayashi et H. Mori, **Fabrication of integrated-optic polarization controller using Z-propagating Ti-LiNbO<sub>3</sub> waveguides**. *Journal of Lightwave Technology*, Volume 10, Issue 1, Jan 1992 Page(s):51 – 56.
- [7] E. Voges et A. Neyer, **Integrated-optic devices on LiNbO<sub>3</sub> for optical communication**. *J. Lightw. Technol* vol. LT-5, no. 9, pp. 1229-1238, Sep. 1987.
- [8] D. L. Lee, *Electromagnetic Principles of Integrated Optics*, Wiley, New York, 1986.
- [9] V. Gopalan, K. L. Schepler, V. Dierolf et I. Biaggio, **Ferroelectric Materials**, *Handbook of Photonics*, 2nd Ed., M. C. Gupta et J. Ballato (Eds.) CRC, New York, 2006, Chapter 6.
- [10] P. Dumais, C. L. Callender, C. J. Ledderhof, et J. P. Noad, **Monolithic integration of microfluidic channels, liquid-core waveguides, and silica waveguides on silicon**, *Applied Optics*, Vol. 45, Issue 36, pp. 9182-9190, 2006.
- [11] Y.P. Li et al., **Silica-based optical integrated circuits**. *IEE Proc. Optoelectron*, vol. 143, No. 5, Oct. 1996, pp. 263-280.
- [12] S. Valette, **State of the art of integrated optics technology at LETI for achieving passive optical components**. *Journal of Modern Optics*, 35:993-1005, 1988.
- [13] S. Valette, *Optique Intégrée sur Substrat Silicium : Application aux Télécommunications Optiques*, Communication présenté à TELEMAT 87 Marseille, Juin 1987.

- [14] S. Jung, J. H. Song, K.-Y. Kim et Y. Oh, **Waveguide design and fabrication of trench for hybrid integrated optic devices**, *Proceedings of SPIE - Volume 5728*, 2005, pp. 262-268.
- [15] H. Dötsch et al., **Applications of magneto-optical waveguides in integrated optics: review**, *Journal of the Optical Society of America B: Optical Physics*, Vol. 22, Issue 1, 2005, pp. 240-253
- [16] C.S. Tsai, **Integrated Magneto-optic Waveguide Material Structures and Devices**, *Proc. of International Optoelectronics Symposium*, Photonics Taiwan, July 26-28, 2000, Taipei, Taiwan.
- [17] I. Moerman, P. P Van Daele, et P.M. Demeester, **A review on fabrication technologies for the monolithic integration of tapers with III-V semiconductor devices**, *IEEE J. Select. Topics Quantum Electron.* 3, 1308, 1997.
- [18] Allferness et al., **Broadly tunable InGaAsP/InP laser based on a vertical coupler filter with 57-nm tuning range**, *Appl. Phys. Lett.* 60(26) pp. 3209-3211, 1992.
- [19] F. Raineri, **Optique non linéaire dans les cristaux photoniques en semiconducteur III-V**. *PhD thesis*, Université de Paris XI Orsay, 2004.
- [20] S. Khalfallah, **Modulateurs de cohérence en optique intégrée sur semiconducteurs III-V :guide biréfringents et interféromètre de Mach-Zehnder**. *PhD thesis*, Université Paul Sabatier de Toulouse, 1997.
- [21] G. W. Wicks, **III-V Semiconductor Materials**, *Handbook of Photonics*, 2nd Ed., M. C. Gupta et J. Ballato (Eds.) CRC, New York, 2006, Chapter 2.
- [22] L. A. Eldada, **Polymer integrated optics: Promise versus practicality**. *Proc. SPIE-Int. Soc. Optical Engineering*, 2002, pp. 11-22.
- [23] Steier et al., **Polymer Electro-Optic Devices for Integrated Optics**, *Chemical Physics* 245, pp. 487-506, 1999.
- [24] E. Van Tomme, P. P. Van Deale, R. G. Baets et P. E. Lagasse, **Integrated optic devices based on nonlinear optical polymers**, *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Volume: 27, Issue: 3, page(s): 778-787, 1991.
- [25] S. Yliniemi, B. R. West, et S. Honkanen, **Ion exchanged glass waveguides with low birefringence for a broad range of waveguide widths**, *Applied Optics* 44, 2005.
- [26] J.-E. Broquin, **Glass Integrated optics: state of the art and position towards other technologies**, *Proc. of SPIE* Vol. 6475, 2007.
- [27] B. West, **Ion-Exchanged Glass Waveguides**, *Handbook of Photonics*, 2nd Ed., M. C. Gupta et J. Ballato (Eds.) CRC, New York, 2006 Chapter 13.
- [28] S. I. Najafi, *Introduction to Glass Integrated Optics*, Artech House, Boston, 1992.

- [29] P. Karioja, J. Lammasniemi, A. Tervonen et S. Honkanen, **Integrated optics for instrumentation applications**, *Proc. SPIE* Vol. 2997, p. 343-354, 1997.
- [30] J. E. Roman et K. A. Winick, **Neodymium-Doped Glass Channel Waveguide Laser Containing an Integrated Distributed Bragg Reflector**, *Applied Physics Letter*, vol. 61, pp. 2744-2746, Dec. 1992.
- [31] B. K. Das, H. Suche, W. Sohler, **Single-frequency Ti:Er:LiNbO<sub>3</sub> distributed Bragg reflector waveguide laser with thermally fixed photorefractive cavity**, *Applied Physics B: Lasers and Optics*, Volume 73, Numbers 5-6 / October, 2001.
- [32] L. A. Eldada, **ROADM architectures and technologies for agile optical networks**, *Proceedings of the SPIE*, Volume 6476, pp. 647605, 2007.
- [33] <http://www.teemphotonics.com>
- [34] *Comptes rendus des séances de l'académie des sciences*, Gauthier-Villars, Paris, 1914.
- [35] L. Brillouin, **Diffusion de la lumière et des rayons x par un corps transparent homogène, influence de l'agitation thermique**, *Ann. Phys.*, 17:88-122, 1921.
- [36] E. Gross, **Change of wave-length of light due to elastic heat waves at scattering in liquids**, *Nature* 126(201) 400, 1930.
- [37] P. Biquard et R. Lucas, **Propriétés optiques des milieux solides et liquides soumis aux vibrations élastiques ultrasonores**, *Journal de Physique*, 10:464-477, 1932.
- [38] F.W. Sears et P. Debye, **On the scattering of light by supersonic waves**, *Proceedings of the National Academy of Science*, 18:409-414, 1932.
- [39] C. V. Raman et N. S. N. Nath, **The Diffraction of Light by High Frequency Sound Waves: Part IV: Generalised Theory**, *Proc. Indian Acad. Sci.*, 1936.
- [40] P. Phariseau, **On the diffraction of light by progressive supersonic waves**, *Proc. Indian Acad. Sci. A* 44, 165-169, 1956.
- [41] J. Sapriel, *L'acousto-optique*, Masson, Paris, 1976.
- [42] D. Čiplys, R. Rimeika, **On definition of acoustooptic figure of merit for interaction between surface acoustic and guided optical waves**, *Ultragarsas*, Nr.2(35), 2000.
- [43] N. F. Borrelli et R. A. Miller, **Determination of the Individual Strain-Optic Coefficients of Glass by an Ultrasonic Technique**, *Applied Optics* / Vol. 7, No. 5, May 1968.
- [44] L. Yinzhui, L. Liangyu, D. Yaping et Z. Jianqiang, **The development of Multichannel Acousto-optic modulator**, *Proceedings of SPIE* Vol. 4231, 2000.

- [45] J. C. Kasteliky, M. Pommeray, A. Kab et M. G. Gazalet, **High dynamic range, bifrequency TeO<sub>2</sub> acousto-optic modulator**, *IOP Pure Appl. Opt.* 7, 467–474, 1998.
- [46] A. M. El-Saba, M. A. G. Abushagur, **Dynamic acousto-optic photopolarimeter/spectrophotopolarimeter**, *Opt. Eng.* 38(7) 1166–1169, July 1999.
- [47] A. Pérennou, V. Quintard, Y. Mevel et J. Le Bihan, **Intermodulation product effects on the working of a phased-array transducer acousto-optic switch**, *Opt. Eng.* 43(5) 1042–1050, May 2004.
- [48] F. Windels, P. Kwiek, G. Gondek et K. Van Den Abeele, **Acousto-optic lens for pulsed lasers**, *Optics Letters* Vol. 28, No. 1 / January 1, 2003.
- [49] B. S. Gurevich, S. V. Mdreyev, V. A. Belyaev, M. V. Kaupinen, A. I. Kantserov et S. A. Alymkulov, **Information transmission in acousto-optic imaging systems**, *Proceedings of SPIE* Vol. 4148, 2000.
- [50] V. B. Voloshinov et A. Yu. Tchernyatin, **Light Diffraction with Conservation of Optical Mode by Slow Shear Acoustic Wave in Paratellurite**, *Proc. SPIE* Vol. 3900, p. 74–82, 1999.
- [51] V. M. Kotov, G. N. Shkerdin, R. A. Vounckx et J. H. Stiens, **Acousto-Optic Interaction of Two-Color Beam In Isotropy Media**, *Proc. SPIE* Vol. 3900, p. 25-30, 1999.
- [52] P. Maák, L. Jakab, A. Barócsi et P. Richter, **Improved design method for acousto-optic light deflectors**, *Optics Communications* 172 297-324, 1999.
- [53] B. Rashidian et B. Zarin-Rafie, **A package for systematic design of acousto-optic deflectors**, *Proc. SPIE* Vol. 3513, 1998.
- [54] V. Iyer et P. Saggau, **Compensation of temporal and spatial dispersion for multi-photon acousto-optic laser-scanning microscopy**, *Proceedings of SPIE-OSA Biomedical Optics* Vol. 5139, 2003.
- [55] Y. Mevel, V. Quintard, A. Perennou, H. W. Li et J. Le Bihan, **A Novel Architecture of Optical Switch Based on Acoustooptic Interaction for Telecommunication Networks**, *Proceedings of SPIE* Vol. 4514, 2001.
- [56] V. Quintard, A. Pérennou, Y. Mevel, F. Payoux et J. Le Bihan, **Characterizations for an acousto-optic switch architecture with phased array transducers**, *Proceedings of SPIE* Vol.4870, 2002.
- [57] Y. Mevel, V. Quintard, A. Perennou, H. W. Li et J. Le Bihan, **Characterizations of a 2x2 optical switch using an acousto-optic cell with phased array transducers**, *Proceedings of SPIE* Vol.4946, 2003.
- [58] V. Quintard, A. Pérennou, Y. Naciri et J. Le Bihan, **Optical packet synchronization device based on acousto-optic interaction: characterization and performance**, *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.* 3, 2001.

