



HAL
open science

Microstructuration par échange protonique sur niobate de lithium : application à la réalisation de fonctions de filtrage

Georges Bou Abboud

► **To cite this version:**

Georges Bou Abboud. Microstructuration par échange protonique sur niobate de lithium : application à la réalisation de fonctions de filtrage. Autre. Université Paris-Est, 2008. Français. NNT : 2008PEST0230 . tel-00676507

HAL Id: tel-00676507

<https://theses.hal.science/tel-00676507>

Submitted on 5 Mar 2012

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.

THÈSE

pour obtenir le grade de

Docteur de l'Université Paris-Est

Spécialité

Électronique, Traitement du Signal

présentée et soutenue publiquement par

BOU ABBOUD Georges

le 14 janvier 2008

MICROSTRUCTURATION PAR ECHANGE PROTONIQUE SUR NIOBATE DE LITHIUM : APPLICATION A LA REALISATION DE FONCTIONS DE FILTRAGE

Directeur de thèse : **BENKELFAT Badr-Eddine**

Rapporteur	A. BOUDRIOUA	Professeur, Institut Galilée, Univ. Paris 13
Rapporteur	B. WACOGNE	Chargé de Recherche CNRS, HDR, Institut FEMTO-ST, Univ. de Franche-Comté
Directeur de thèse	B.-E. BENKELFAT	Professeur, Institut TELECOM; TELECOM & Management SudParis, Evry
Examineurs	O. PICON	Professeur, Univ. Paris-Est
	A. RAMDANE	Directeur de Recherche CNRS LPN, Marcoussis
Invités	N. GROSSARD	Ingénieur de Recherche Phonline Technologies, Besançon
	Q. ZOU	Maitre de Conférences, Institut TELECOM; TELECOM & Management SudParis, Evry

*Tout mon amour te revient,
Paula,
pour avoir parcouru avec moi le long
et difficile chemin menant à ce mémoire.*

Remerciements

Le travail présenté dans cette thèse a été effectué au sein du Groupe Optique du département Electronique et Physique de l'Institut TELECOM SudParis en collaboration avec l'Université Paris-Est.

Je remercie Dieu ...

Ce travail de thèse n'aurait pas pu voir le jour sans l'encadrement de mon directeur de thèse Monsieur le Professeur Badr-Eddine BENKELFAT. Je le remercie non seulement pour ses conseils, ses orientations et d'avoir dirigé ce travail de recherche avec beaucoup de patience et d'intelligence mais aussi pour m'avoir fait confiance et encouragé au cours de ces années comme un vrai frère. Il a toujours assuré avec un grand professionnalisme le suivi de mes travaux et m'a encouragé à aller toujours plus loin. Je souhaite qu'il trouve dans ce mémoire une récompense à son labeur et dans ces quelques mots l'expression de ma gratitude et de ma sympathie.

J'exprime ma reconnaissance au Professeur Odile PICON, de l'Université Paris-Est, de m'avoir fait l'honneur de présider le jury de soutenance.

Je remercie Monsieur le Professeur Azzedine BOUDRIOUA de l'Institut Galilée, Université Paris 13, pour avoir rapporté mon manuscrit de thèse et m'avoir fait part de ses remarques.

Je tiens à exprimer ma gratitude à Monsieur Bruno WACOGNE, de l'Institut FEMTO-ST, Université de Franche-Comté, rapporteur de ce travail, pour sa lecture attentive et ses avis de spécialiste.

Je tiens à remercier Monsieur le Professeur Abderahim RAMDANE, Directeur de Recherche au Laboratoire de Photonique et Nanostructures du CNRS à Marcoussis, d'avoir accepté de participer à mon jury de thèse. Je le remercie aussi pour les échanges très enrichissants que nous avons eus au cours de ce travail et notamment lors de la rédaction des articles.

Mes remerciements vont aussi à Monsieur Nicolas GROSSARD, non seulement pour son aide précieuse dans la partie technologique et les nombreuses et fructueuses discussions que nous avons pu avoir, mais aussi pour ses encouragements et pour avoir bien voulu participer à ce jury de thèse. Je tiens à remercier aussi toute l'équipe de Photline Technologies.

Je remercie également Monsieur Qin ZOU pour les conversations riches, sincères et motivantes que nous avons eues, ainsi que pour avoir accepté de participer à ce jury.

J'adresse un amical remerciement à toutes les personnes de l'INT (IT-SudParis) et de MLV (Univ. Paris-Est) qui m'ont aidé de près ou de loin, à élaborer ce manuscrit, et qui par leur accueil chaleureux, leur bonne humeur, leur enthousiasme, m'ont permis de réaliser mon travail dans des conditions très agréables. J'ai eu énormément de plaisir à partager cette période à l'INT avec vous. Continuez à faire de ce laboratoire un lieu où il fait bon travailler.

L'ambiance de travail n'aurait pas pu être aussi agréable sans les thésards et les amis de foot et du club jeu que j'ai rencontrés au cours de mes années passées à l'INT. Je voudrais remercier Robert, mon ami d'enfance, Elias, Roger, Rachid, Charbel, Chadi, Nassim, Mariana, Alan, et tous ceux qui me sont chers.

Je dédie ce mémoire à ma grand-mère, Imm Sonia, à mes parents, Boutros et Sanaa, à mes frères, (Nano et son épouse Nano) et Gilbert, à ma sœur Jihane, à ma belle-famille, Emile, Antoinette, (Joseph, Pierrette, Pamela et Léa), (Peter, Reine, Chloé et Célia) et Paul qui m'ont offert un soutien sans faille.

Je voudrais remercier très chaleureusement ma famille en France, BEB, Marie, Jonathan-Nassim, Mehdi, Anaïs et Samy. Vous trouverez au Liban votre pays aussi.

J'exprime mes remerciements à la société CHIP, là où j'ai travaillé depuis 1996.

Au pays des cèdres, Liban, à mon village, Tannourine, à la France...

Sommaire

Résumé court	i
Summary	ii
Résumé	iii
Introduction générale	1

Chapitre 1 : Multiplexage et démultiplexage en longueur d'onde

1. Introduction	5
2. Les réseaux de télécommunications	5
2.1. Les techniques de multiplexage.....	5
2.1.1. Le multiplexage par répartition de codes.....	6
2.1.2. Le multiplexage fréquentiel.....	6
2.1.3. Le multiplexage temporel.....	7
2.1.4. Le multiplexeur en longueur d'onde.....	8
2.2. Les réseaux optiques	9
2.2.1. Les Réseaux WDM fixes.....	9
2.2.2. Les Réseaux WDM adressés en longueur d'onde.....	9
2.2.2.1. Généralités	10
2.2.2.2. Les réseaux statiques.....	11
2.2.2.3. Les différents standards WDM.....	11
3. Composants et fonctionnalités dédiés aux architectures WDM	13
3.1. Le Multiplexeur optique d'insertion/extraction reconfigurable.....	13
3.2. Le filtre en longueur d'onde.....	14
3.2.1. Généralités.....	14
3.2.2. L'accordabilité en longueur d'onde des filtres optiques.....	16
3.2.3. L'interféromètre Fabry-Pérot.....	18
3.3. La Compensation de dispersion.....	21
3.3.1. Généralités.....	21
3.3.2. La compensation de dispersion à base de réseaux de Bragg.....	23
3.3.2.1. La compensation fixe.....	24
3.3.2.2. La compensation accordable.....	25
3.3.3. Les oscillations sur le retard de groupe.....	25

4. Les réseaux de Bragg	26
4.1. Réseaux de diffraction.....	26
4.2. Définition d'un réseau de Bragg.....	27
4.3. Le concept.....	27
4.4. Modélisation.....	27
4.5. Les différents types de réseaux de Bragg.....	28
4.6. Applications des réseaux de Bragg.....	29
5. Optique intégrée et les technologies de réalisation des guides d'onde	30
5.1. Les guides d'onde par échange d'ions.....	30
5.1.1. L'échange de protons.....	30
5.1.2. L'échange d'ions.....	30
5.2. Les guides d'onde par implantation ionique.....	31
5.3. Les guides réalisés par dépôt.....	31
5.3.1. Les dépôts physique et chimique.....	31
5.3.2. Les matériaux organiques.....	32
5.3.3. Les matériaux nanocomposites.....	32
5.4. Les guides d'onde par diffusion.....	32
5.5. Le guide distribué par échange protonique.....	33
6. Méthodes de calcul des indices effectifs et des champs électromagnétiques	33
6.1. Modélisation de la propagation dans un guide d'onde.....	34
6.2. La méthode analytique.....	35
6.3. Les méthodes numériques.....	36
6.3.1. La méthode des indices effectifs.....	36
6.3.2. La méthode variationnelle.....	37
6.3.3. La méthode de Galerkin.....	38
6.3.4. La méthode des faisceaux propagés (BPM).....	39
6.3.4.1. La méthode BPM basée sur la transformée de Fourier BPM FFT.....	40
6.3.4.2. La méthode BPM basée sur les différences finies BPM FD.....	40
6.3.4.3. La méthode des éléments finis en guidage faible.....	41
6.3.4.4. La méthode à différences finies dans le domaine temporel FDTD.....	42
6.4. Comparaisons qualitatives.....	42
6.5. La méthode de calcul adaptée à la technologie PPE-Ti:LiNbO ₃	43
7. Conclusion	43
8. Bibliographie du chapitre 1	45