- [59] M. Szustakowski, L. Jodlowski et R. Bobrowicz, **Discuss on Factors Affecting Phase Measurement Accuracy in Acousto-Optic Phase Processor**, *Proceedings of SPIE* Vol. 4514, 2001.
- [60] J. Sapiel, D. Charissoux, V. Voloshinov et V. Molchanov, **Tunable Acoustooptic Filters and Equalizers for WDM Applications**, *Journal of Light Wave Technology*, Vol. 20, No. 5, May 2002.
- [61] I. C. Chang, **Progress of Acousto-Optic Tunable Filters**, *IEEE Ultrasonics Symposium*, 1996.
- [62] V. B. Voloshinov, T. M. Babkina et V. Y. Molchanov, **Two-dimensional selection of optical spatial frequencies by acousto-optic methods**, *Opt. Eng.* 41(6) 1273–1280, June 2002.
- [63] T.-C. Poon et P. P. Banerjee, **Two-dimensional feature extraction and beam fanning suppression using acousto-optics**, *Proceedings of SPIE* Vol. 4514, 2001.
- [64] M. Pushkareva et V. Parygin, **Quasi-collinear AOTF with improved resolution**, *Proceedings of SPIE* Vol. 4514, 2001.
- [65] A. K. Zaitsev et V. V. Kludzin, **Subcollinear acousto-optic tunable filter based on the edium with a strong acoustic anisotropy**, *Optics Communications* 219 277–283, 2003.
- [66] H. Gnewuch et C. N. Pannell, **Monolithic bulk shear wave acousto-optic tunable filter**, *Proceedings of SPIE* Vol. 4833, 2002.
- [67] H. Gnewuch et al, **Broadband monolithic acousto-optic tunable filter**, *Optics Letters* Vol. 25, No. 5 / March 1, 2000.
- [68] V. V. Kludzin, S. V. Kulakov et V. V. Molotok, **Perspectives of projecting multichannel acousto-optic cells with low crosstalk**, *Proceedings of SPIE* Vol. 3137, 1997.
- [69] G. Georgiev et L. Konstantinov, **Spectral characteristics of non-collinear acousto-optic tunable filters**, *Optics & Laser Technology*, Vol. 29, No. 5, pp. 267-270, 1997.
- [70] <http://www.a-a.fr>.
- [71] Z. Qida et al, **Theory and modulator of multiple dimensional acousto-optic interaction**, *Proceedings of SPIE* Vol. 3556, 1998.
- [72] H. Li, Y. Zhang, C. Wen, et Y. C. Soh, **Design of Tunable Composite Spectrums Using All-Fiber Acoustooptical Filters Subject to Strain Control**, *Journal of Lightwave Technology*, VOL. 24, NO. 4, APRIL 2006.
- [73] H. Li, T. Liu, C. Wen, Y. C. Soh, Y. Zhang, **All-fiber acousto-optical tunable filter with loop structure**, *Opt. Eng.* 42(12) 3409–3410, December 2003.

- [74] M. S. Kang, H. Su Park et B. Y. Kim, **Two-Mode Fiber Acoustooptic Tunable Bandpass Filter With Zero Frequency-Shift**, *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 18, No. 15, August 1, 2006.
- [75] P.A. Lewin, C. Mu, S. Umchid, A. Daryoush et M. El-Sherif, **Acousto-optic, point receiver hydrophone probe for operation up to 100 MHz**, *Ultrasonics* 43 815–821, 2005.
- [76] A. Bhatti, H.S. Al-Raweshidy et G. Murtaza, **Optical response of an all-fibre acoustooptic phase modulator using aluminium nitride coating**, *Optics Communications* 176, 355–363, 2000.
- [77] M.-Y. Fu, W.-F. Liu, T.-C. Chen, H.-J. Sheng, **Acoustic-optic interaction in a blazed superstructure fiber grating**, *Proceedings of SPIE* Vol. 5246, 2003.
- [78] P. Z. Dashti, Q. Li et H. P. Lee, **Measurement of acoustic wavelength in optical fiber via acousto-optic interaction**, *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 81, No. 23, 2 December 2002.
- [79] N. Goto et Y. Miyasaki, **FDTD Analysis of Wavelength-Selective Optical Switch Using Collinear Acoustooptic Interaction for WDM Routing**, *Electronics and Communications in Japan*, Part 2, Vol. 87, No. 6, 2004.
- [80] . Goto et Y. Miyasaki, **Design of Tapered SAW Waveguide for Wavelength-Selective Optical Switches Using Weighted Acoustooptic Interaction**, *Electrical Engineering in Japan*, Vol. 154, No. 1, 2006.
- [81] D. A. Smith et all, **Evolution of the Acousto-Optic Wavelength Routing Switch**, *Journal of Lightwave Technology*, Vol. 14, No. 6, June 1996.
- [82] O. A . Peverini, R. Orta et R. Tascone, **Full-wave modeling of piezoelectric transducers for SAW acousto-optical interactions**, *Optical and Quantum Electronics* 32: 855-867, 2000.
- [83] H. Mendis et all, **Design, realisation and analysis of an apodised, film-loaded acousto-optic tunable filter**, *Appl. Phys. B* 73, 489–493, 2001.
- [84] A. Tsarev, **A new type of small size acousto-optic tunable filter with super narrow optical linewidth**, *Appl. Phys. B* 73, 495–498, 2001.
- [85] E. Bonnotte et all, **Guided-wave acoustooptic interaction with phase modulation in a ZnO thin-film transducer on an Si-based integrated Mach-Zehnder interferometer**, *Journal of Lightwave Technology*, Volume 17, Issue 1, Page(s):35 – 42, Jan 1999.
- [86] R. Rimeika, D. Čiplys et S. Balakauskas, **Diffraction of Guided Optical Waves by Surface Acoustic Waves in Proton-Exchanged 128° Rotated Y-Cut LiNbO<sub>3</sub>**, *Phys. Stat. Sol.* 184, No. 1, 217–223, 2001.
- [87] C. S. Tsai, B. Sun et A. Kar-Roy, **Acoustooptic Bragg diffraction studies on InGaAsP waveguides**, *Proceedings IEEE Ultrasonics Symposium*, 1995.