Chapitre 2 : Matériau et technologies

1. Introduction	51
2. Applications et propriétés du LiNbO₃	51
2.1. Quelques applications du LiNbO ₃	51
2.2. Propriétés structurales.....	52
2.3. Interaction électro-optique.....	54
2.3.1. Effet électro-optique.....	54
2.3.2. Effet électro-optique dans le LiNbO ₃	59
2.4. Indices de réfraction, biréfringence et guidage optique.....	62
3. Guides d'onde optique	63
3.1. Guide d'onde optique créé par diffusion de Ti dans le LiNbO ₃	63
3.2. Guide d'onde optique créé par échange protonique dans le LiNbO ₃	66
3.2.1. Différentes techniques d'échange protonique.....	67
3.2.1.1. Guide par échange protonique « doux » (SPE : LiNbO ₃).....	67
3.2.1.2. Échange protonique inverse (<i>Reverse Proton Exchange</i>).....	67
3.2.1.3. Guide à échange protonique en phase vapeur.....	67
3.2.2. Phénoménologie de l'échange protonique.....	68
3.2.2.1. Le processus chimique.....	68
a)- La réaction.....	68
b)- La cinétique.....	69
3.2.2.2. Contrôle de la variation d'indice.....	71
a)- La variation d'indice.....	71
b)- Contrôle.....	71
3.2.3. Le recuit.....	72
4. Structuration du LiNbO₃	74
4.1. Structuration par corrugation de la surface du guide.....	74
4.1.1. Inversion périodique des domaines ferroélectriques.....	74
4.1.1.1. Application d'un champ électrique (<i>poling</i>).....	74
4.1.1.2. <i>Backswitching</i>	75
4.1.1.3. Exodiffusion du lithium.....	76
4.1.1.4. Bombardement par faisceau d'électrons.....	76
4.1.2. RIE (<i>Reactive Ion Etching</i>).....	77
4.1.2.1. RIE avec mélange de gaz CF ₄ /Ar/H ₂	77
4.1.2.2. RIE avec CHF ₃ sur LiNbO ₃ avec guide protonique.....	77

4.1.3. Microstructuration avec un laser.....	77
4.1.3.1. Irradiation en-dessous du seuil d'ablation.....	77
4.1.3.2. Ablation laser.....	77
4.2. Structuration par modulation d'indice effectif : Guides Ti-PE.....	78
5. Choix de la coupe.....	78
6. Conclusion.....	80
7. Bibliographie du chapitre 2.....	81

Chapitre 3 : Analyse d'un guide d'onde Ti:LiNbO₃.

Microstructuration par échange protonique partiel

1. Introduction.....	87
2. Guides d'onde à saut d'indice.....	88
2.1. Cas d'un guide d'onde corrugué à saut d'indice.....	88
2.2. Cas d'un guide d'onde distribué à saut d'indice.....	89
3. Guides d'onde à gradient d'indice.....	90
3.1. Distribution d'indice constante suivant la direction de propagation dans chacune des zones échangées.....	91
3.1.1. Principe de la méthode analytique.....	92
3.1.2. Indice effectif du guide d'onde Ti:LiNbO ₃	93
3.1.3. Généralisation.....	95
3.1.3.1 Indice effectif d'un guide d'onde ayant un profil d'indice quelconque.....	95
3.1.3.2 Indice effectif d'un guide d'onde réalisé par des diffusions partielles consécutives.....	98
3.1.4. Indice effectif d'un guide Ti:LiNbO ₃ ayant subi un échange protonique partiel.....	98
3.2. Distribution d'indice variable suivant la direction de propagation dans chacune des zones échangées.....	100
3.2.1. Profondeur d'échange protonique.....	101
3.2.2. Valeurs des coefficients de diffusion par EP dans le Ti:LiNbO ₃	101
3.2.3. La profondeur de pénétration est une fonction de la largeur d'ouverture..	103
3.2.4. Variation d'indice et effet du recouvrement de deux zones échangées.....	104
3.2.5. Méthode de calcul de la variation d'indice suivant les trois dimensions...	108