- [88] C. S. Tsai, **Integrated Acoustooptic and Magneto-optic Devices for Optical Information Processing**, *Proceedings of The IEEE*, Vol. 84, No. 6, June 1996.
- [89] G. D. Xu and C. S. Tsai, **Integrated acoustooptic heterodyning device modules in LiNbO<sub>3</sub> substrate**, *Appl. Opt.*, GRIN Special Issue, vol. 31, pp. 5259-5268, 1992.
- [90] Z. Bin, P. Zhenwu, Mi Bin et T. Quan'an, **Integrated acoustooptic frequency shifter with surface acoustic wave**, *Proceedings of SPIE* Vol. 3551, 1998.
- [91] C. S. Tsai, **Integrated acoustooptic circuits and applications**, *IEEE Trans. Ultrason, Ferroelec. and Freq. Contr.*, vol. 39, pp. 529-554, 1992.
- [92] T. Suhara, S. Fujiwara et H. Nishihara, **Integrated Optics Components and Devices Using Periodic Structures**, *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. QE-22, No. 6, June 1986.
- [93] M. K. Barnoski, B. U. Chen, T. R. Joseph, J. Y. Lee et O. G. Ramer, **Integrated-optic spectrum analyzer**, *IEEE Trans. Circuits Syst.*, vol. CAS-26, pp. 1113-1124, 1979.
- [94] T. Q. Vu, C. S. Tsai, et Y. C. Kao, **Integration of curved hybrid waveguide lens and photodetector array in a GaAs waveguide**, *Appl. Opt.*, vol. 31, pp. 5246-5254, 1992.
- [95] C. S. Tsai, Ed, **Guided-wave acoustooptic interactions devices, and applications**, *Springer Series in Electronics and Photonics* New York Springer-Verlag, vol 23, 1990.
- [96] N. Nozaki, T. Suhara et H. Nishihara, **Focusing grating couplers of long focal length fabricated in Ti:LiNbO<sub>3</sub> waveguides** (in Japanese), presented at the Ann. Meet. Japan. SOC. *Appl. Phys.*, 2p-L-12, Kyoto, Japan, Oct. 1-4, 1985.
- [97] L. Eldada, **Hybrid organic-inorganic optoelectronic subsystems on a chip**, *Proceedings of SPIE* 5729, 200, 2005.
- [98] D. Marcuse, *Theory of dielectric optical waveguides*, Academic press inc. Harcourt Brace Jovanovich, publishers, 1991.
- [99] A. Yariv et M. Nakamura, **Periodic structures for integrated optics**, *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. QE-13, April, 1977.
- [100] H. Bach, N. Neuroth (Editors), *The Properties of Optical Glass*, Springer, 1st ed., 1995.
- [101] R. V. Ramaswamy et R. Srivastava, **Ion-exchanged glass waveguides: a review**, *IEEE J. Light Techn.*, vol. 6, No. 6, pp. 984-1001, 1988.
- [102] J. Albert et G. L. Yip, **Stress-induced index change in K<sup>+</sup>-Na<sup>+</sup> ion exchange in glass**, *Electron. Lett.*, Vol. 23, No. 14, pp. 737-738, 1987.
- [103] D. Royer et E. Dieulesaint, *Ondes Elastiques dans les Solides, Tome 1 : Propagation Libre et Guidée*, Masson 1997.

- [104] I. A. Viktorov, *Rayleigh and Lamb Waves :Physical Theory and Applications*, Plenum Press, New York, 1967.
- [105] R. M. White, **Surface Elastic Waves**, *Proceedings of the IEEE*, Vol. 58, No. 8, 1970.
- [106] A. Berlincourt, D. R. Curran et H. Jaffe, **Piezoelectric and Piezomagnetic Materials and Their Function in Transducers**, *Physical Acoustics*, Vol. 1A, W. P. Masson (Ed.) Academic Press, New York, 1964, Chapter 3.
- [107] A. W. Snyder et J. D. Love, **Optical Waveguide Theory**, Chapman Hall, London, 1983.
- [108] I. A. Victorov, **Investigation of Methods for Exciting Rayleigh Waves**, *Soviet Physics – Acoustics*, Vol. 7, No. 3, 1962.
- [109] L. Bastard, **Intégration Monolithique de Lasers Calibrés en Optique Intégrée sur Verre**, *PhD thesis*, Institut National Polytechnique de Grenoble, 2003.
- [110] <http://www.optiwave.com>
- [111] Philippe Gérard *et al.*, **A new solution to waveguide excitation suppressing the effects of the radiated field. Application to the Y-junction**, *Pure Appl. Opt.* 7 667-683, 1998.
- [112] P. Bienstman, **Rigorous and efficient modelling of wavelength scale photonic components**, *PhD thesis*, Universiteit Gent, 2001.
- [113] D. A. Pinnow, Guide Lines for the Selection of Acoustooptic Materials, *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. QE-6, No. 4, 1970.
- [114] [http://www.physikinstrumente.com/en/products/piezo\\_tutorial.php](http://www.physikinstrumente.com/en/products/piezo_tutorial.php)
- [115] J. V. Est, **Développement d'une sonde acoustique en champ proche et de l'instrumentation associée**, *PhD thesis*, Université Montpellier II, 2000.
- [116] H. Toda, M. Haruna et H. Nishihara, **Integrated-Optic Heterodyne Interferometer for Displacement Measurement**, *Journal of Lightwave Technology*, Vol. 9, No. 5, 1991.
- [117] A. d'Alessandro, M. De Sarlo, A. D'Orazio et V. Petruzzefli, **Integrated optics displacement sensor**, *Proceedings of SPIE*, Vol. 1366, 1990.
- [118] R.Sawada, E.Higurashi et T. Ito, **Integrated microlaser displacement sensor**, *Journal of Micromechanics and Microengineering*, 12, 286–290, 2002.
- [119] E. Higurashi, R. Sawada et T. Ito, **Monolithically integrated optical displacement sensor based on triangulation and optical beam deflection**, *Applied Optics*, Vol. 38, No. 9, 20 March 1999.

- [120] T. Ito, R. Sawada et E. Higurashi, **Integrated micro-displacement sensor that uses beam divergence**, *Journal of Micromechanics and Microengineering*, 13, 942–947, 2003.
- [121] S. Fourment et al, **A silicon integrated opto-electro-mechanical displacement sensor**, *Sensors and Actuators A* 110, 294–300, 2004.
- [122] T. Lang et al, **Integrated optical displacement sensor with four quadrature phase-shifted output signals**, *J. Opt.* 29, 135–140, 1998.
- [123] J.-E. Broquin, **Ion Exchanged Integrated Devices**, *Proceedings of SPIE*, Vol. 4277, 2001.
- [124] D. Jestel, A. Baus et E. Voges, **Integrated-Optic Interferometric Microdisplacement Sensor in Glass with Thermo-Optic Phase Modulation**, *Electronics Letters*, Vol. 26 No. 15, 1990.
- [125] O. G. Hellesø, P. Benech et R. Rimet, **Interferometric displacement sensor made by integrated optics on glass**, *Sensor and Actuators A*, 46-47, 1995.
- [126] O. G. Hellesø, **Capteur Interférentiel de Déplacement en Optique Intégrée sur Verre**, *PhD thesis*, Institut National Polytechnique de Grenoble, 1994.
- [127] B. E. A. Saleh et M.C. Teich, *Fundamentals of Photonics*, Wiley-Interscience, New York, 1991.
- [128] G. Chartier, *Manuel d'optique*, Editions Hermes, Paris, 1997.
- [129] E. Collett, *Field Guide to Polarization*, SPIE Press, 2005.
- [130] T. Saida et al, **Integrated Optical Polarisation Analyser on Planar Lightwave Circuit**, *Electronics Letters* 35(22), pp. 1948-1949, 1999.
- [131] A. M. El-Saba et M. A. G. Abushagur, **Dynamic acousto-optic photopolarimeter / spectrophotopolarimeter**, *Opt. Eng.* 38(7) 1166–1169, July 1999.
- [132] M. Rehage et R. Noe, **Wavelength-selective polarisation analyser with integrated Ti:LiNbO<sub>3</sub> acousto-optical TE-TM converter**, *Electronics Letters*, Vol. 30 No. 14, 1994.
- [133] V. Minier, **Ampèremètre Faraday en optique intégrée sur verre : de l'analyse théorique à la fabrication de capteurs**, *PhD thesis*, Institut National Polytechnique de Grenoble, octobre 1996.
- [134] T. Lang, **Etude des Effets de Polarisation dans des Guides d'Optique Intégrée sur verre. Application : Convertisseur de Polarisation**, *PhD thesis*, Institut National Polytechnique de Grenoble, novembre 1997.

**Articles dans des revues internationales à comité de lecture**

**L. Poffo; P.Lemaître-Auger; Ph. Benech; P. Benech, Improvement of a glass integrated optical displacement sensor interferometer using acousto-optic effect, *Measurement Science and Technology*, 16, 1341-1348, 2005. (article cité dans “The Handbook of Photonics”, Gupta M. et Ballato J. CRC Press 2007, 13-28).**

**Conférences internationales avec actes**

**L. Poffo; P.Lemaître-Auger; Ph. Benech; P. Benech, Simplification of the design and the fabrication of a glass integrated displacement sensor with acousto-optic modulation, *Proceedings of SPIE – Photonics West*, 2005.**

**L. Poffo; P.Lemaître-Auger; Ph. Benech, R. Siragusa, K. Djerroud, Applications of the Acousto-Optic Effect on Glass Integrated Optic Devices, *32<sup>nd</sup> Annual Conference of the IEEE Industrial Electronics Society – IECON’06*, Paris, 2006.**

## Annexe A

### Valeurs numériques utilisées

Constantes	Valeurs
$d_{33}$	$600 \cdot 10^{-12} \text{ (C N}^{-1}\text{)}$
$s_{33}$	$19 \cdot 10^{-12} \text{ (m}^2\text{ N}^{-1}\text{)}$
$S_p$	1 (cm <sup>2</sup> )
$t_g$	1 (mm)
$t_p$	1 (mm)
$V_p$	3900 (m s <sup>-1</sup> )
$V_d$	6319 (m s <sup>-1</sup> )
$V_g$	4500 (m s <sup>-1</sup> )
$Z_a$	$330 \text{ (kg m}^{-2}\text{ s}^{-1}\text{)}$
$\varepsilon_{33}/\varepsilon_0$	$4200 \text{ (F m}^{-1}\text{)}$
$\rho_p$	$7600 \text{ (kg m}^{-3}\text{)}$
$\rho_d$	$2790 \text{ (kg m}^{-3}\text{)}$
$\rho_g$	$3000 \text{ (kg m}^{-3}\text{)}$
$\tan \delta_e$	0,015
$\tan \delta_m$	0,001

## Annexe B

### Représentation des états de polarisation

La première expérience de polarisation de la lumière eut lieu en 1670, lorsque Bartholinus s'aperçut qu'un rayon incident se propageant dans un cristal de calcite émergeait en deux rayons différents. Il en conclut que le cristal de calcite était un matériau biréfringent. Plus tard, Huygens montra qu'en faisant tourner un second cristal, l'intensité d'un des rayons était maximale tandis que le deuxième s'éteignait. Puis, après une rotation de  $90^\circ$ , les intensités s'inversaient. Pour la première fois, Huygens utilisa le terme de lumière polarisée pour expliquer cette expérience : « la lumière naturelle est composée de deux rayons indépendants de polarisations opposées. » Par la suite, de nombreuses propriétés furent établies (l'angle de Brewster, la loi de Malus, ...), mais ce n'est qu'en 1852 que G. G. Stokes introduisit des paramètres réels pour décrire la polarisation. Une représentation géométrique des états de polarisation par un point d'une sphère, a été introduite en 1892 par H. Poincaré. Plus récemment, au cours des années 1940, deux méthodes de calcul matriciel ont été introduites : les matrices de Müller et le calcul matriciel de Jones. Ces outils mathématiques sont parfaitement adaptés à la détermination des états de polarisation de la lumière transmise par les montages optiques, ainsi qu'au calcul de l'intensité de la lumière qu'ils transmettent.

La plupart des sources de lumière émettent des ondes dont le vecteur champ électrique a une orientation aléatoire et rapidement variable autour de la direction de propagation. La lumière possède alors une symétrie de révolution autour de cette direction et est dite naturelle.

D'autres sources telles que les lasers émettent de la lumière ne possédant pas cette symétrie, ces sources sont dites polarisées.

En outre, il existe une lumière dite partiellement polarisée. Ce type de lumière se rencontre dans la pratique dans différents cas :

- lorsque le faisceau de lumière polarisée traverse un milieu dépolarisant qui introduit des déphasages aléatoires entre les deux états de base orthogonaux,

- ou bien par réflexion vitreuse sous incidence oblique d'une lumière non polarisée ce qui favorise l'état de polarisation TE par rapport à TM.

De cela découle la nécessité d'introduire un autre paramètre : le Degré de Polarisation (**DOP**) qui traduit l'intensité de lumière contenue dans la composante polarisée par rapport à l'intensité totale. Dans le cas d'une lumière à polarisation partiellement linéaire (traversée d'un polariseur), il est intéressant d'utiliser la formule suivante :

$$DOP = \frac{P_{Max} - P_{Min}}{P_{Max} + P_{Min}} \quad (\text{B.1})$$

avec  $P_{Max}, P_{Min}$  sont les intensités Max et Min transmises.

Lorsque  $DOP = 0$ , la lumière est dite non polarisée et lorsque  $DOP = 1$ , elle est dite polarisée. Dans des cas intermédiaires, la lumière est dite partiellement polarisée.

Afin de décrire les différents états de polarisation, nous adoptons comme modèle de comportement de la lumière l'onde électromagnétique plane et nous rapportons l'espace à un trièdre direct Oxyz avec  $\vec{Oz}$  parallèle à la direction de propagation, voir la figure B.1.

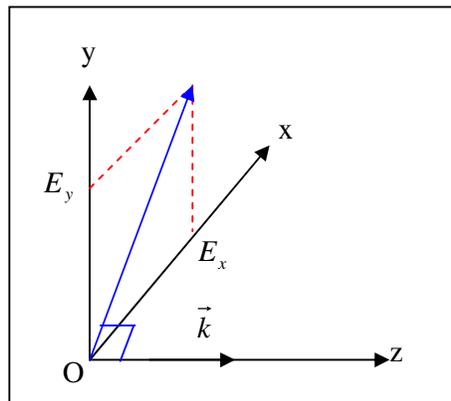


Figure B.1 Représentation du champ  $\vec{E}$  dans l'espace Oxyz.

$E_x$  et  $E_y$  sont les composantes du champ électrique et  $\vec{k}$  le vecteur d'onde.

Les points les plus importants pour nous sont l'orientation spatiale du champ électrique et son évolution au cours du temps. Nous pouvons représenter le champ à un instant donné ou bien chercher à connaître la variation de l'extrémité de ce champ au cours du temps en un point donné. Il est commode de distinguer trois cas particuliers importants de polarisation de la lumière : la polarisation rectiligne, la polarisation circulaire et la polarisation elliptique.

Cependant, afin de représenter l'état de polarisation d'une onde polarisée, il faut utiliser un concept mathématique adapté au problème à traiter, car la nature de la courbe

décrite par l'extrémité du vecteur champ  $\vec{E}$  (une ellipse dans le cas général par exemple), conduit directement à une représentation en fonction du temps. Or il est à remarquer que le mouvement de l'extrémité de  $\vec{E}$  est périodique et, dans ce cas, une représentation de l'état de polarisation indépendante du temps est certainement plus caractéristique qu'une représentation en fonction du temps. Dans ce qui suit, nous allons décrire les différentes représentations d'un état de polarisation.

## B.1 Représentation trigonométrique

C'est la représentation de l'état de polarisation la plus intuitive. En effet, ce type de représentation fait appel à une représentation paramétrique temporelle de l'état de polarisation dans le plan d'onde.

### B.1.1 Polarisation elliptique

La polarisation elliptique est l'état de polarisation le plus général d'une onde plane monochromatique dans un milieu homogène. A un instant donné, les différents vecteurs champs électriques sont orientés de telle façon que leurs extrémités soient réparties sur une hélice à base elliptique, comme le montre la figure B.2.

Le champ électrique est transversal et ses seules composantes non nulles sont données par :

$$\begin{cases} E_x(z, t) = A_x \cdot \cos(\omega t - kz - \varphi_x) \\ E_y(z, t) = A_y \cdot \cos(\omega t - kz - \varphi_y) \end{cases} \Rightarrow \begin{cases} E_x(z, t) = A_x \cdot \cos(\omega t - kz) \\ E_y(z, t) = A_y \cdot \cos(\omega t - kz - \varphi) \end{cases} \quad (\text{B.2})$$

où :  $\varphi_x$  et  $\varphi_y$  sont deux termes de phases qui sont constants pour une onde donnée et qui caractérisent l'état de polarisation.  $\varphi = \varphi_y - \varphi_x$  représente le déphasage entre les deux vibrations orthogonales.  $k$  est le vecteur d'onde :

$$k = |\vec{k}| = \frac{2\pi n}{\lambda} = \frac{n\omega}{c}$$

avec  $n$  l'indice de réfraction,  $\lambda$  la longueur d'onde de la lumière,  $c$  la vitesse de propagation de la lumière dans le vide et  $\omega$  sa pulsation.

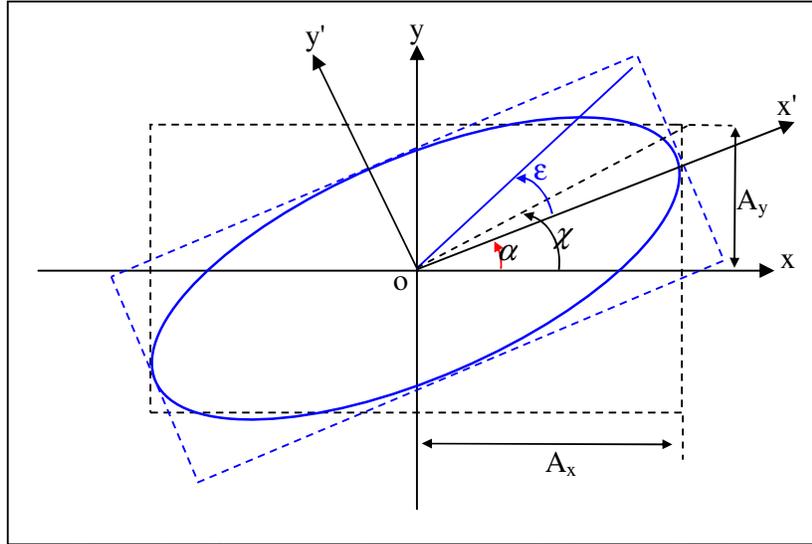


Figure B.2 Paramètres d'un état de polarisation elliptique.

Analysons maintenant les caractéristiques de cet état de polarisation dans le plan  $z=0$ . L'élimination du terme temporel des deux équations précédentes conduit à l'équation suivante :

$$\frac{E_x^2}{A_x^2} + \frac{E_y^2}{A_y^2} - \frac{2.E_x.E_y \cos \varphi}{A_x A_y} = \sin^2 \varphi \quad (\text{B.3})$$

Il est possible de retrouver l'équation d'une ellipse. Pour cela, il faut chercher les axes propres de cette ellipse en effectuant un changement de repère par rotation d'un angle  $\alpha$ , l'équation B.3 devient alors :

$$\frac{E_x'^2}{a^2} + \frac{E_y'^2}{b^2} = 1 \quad (\text{B.4})$$

avec :  $a$  et  $b$  les longueurs des deux demi axes de l'ellipse. On remarque que la projection de  $\vec{E}$  sur un plan orthogonal à la direction de propagation décrit bel et bien une ellipse. De plus, on distingue ce type de polarisation selon le sens de rotation de  $\vec{E}$ . On utilise la convention usuelle des opticiens pour observer ceci : selon l'axe  $-\vec{Oz}$ . On dira qu'elle est droite si le sens de rotation est direct et qu'elle est gauche si le sens est rétrograde. Mathématiquement, on constate aisément ceci à partir de la valeur du déphasage  $\varphi$  dans l'équation B.2 :

- si  $\varphi$  est compris entre  $0$  et  $\pi$ , La rotation est gauche,
- si  $\varphi$  est compris entre  $-\pi$  et  $0$ , la rotation est droite.