4. Calcul de la réflectivité	109
4.1. Choix de la méthode.....	109
4.2. Principe de la méthode matricielle: rappel.....	109
4.3. Matrice d'une distribution d'indice constante dans la même zone.....	111
4.4. Matrice d'une distribution d'indice variable dans la même zone.....	112
4.5. Comparaisons entre les deux méthodes du calcul de l'indice effectif.....	112
a)- Recouvrement important entre les deux zones voisines d'EP.....	113
b)- Faible recouvrement entre les deux zones voisines d'EP.....	114
5. Effets des paramètres de la microstructuration sur sa fonction de transfert..	116
6. Changement d'indice effectif par effet électro-optique	118
6.1. Champ électrique moyen.....	118
6.2. Structure des électrodes.....	119
7. Conclusion	120
8. Bibliographie du chapitre 3	121

Chapitre 4 : Technologies de fabrication et résultats expérimentaux

1. Introduction	125
2. Processus de fabrication	125
2.1. La photolithographie.....	126
2.2. Conception des masques.....	126
2.2.1. Sans correction du rapport cyclique sur le masque photolithographique.....	127
2.2.2. Avec correction du rapport cyclique sur le masque photolithographique.....	128
2.3. Réalisations technologiques.....	129
2.4. Réalisation du guide d'onde Ti:LiNbO ₃	133
2.5. L'échange protonique.....	134
2.6. Le polissage.....	135
2.7. Les électrodes.....	135
3. Microstructuration sur un substrat de LiNbO₃ en coupe Z	136
4. Conclusion	138
5. Bibliographie du chapitre 4	138
Conclusion Générale	139

Résumé court

Ce travail est consacré à l'étude et la réalisation de guides d'onde optiques distribués par échange protonique localisé dans un guide Ti:LiNbO_3 . La technologie mise en œuvre permet l'inscription, à travers un masque reproduisant n'importe quel motif, de structures périodiques et aperiodiques, dédiées à la réalisation de filtres accordables en longueur d'onde. Il est alors possible de contrôler les paramètres caractéristiques de la fonction de transmission et permettre ainsi la réalisation de structures à gabarits prédéfinis.

L'approche analytique proposée permet de calculer les constantes de propagation d'un guide présentant un profil d'indice de réfraction quelconque. Deux méthodes sont présentées. La première considère que l'indice effectif est constant suivant la direction de propagation dans chacune des zones de la micro-structuration, alors que la deuxième, plus conforme à la réalité, tient compte du fait que l'indice effectif varie dans chacune de ces zones suivant cette direction.

Les approches qui ont été développées ont permis notamment d'établir les limites de cette technologie.

Summary

This work is dedicated to the study and the realization of distributed partially proton-exchanged Ti:LiNbO₃ waveguides. The implemented technology allows the inscription of periodic and aperiodic structures, through a mask reproducing any pattern. The application is dedicated to the realization of tunable wavelength filters. It is then possible to control the transmission function parameters and furthermore, allows the realization of structures presenting a predefined transfer function.

The proposed analytical approach allows calculating the propagation constants for an optical waveguide, presenting any refractive index profile. Two methods are presented. In the first one, we consider that the effective index is constant according to the propagation direction in each of the microstructuration zones, while in the second one, which is more realistic, we take into account the fact that the effective index in each of the exchanged zones varies according to this direction.

The approaches which were developed allowed notably establishing the limits of this technology.