Les autres types de polarisation, à savoir circulaire et linéaire, sont des cas particuliers de la polarisation elliptique.

### B.1.2 Polarisation circulaire

Un premier cas particulier apparaît lorsque le déphasage  $\varphi$  est égale à  $\pm\pi/2$  et que les amplitudes  $A_x$  et  $A_y$  sont égales entre elles. L'équation B.2 devient :

$$\begin{cases} E_x(z,t) = A_x \cdot \cos(\omega t - kz - \varphi_x) \\ E_y(z,t) = A_x \cdot \cos(\omega t - kz - \varphi_x \pm \pi/2) \end{cases} \Rightarrow \begin{cases} E_x(z,t) = A_x \cdot \cos(\omega t - kz) \\ E_y(z,t) = A_x \cdot \cos(\omega t - kz \pm \pi/2) \end{cases} \quad (\text{B.5})$$

et l'équation B.3 quant à elle se simplifie comme suit :

$$\frac{E_x^2}{A_x^2} + \frac{E_y^2}{A_x^2} = 1 \quad (\text{B.6})$$

Cette dernière est bien l'équation d'un cercle de rayon  $A_x$ . Comme pour la polarisation elliptique, le signe du déphasage  $\varphi$  indique le sens de rotation de  $\vec{E}$  : + pour une polarisation gauche et - pour une polarisation droite.

### B.1.3 Polarisation rectiligne

Un second cas particulier est celui où  $\varphi = 0$  ou  $\pi$ . Dans ce cas, le vecteur représentatif garde une orientation fixe au cours du temps, son extrémité ayant alors une trajectoire rectiligne comme le montre la figure B.3. Cette orientation est nommée la direction de vibration. D'un point de vue mathématique l'équation B.2 devient :

$$\begin{cases} E_x(z,t) = A_x \cdot \cos(\omega t - kz - \varphi_x) \\ E_y(z,t) = \pm A_y \cdot \cos(\omega t - kz - \varphi_x) \end{cases} \Rightarrow \begin{cases} E_x(z,t) = A_x \cdot \cos(\omega t - kz) \\ E_y(z,t) = \pm A_y \cdot \cos(\omega t - kz) \end{cases} \quad (\text{B.7})$$

et l'équation B.3 :

$$E_y = \pm \frac{A_y}{A_x} \cdot E_x \quad (\text{B.8})$$

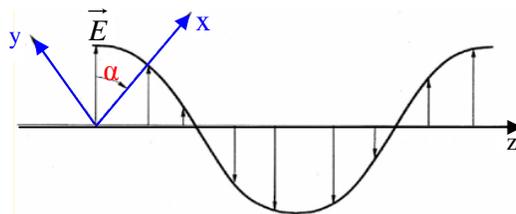


Figure B.3 Vue instantanée d'une onde à polarisation rectiligne.

On voit bien dans ce cas de figure que l'ellipse est maintenant réduite à un segment de droite.

## B.2 Représentation complexe

La présence de fonctions trigonométriques rend la représentation trigonométrique peu commode sur le plan des calculs. Comme il est d'usage, l'introduction de la notation complexe simplifie ceux-ci. L'origine des phases étant choisie sur la composante rectiligne parallèle à Ox, l'état de polarisation peut être défini dans le cas général d'une polarisation elliptique par le vecteur :

$$\vec{E} = A_x \hat{x} + A_y e^{i\varphi} \hat{y} \Leftrightarrow \vec{E} = e^{i\psi} \left[ A_x e^{-i\varphi/2} \hat{x} + A_y e^{i\varphi/2} \hat{y} \right] \quad (\text{B.9})$$

où  $\psi$  est la phase moyenne qui traduit un simple terme de propagation et  $\varphi$  la phase différentielle.

Examinons maintenant les deux cas particuliers d'états de polarisation décrits précédemment.

Un état de polarisation rectiligne quelconque dont l'orientation fait un angle  $\alpha$  par rapport à l'axe Ox sera représenté par le vecteur complexe suivant :

$$\vec{E} = A. [\cos(\alpha).\hat{x} + \sin(\alpha).\hat{y}] \quad (\text{B.10})$$

où A est l'amplitude du vecteur champ électrique. On remarque que si  $\alpha$  vaut 0 ou  $\pi/2$ , l'état de polarisation rectiligne est orienté suivant l'un des deux axes du repère cartésien.

Nous avons également vu que dans le cas d'une polarisation circulaire,  $\varphi = \pi/2$  et que les deux amplitudes  $A_x$  et  $A_y$  sont égales. Le vecteur complexe dans ce cas est donné par :

$$\vec{E} = A. [\hat{x} \pm i\hat{y}] \quad (\text{B.11})$$

Le signe de i indique le sens de rotation de la polarisation.

## B.3 Représentation de JONES

R. C. Jones a introduit une approche matricielle pour la représentation des états de polarisation. La puissance de ce type de représentation réside dans le fait que tout système optique est caractérisé par un opérateur linéaire de transmission sous forme

matricielle et que la représentation d'un état de polarisation se traduira par une simple opération de multiplication matricielle. Dans le cas de systèmes complexes, il suffit de le décomposer en plusieurs sous-systèmes élémentaires et d'effectuer ensuite des produits de matrices élémentaires.

Suivant cette représentation, l'état de polarisation est représenté par un vecteur colonne  $\vec{E}$  à deux lignes appelé vecteur de Jones :

$$\vec{E} = \begin{bmatrix} A_x \cdot e^{i\phi_x} \\ A_y \cdot e^{i\phi_y} \end{bmatrix} \quad (\text{B.12})$$

Or, la multiplication du vecteur de Jones par une constante ne modifie pas l'état de polarisation. Pour des questions de commodité, il est donc possible de travailler avec le vecteur de Jones normé.

Passons maintenant à la représentation des cas particuliers de polarisation au moyen de vecteurs de Jones :

Dans la représentation de Jones, un état de polarisation rectiligne est représenté par le vecteur normé suivant :

$$\vec{E} = \begin{bmatrix} \cos \alpha \\ \sin \alpha \end{bmatrix} \quad (\text{B.13})$$

Les états de polarisation correspondants aux axes Ox et Oy, seront notés par les deux vecteurs normés suivants :

$$\hat{x} = \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \end{bmatrix} \text{ et } \hat{y} = \begin{bmatrix} 0 \\ 1 \end{bmatrix} \quad (\text{B.14})$$

On remarque que ces deux vecteurs sont orthogonaux entre eux puisque leur produit scalaire Hermitien est nul.

Pour la polarisation circulaire, les vecteurs correspondants aux états droits et gauches sont donnés dans le repère cartésien fixe par :

$$\vec{E}_g = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 \\ +i \end{bmatrix} \text{ et } \vec{E}_d = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 \\ -i \end{bmatrix} \quad (\text{B.15})$$

Les états circulaires gauches et droits sont orthogonaux entre eux.

On déduit des deux derniers cas que tout état de polarisation peut être décomposé d'une manière unique sur la base des états rectilignes ou bien sur la base des états circulaires. On peut également définir une matrice de changement de base ainsi que son inverse entre les états rectilignes et les états circulaires :

$$A = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 & -i \\ 1 & i \end{bmatrix} \text{ et } A^{-1} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 & 1 \\ i & -i \end{bmatrix} \quad (\text{B.16})$$

où  $A$  est la matrice de changement de base des états rectilignes aux états circulaires et  $A^{-1}$  sa matrice inverse.

Ainsi, si l'état de polarisation  $\vec{E}$  s'exprime respectivement par  $\vec{E}_{lin}$  et  $\vec{E}_{cir}$  dans les bases des états rectilignes et circulaires, on a :

$$\vec{E}_{cir} = A \cdot \vec{E}_{lin} \quad (\text{B.17})$$

$$\vec{E}_{lin} = A^{-1} \cdot \vec{E}_{cir} \quad (\text{B.18})$$

La représentation de Jones pour exprimer un état de polarisation elliptique par rapport au repère propre de l'ellipse est donnée par :

$$\vec{E}(\chi, \varphi) = \begin{bmatrix} \cos \chi \cdot e^{-i\varphi/2} \\ \sin \chi \cdot e^{+i\varphi/2} \end{bmatrix} \quad (\text{B.19})$$

Or, si l'axe principal de l'ellipse fait un angle  $\alpha$  avec l'axe  $Ox$ , dans ce cas là, le vecteur de JONES par rapport au repère fixe du laboratoire s'écrit :

$$\vec{E}(\alpha, \varepsilon) = \begin{bmatrix} \cos \alpha \cdot \cos \varepsilon - i \sin \alpha \cdot \sin \varepsilon \\ \sin \alpha \cdot \cos \varepsilon + i \cos \alpha \cdot \sin \varepsilon \end{bmatrix} \quad (\text{B.20})$$

Où  $\varepsilon$  représente l'ellipticité dans le repère propre de l'ellipse.

Ensuite, en combinant les expressions B.19 et B.20 on aboutit facilement aux relations entre les différents paramètres de l'ellipse. Autrement dit, connaissant les valeurs de  $\varphi$  et  $\chi$  on peut déduire celles de  $\alpha$  et  $\varepsilon$  (voir annexe C pour plus de détails sur les calculs).

Jusque là, nous avons décrit les représentations faisant appel uniquement aux amplitudes des composantes du champ, or, dans la pratique les détecteurs utilisés tels que les cellules photoélectriques, les photodiodes, etc., sont quadratiques, c'est-à-dire que leur réponse dépend de la valeur moyenne du carré du champ électrique plutôt que du champ lui-même. Cette grandeur usuellement appelée intensité lumineuse  $I$ , a pour expression :  $I = \vec{E} \cdot \vec{E}^*$ . D'où est apparue la nécessité d'utiliser des représentations adéquates à ce type de mesures. Les deux représentations qui suivent ne mettent en jeu que des nombres réels car les états de polarisation font appel pour leur représentation à des grandeurs relatives à des intensités de composantes du champ électrique ou bien à des combinaisons de ces intensités.

## B.4 Représentation par les paramètres de STOKES

Par définition, les paramètres de Stokes sont donnés par :

$$\begin{cases} P_0 = A_x^2 + A_y^2 \\ P_1 = A_x^2 - A_y^2 \\ P_2 = 2A_x \cdot A_y \cdot \cos \varphi \\ P_3 = 2A_x \cdot A_y \cdot \sin \varphi \end{cases} \quad (\text{B.21})$$

Les 4 paramètres de Stokes ont une signification physique en termes d'intensité. En effet :

- $P_0$  : représente l'intensité globale de l'onde optique.
- $P_1$  : représente la différence des intensités des composantes rectilignes suivant Ox et Oy.
- $P_2$  : représente la différence des intensités des composantes rectilignes suivant la base à 45° des axes Ox et Oy.
- $P_3$  : représente la différence des intensités des états circulaires gauches et droits.

Après simplification, les expressions précédentes donnent :

$$\begin{cases} P_0 = I_x + I_y \\ P_1 = I_x - I_y \\ P_2 = I_{+45^\circ} - I_{-45^\circ} \\ P_3 = I_g - I_d \end{cases} \Leftrightarrow \begin{cases} S_1 = \cos(2\varepsilon) \cdot \cos(2\alpha) = \cos(2\chi) \\ S_2 = \cos(2\varepsilon) \cdot \sin(2\alpha) = \sin(2\chi) \cdot \cos(2\phi) \\ S_3 = \sin(2\varepsilon) = \pm \sin(2\chi) \cdot \sin(\phi) \end{cases} \quad (\text{B.22})$$

où  $S_x$  sont les paramètres de Stokes normalisés et sont regroupés généralement en un seul vecteur normalisé  $\mathbf{P}$ . On voit bien la relation entre les paramètres de STOKES et l'ellipticité décrite par l'angle  $\varepsilon$  et l'inclinaison  $\alpha$  du grand axe de l'ellipse.

Les états de polarisation linéaires sont donnés par :

$$S_1 = \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix} \text{ et } S_2 = \begin{bmatrix} -1 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix} \text{ ces deux états correspondent respectivement à } \varepsilon = 0 \text{ et } \varepsilon = \pi/2.$$

Quant à eux, les deux états

$$S_3 = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \end{bmatrix} \text{ et } S_4 = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ -1 \end{bmatrix} \text{ correspondent aux deux états circulaires respectivement}$$

gauche ( $\varepsilon = \pi/4$ ) et droit ( $\varepsilon = -\pi/4$ ).

Pour une lumière dont on connaît le vecteur de Stokes, le DOP est donné par :

$$DOP = \frac{(P_1^2 + P_2^2 + P_3^2)^{1/2}}{P_0} \quad (\text{B.23})$$

$P_{0,1,2,3}$  sont les paramètres de Stokes.

## B.5 Représentation sur la sphère de Poincaré

La relation B.22 suggère immédiatement une représentation sphérique dont le principe consiste à représenter tout état de polarisation par un point sur une sphère. En effet, si l'on considère les angles  $2\alpha$  et  $2\varepsilon$  comme les angles polaires en représentation sphérique dans un trièdre  $\Omega X'Y'Z'$ , l'état de polarisation caractérisé par l'inclinaison  $\alpha$  du grand axe de l'ellipse et l'ellipticité  $\varepsilon$  de celle-ci, peut être représenté par un point M sur une sphère de rayon unité. Cette sphère, sur laquelle sont représentés les différents états de polarisation, est la sphère de Poincaré.

L'un des intérêts de cette représentation est que la propagation du vecteur champ électrique dans un dispositif optique quelconque se traduit par une courbe décrite sur la sphère par le point représentatif de l'état, ce qui permet de suivre l'évolution de l'état de polarisation le long des dispositifs optiques telles que les fibres optiques par exemple.

Considérons un état de polarisation quelconque caractérisé par les angles  $\varepsilon$  et  $\alpha$  au moyen du vecteur de Stokes. Ce dernier est un vecteur normé  $\overline{OM}$  dont les coordonnées sphériques sont  $\{1, 2\alpha, 2\varepsilon\}$ . Voir la figure B.4.

L'origine des longitudes est prise sur le cercle méridien passant par O et O'.

Chaque cercle parallèle est un ensemble des états de polarisation elliptiques d'ellipticité ( $\varepsilon$ ) constante.

Chaque méridien représente des états dont l'azimut ( $\alpha$ ) est fixe.

Deux points orthogonaux sont représentés sur la sphère par deux points diamétralement opposés au sens hermitien du terme.

Puisque le sens de rotation est donné par le signe de  $\varepsilon$ , il apparaît clairement que l'hémisphère nord correspond aux états gauches alors que l'hémisphère sud correspond aux états droits.

Le cercle équatorial correspond à  $\varepsilon = 0$ , ce qui signifie qu'il regroupe l'ensemble des points représentatifs des états rectilignes. L'état polarisé suivant Ox est représenté par le point O et celui polarisé suivant Oy par O'.

Aux pôles Nord et Sud l'ellipticité vaut  $\pm 1$  avec l'azimut indéterminé, ce qui signifie qu'on a deux états circulaires orthogonaux respectivement gauche ( $\varepsilon = \pi/4$ ) et droit ( $\varepsilon = -\pi/4$ ).

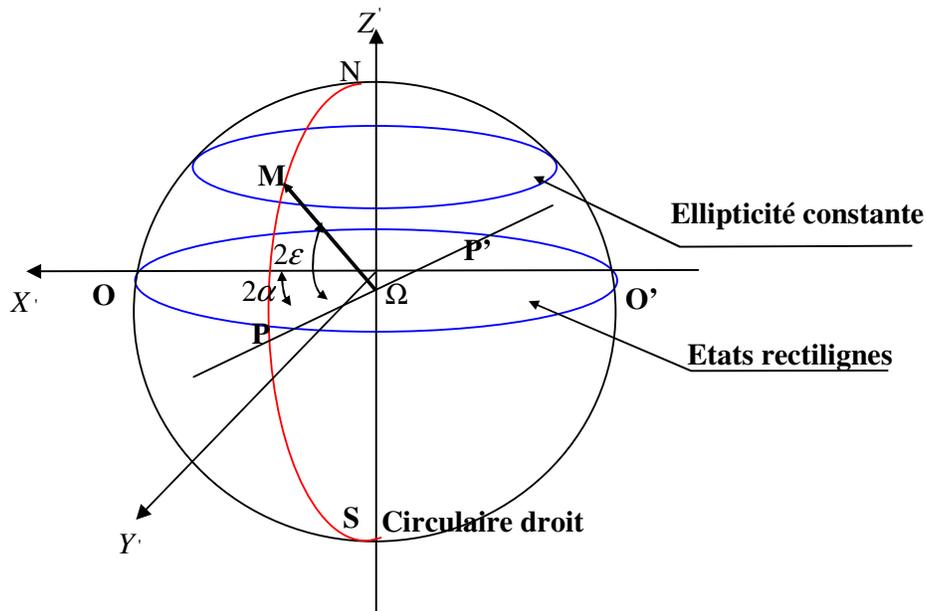


Figure B.4 Représentation de Poincaré.

## B.6 Matrices de Mueller

En général, le passage d'un faisceau lumineux à travers un élément optique affecte ses paramètres de Stokes. Il est donc nécessaire d'avoir une méthode permettant de calculer ces variations. En utilisant le formalisme matriciel, les propriétés de chaque élément optique peuvent être représentées par une matrice appropriée et son influence sur le faisceau peut donc être calculée par simple multiplication de cette matrice par le vecteur de Stokes initial. Ce formalisme est connu sous le nom de calcul de Mueller.

$$S'_i = M_{ij} \cdot S_j, \quad i, j = 0, 1, 2, 3 \quad (\text{B.24})$$

où  $S'$  et  $S$  sont respectivement les vecteurs de Stokes émergent et incident,  $M$  est la matrice de Mueller caractéristique de l'élément traversé.

La matrice de Mueller est par voie de conséquence la transformation linéaire existante entre les vecteurs de Stokes incident et émergent. Cette matrice peut être calculée pour chaque élément optique à partir des matrices de Jones correspondantes. Néanmoins, il est souvent plus simple d'effectuer une détermination expérimentale en analysant les vecteurs de Stokes émergent correspondants à 4 états de polarisations incidents différents (par exemple de la lumière naturelle, les deux états rectilignes

orthogonaux et un état circulaire). Cela conduit à 16 équations permettant de déterminer ainsi les 16 inconnues de  $M_{ij}$ .

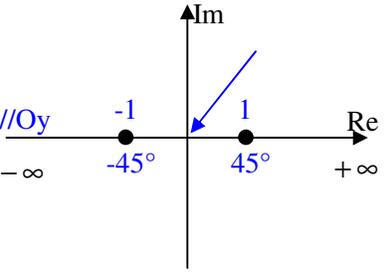
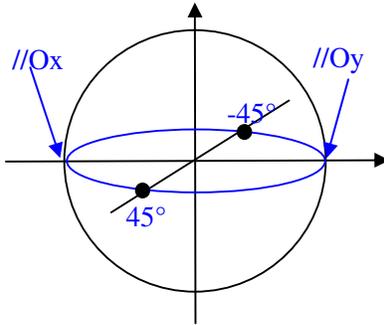
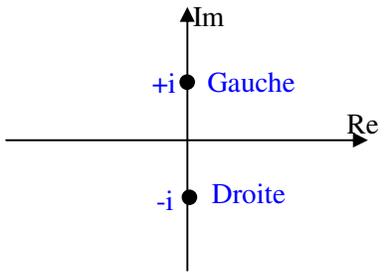
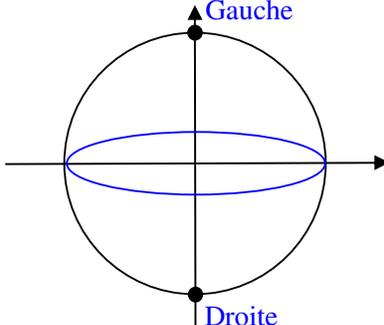
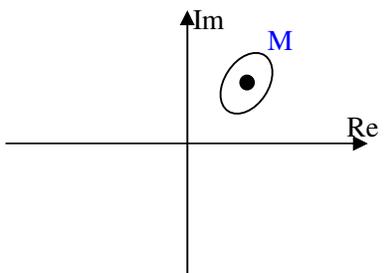
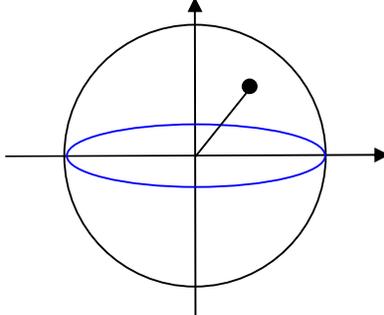
Dans des instruments contenant une série d'éléments optiques, le vecteur de Stokes émergeant se calcul en effectuant le produit des matrices appropriées des différents éléments et en faisant attention à chaque fois aux transformations d'axes entre chaque élément.

Nous avons résumé dans les tableaux B.1, B.2 et B.3 les cas les plus importants de polarisation en utilisant les différentes représentations ainsi que les matrices de Mueller de quelques éléments d'optiques.

*Tableau B.1 Représentations temporelles et vectorielles des états de polarisation les plus importants.*

Etat de polarisation	Représentation trigonométrique	Représentation de JONES	Vecteurs de STOKES
Rectiligne suivant Ox	$\begin{cases} E_x = a \cdot \cos(\omega t) \\ E_y = 0 \end{cases}$	$\hat{X} = \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \end{bmatrix}$	$[1 \ 1 \ 0 \ 0]^T$
Rectiligne suivant Oy	$\begin{cases} E_x = 0 \\ E_y = a \cdot \cos(\omega t) \end{cases}$	$\hat{Y} = \begin{bmatrix} 0 \\ 1 \end{bmatrix}$	$[1 \ -1 \ 0 \ 0]^T$
Rectiligne à $\pm 45^\circ$	$\begin{cases} E_x = a \cdot \cos(\omega t) \\ E_y = a \cdot \cos(\omega t) \end{cases}$	$\hat{E}_\pm = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 0 \\ \pm 1 \end{bmatrix}$	$[1 \ 0 \ \pm 1 \ 0]^T$
Circulaire gauche	$\begin{cases} E_x = a \cdot \cos(\omega t) \\ E_y = a \cdot \sin(\omega t) \end{cases}$	$\hat{G} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 0 \\ +1 \end{bmatrix}$	$[1 \ 0 \ 1 \ +1]^T$
Circulaire droit	$\begin{cases} E_x = a \cdot \cos(\omega t) \\ E_y = -a \cdot \sin(\omega t) \end{cases}$	$\hat{D} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 0 \\ -1 \end{bmatrix}$	$[1 \ 0 \ 1 \ -1]^T$
Elliptique	$\begin{cases} E_x = a \cdot \cos(\omega t) \\ E_y = b \cdot \sin(\omega t - \varphi) \end{cases}$	$\hat{E} = \begin{bmatrix} \cos(\chi) \\ \sin(\chi)e^{i\varphi} \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} 1 \\ \cos(2\mathcal{E}) \cos(2\alpha) \\ \cos(2\mathcal{E}) \sin(2\alpha) \\ \sin(2\mathcal{E}) \end{bmatrix}$

Tableau B.2 représentations dans le plan complexe et représentation de Poincaré des états de polarisation les plus importants.

Etat de polarisation	Représentation dans le plan complexe	Représentation de Poincaré
<p>Rectiligne suivant Ox Rectiligne suivant Oy Rectiligne à <math>\pm 45^\circ</math></p>		
<p>Circulaire gauche Circulaire droit</p>		
<p>Elliptique</p>		

Le système d'axes de références est le système Oxy correspondant à la définition des deux premières composantes du vecteur de Stokes.

Tableau B.3 Matrices de Jones et de Mueller de quelques composants optiques

Polariseurs		
Rectiligne // à Ox	$\begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{bmatrix}$	$\frac{1}{2} \begin{bmatrix} 1 & 1 & 0 & 0 \\ 1 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}$
Rectiligne // à Oy	$\begin{bmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix}$	$\frac{1}{2} \begin{bmatrix} 1 & -1 & 0 & 0 \\ -1 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}$
Rectiligne à 45°	$\frac{1}{2} \begin{bmatrix} 1 & 1 \\ 1 & 1 \end{bmatrix}$	$\frac{1}{2} \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}$
Rectiligne $\alpha = (Ox, Oy)$	$\begin{bmatrix} \cos^2(\alpha) & \sin(\alpha)\cos(\alpha) \\ \sin(\alpha)\cos(\alpha) & \sin^2(\alpha) \end{bmatrix}$	$\frac{1}{2} \begin{bmatrix} 1 & \cos(2\alpha) & \sin(2\alpha) & 0 \\ \cos(2\alpha) & \cos^2(2\alpha) & \cos(2\alpha)\sin(2\alpha) & 0 \\ \sin(2\alpha) & \cos(2\alpha)\sin(2\alpha) & \sin^2(2\alpha) & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}$
Circulaire gauche	$\frac{1}{2} \begin{bmatrix} 1 & -i \\ +i & 1 \end{bmatrix}$	$\frac{1}{2} \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}$
Circulaire droit	$\frac{1}{2} \begin{bmatrix} 1 & +i \\ -i & 1 \end{bmatrix}$	$\frac{1}{2} \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & -1 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ -1 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}$
Déphaseurs		
Lame demi onde	$\begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \end{bmatrix}$
Lame quart d'onde	$\begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -i \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \end{bmatrix}$

Lame de déphasage $\varphi$	$\begin{bmatrix} e^{-i\varphi/2} & 0 \\ 0 & e^{+i\varphi/2} \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \cos \varphi & \sin \varphi \\ 0 & 0 & -\sin \varphi & \cos \varphi \end{bmatrix}$
Rotateurs		
Rotateur d'angle $\alpha$	$\begin{bmatrix} \cos \alpha & 0 \\ 0 & e^{+i\varphi/2} \end{bmatrix}$	$\frac{1}{2} \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos(2\alpha) & -\sin(2\alpha) & 0 \\ 0 & \sin(2\alpha) & \cos(2\alpha) & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}$

## Annexe C

### Relations entre les paramètres $\chi, \varphi, \varepsilon$ et $\alpha$ de l'ellipse

Considérons l'état de polarisation le plus général comme le montre la figure C.1 :

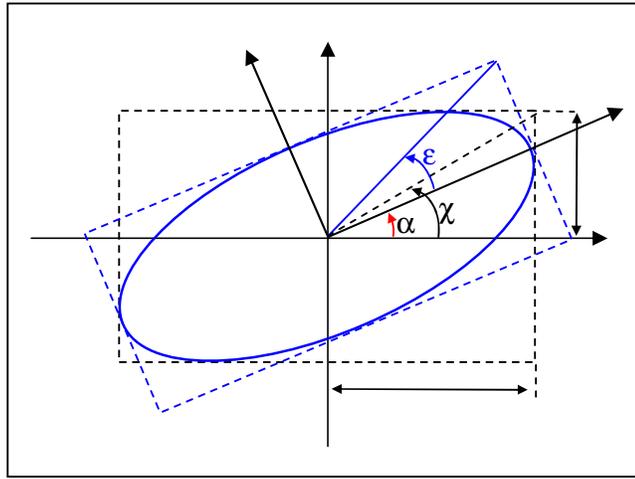


Figure C.1 Paramètres d'un état de polarisation elliptique.

Les composantes cartésiennes réelles du vecteur  $\vec{E}(z, t)$  sont données par :

$$\begin{cases} E_x(z, t) = A_x \cdot \cos(\omega t) \\ E_y(z, t) = A_y \cdot \cos(\omega t - \varphi) \end{cases} \quad (\text{C.1})$$

Avec  $\varphi = \varphi_y - \varphi_x$  représente le déphasage entre les deux composantes orthogonales  $E_x$  et  $E_y$ . De C.1 on a :

$$\begin{cases} \cos(\omega t) = \frac{E_x}{A_x} \\ E_y(z, t) = A_y \cdot \cos(\omega t) \cos(\varphi) + \sin(\omega t) \sin(\varphi) \end{cases} \quad (\text{C.2})$$

Ensuite, l'élimination du terme temporel entre les deux équations du système C.2 conduit à :

$$E_y = A_y \left[ \frac{E_x}{A_x} \cos(\varphi) + \sqrt{1 - \frac{E_x^2}{A_x^2}} \sin(\varphi) \right] \Rightarrow \frac{E_y}{A_y} = \frac{E_x}{A_x} \cos(\varphi) + \sqrt{1 - \frac{E_x^2}{A_x^2}} \sin(\varphi)$$

$$\Rightarrow \frac{E_y}{A_y} - \frac{E_x}{A_x} \cos(\varphi) = \sqrt{1 - \frac{E_x}{A_x}} \sin(\varphi)$$

En élevant au carré, on aura :

$$\frac{E_y^2}{A_y^2} + \frac{E_x^2}{A_x^2} - \frac{2E_x E_y}{A_x A_y} \cos(\varphi) = \sin^2(\varphi) \quad (\text{C.3})$$

Il est possible de déterminer les axes de l'ellipse en effectuant un changement de repère  $Oxy$  vers  $Ox'y'$  par rotation d'un angle  $\alpha$  autour de l'axe  $Oz$ . Pour cela il suffit de procéder à un changement de base en multipliant par la matrice de rotation  $R(\alpha)$  suivante :

$$R(\alpha) = \begin{bmatrix} \cos \alpha & \sin \alpha \\ -\sin \alpha & \cos \alpha \end{bmatrix} \quad (\text{C.4})$$

On obtient :

$$\begin{cases} a^2 = A_x^2 \cos^2 \alpha + A_y^2 \sin^2 \alpha + 2A_x A_y \cos \alpha \sin \alpha \cos \varphi \\ b^2 = A_x^2 \sin^2 \alpha + A_y^2 \cos^2 \alpha - 2A_x A_y \cos \alpha \sin \alpha \cos \varphi \\ ab = \pm A_x A_y \sin \varphi \end{cases} \quad (\text{C.5})$$

Le signe  $\pm$  dans la dernière égalité de la relation C.5 tient compte du déphasage  $\varphi$ .

$$(\text{C.5}) \Rightarrow a^2 + b^2 = A^2 + B^2 \quad (\text{C.6})$$

Cette expression montre la conservation de l'intensité du faisceau lumineux.

En outre, en partant de l'expressions C.3, l'annulation du terme croisé conduit à un angle  $\alpha$  tel que :

$$\tan(2\alpha) = \frac{2A_x A_y}{A_x^2 - A_y^2} \cos \varphi \quad (\text{C.7})$$

$$\frac{E_x'^2}{a^2} + \frac{E_y'^2}{b^2} = 1 \quad (\text{C.8})$$

Qui est bien l'équation d'une ellipse.

D'après les conventions introduites sur les angles et en s'aidant de la figure C.1, il vient immédiatement :

$$\begin{cases} \tan \chi = \frac{A_y}{A_x} \\ \tan \varepsilon = \frac{b}{a} \end{cases} \quad (\text{C.9})$$

Et sachant que  $\tan(2\theta) = \frac{2 \tan \theta}{1 - \tan^2 \theta}$ , le système C.9 devient :

$$\begin{cases} \tan 2\chi = \frac{2A_x A_y}{A_x^2 - A_y^2} \\ \tan 2\varepsilon = a^2 - b^2 \end{cases} \quad (\text{C.10})$$

En outre, en s'aidant toujours de la figure C.1, il vient :

$$\begin{cases} \cos \chi = \frac{A_x}{(A_x^2 + A_y^2)^{1/2}} \\ \sin \chi = \frac{A_y}{(A_x^2 + A_y^2)^{1/2}} \end{cases} \quad (\text{C.11})$$

Or, on sait que :  $\cos(2\theta) = \cos^2 \theta - \sin^2 \theta$  , donc :

$$\text{C.11} \Rightarrow \begin{cases} \cos(2\chi) = \frac{A_x^2 - A_y^2}{A_x^2 + A_y^2} \\ \cos(2\varepsilon) = \frac{a^2 - b^2}{a^2 + b^2} \end{cases} \quad (\text{C.12})$$

En substituant C.12 dans C.9, on aboutit à :

$$\begin{cases} \sin(2\chi) = \frac{2A_x A_y}{A_x^2 + A_y^2} \\ \sin(2\varepsilon) = \frac{2ab}{a^2 + b^2} \end{cases} \quad (\text{C.13})$$

D'autre part, en utilisant les relations C.5, C.7, C.10 et C.13, on obtient les relations entre les différents paramètres de l'ellipse qui sont :

$$\begin{cases} \cos(2\varepsilon) \cos(2\alpha) = \cos(2\chi) \\ \cos(2\varepsilon) \sin(2\alpha) = \sin(2\chi) \cos(\varphi) \\ \sin(2\varepsilon) = \pm \sin(2\chi) \sin \varphi \\ \tan(2\varepsilon) = \pm \sin(2\alpha) \tan \varphi \end{cases} \quad (\text{C.14})$$

Enfin, l'utilisation de la définition des paramètres de Stokes normalisés et les relations C.10, C.12 et C.13 nous permettent de déduire les éléments du vecteur de Stokes en fonction des paramètres de l'ellipse :

$$\begin{cases} S_0 = 1 \\ S_1 = \cos(2\varepsilon) \cos(2\alpha) \\ S_2 = \cos(2\varepsilon) \sin(2\alpha) \\ S_3 = \sin(2\varepsilon) \end{cases} = \begin{cases} 1 \\ \cos(2\chi) \\ \sin(2\chi) \cos \varphi \\ \pm \sin(2\chi) \sin \varphi \end{cases} \quad (\text{C.15})$$





## Résumé :

---

La technologie d'échange d'ions sur verre, développée et maîtrisée à l'IMEP il y a quelques années, a permis la réalisation de nombreuses fonctions optiques pour les télécommunications, pour l'astrophysique et pour la mesure de grandeurs physiques, chimiques et biologiques. Aujourd'hui les recherches sont poussées vers les verres dopés et les structures hybrides pour la réalisation de composants actifs. L'ajout de fonctions optiques non linéaires donne de nouvelles perspectives à cette technologie. Un exemple de non linéarité est une contrainte mécanique exercée sur un guide d'onde. Cette contrainte va changer l'indice de réfraction du guide. Une onde acoustique qui se déplace dans ou sur le verre va changer localement son indice de réfraction. Ce travail de thèse est dédié à l'interaction acousto-optique sur verre. Deux types d'ondes acoustiques sont étudiés, les ondes de volume et les ondes de surface. Le résultat de cette recherche nous a permis de simplifier un capteur de déplacement développé antérieurement au sein du laboratoire et de concevoir un nouvel analyseur de polarisation intégré sur verre. Les perspectives de ce travail sont d'introduire l'effet acousto-optique en optique intégrée sur verre, de l'exploiter et de l'améliorer pour la réalisation de nouvelles fonctions optiques.

## Abstract :

---

### ACOUSTO-OPTIC INTERACTION IN GLASS INTEGRATED OPTIC AND APPLICATIONS

The ions exchange technology developed and controlled at IMEP some years ago, has allowed the realisation of a lot of optical functions for telecommunications, for astrophysics and for physical, chemical and biological quantities measurements. Today research is oriented to doped glass and hybridisation for active components realisation. Adding non linear functions gives new prospects to this technology. An example of non-linearity is a mechanical constraint applied on a waveguide. This constraint will change the refraction index of the guide. An acoustic wave which propagates inside or over the glass will change locally its refraction index. This thesis is dedicated to acousto-optics interaction on glass. Two types of acoustic waves are studied, bulk waves and surface waves. The result of this research enabled us to simplify an displacement sensor developed before within the laboratory and to design a new polarisation analyser integrated on glass. The prospects of this work are to introduce the acousto-optics effect in glass integrated optics, to exploit it and to improve it for the realisation of new optical functions.

---

## Spécialité : Optique et Radiofréquence

---

**Mot-clés :** optique intégrée sur verre, interaction acousto-optique, capteur de déplacement, analyseur de polarisation, modulateur acousto-optique.

---

Institut de Microélectronique, Electromagnétisme et Photonique  
3 parvis Luis Néel, MINATEC INPG 38016 Grenoble CEDEX, France