Résumé

Ce travail est consacré à l'étude et la réalisation de guides optiques distribués par échange protonique partiel (PPE, *Partially Proton Exchange*) localisé dans un guide de titane (Ti) diffusé dans un substrat de niobate de lithium (PPE-Ti:LiNbO₃), permettant ainsi l'inscription à travers un masque de structures périodiques et apériodiques, appelées souvent 'structures de Bragg'. Le niobate de lithium est choisi comme substrat de base en raison de ses excellentes propriétés électro-optiques autorisant la réalisation de filtres optiques accordables et offre ainsi l'opportunité de contribuer au déploiement d'architectures optiques dynamiques. La simplicité et la maîtrise du processus d'échange protonique permettent d'une part de reproduire n'importe quel motif à travers un masque et de contrôler les paramètres caractéristiques de la fonction de transmission du dispositif, d'autre part.

Nous proposons une approche analytique originale basée sur la méthode des rayons et la méthode de l'indice effectif, permettant de calculer les constantes de propagation des modes se propageant dans le guide. Elle sera utilisée pour calculer l'indice effectif relatif à n'importe quel profil d'indice, en particulier celui propre au guide distribué PPE-Ti:LiNbO₃. Deux méthodes de calcul numériques sont proposées. La première considère que l'indice effectif est constant suivant la direction de propagation dans chacune des zones de la micro-structuration, alors que la deuxième, plus conforme à la réalité, tient compte du fait que l'indice effectif de la zone échangée varie également suivant cette direction. L'effet du recouvrement entre les zones voisines de la structure, ayant subies le processus d'échange protonique, est pris en considération pour le calcul de sa fonction de transmission. Nous montrons que la technique d'échange protonique permet de contrôler, par exemple, la bande passante de la fonction de filtrage et ce par le biais des paramètres caractéristiques du processus d'échange.

Dans le cadre des réalisations expérimentales, nous montrons qu'une correction du rapport cyclique de la micro-structure, définissant le masque photolithographique, est obligatoire pour minimiser l'effet du recouvrement des zones échangées. Des simulations et des tests expérimentaux ont permis de montrer la faisabilité d'une telle implémentation pour des structures dédiées à un fonctionnement autour de $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$. Les approches qui ont été développées ont permis notamment de discuter les limites de cette technologie pour la microstructuration.

Mots-clés : optique intégrée; micro-structuration; niobate de lithium, échange protonique.

Introduction générale

Le domaine des sciences et techniques de l'information a accompli un progrès spectaculaire durant toute la seconde moitié du vingtième siècle. La fin des années soixante était la période du développement de l'optique intégrée. Dès les premières années de ce siècle, on voit que l'optique intégrée a déjà occupé une place de choix. Elle est pressentie comme une alternative à la microélectronique.

L'effort croissant pour la miniaturisation, les hautes performances et l'abaissement du coût des dispositifs optiques ont fait émerger plusieurs thèmes de recherche dans le domaine de l'optique intégrée. En particulier, le filtrage en longueur d'onde et les différentes applications des réseaux de Bragg ont constitué l'un de ces thèmes les plus importants.

Aujourd'hui, le déploiement de systèmes de transmission "intelligents", dynamiques et transparents exigent la mise à disposition de dispositifs reconfigurables. Nous nous intéressons à l'étude et la réalisation d'un guide d'onde optique distribué par échange protonique sur un substrat de niobate de lithium (LiNbO_3) dédié à la réalisation de fonctions de filtrage large bande ou à bande étroite pour des applications du domaine des télécommunications, par exemple. L'accordabilité des filtres optiques étant une fonctionnalité importante, les fonctions de transmission des guides distribués qui font l'objet de ce travail de thèse peuvent être reconfigurables au moyen d'une tension de commande à travers des électrodes déposées à la surface de ces guides.

Le choix du LiNbO_3 comme substrat de base a été guidé par ses exceptionnelles potentialités électro-optiques, photo élastique, piézoélectrique et optique non linéaire. La diffusion du titane produit dans la maille cristalline de LiNbO_3 un accroissement d'indice qui crée des guides. L'échange protonique est un autre processus chimique qui permet de réaliser des guides par modification en surface des indices de réfraction du niobate de lithium. Par cette réaction chimique, l'indice extraordinaire du niobate de lithium est fortement augmenté, alors que l'indice ordinaire diminue légèrement. A l'entame des travaux de recherche effectués dans le cadre de cette thèse au sein du Laboratoire d'Optique qui a expérimenté l'échange protonique pour la réalisation de guides micro-structurés dédiés au filtrage en longueur d'onde, l'une des problématiques soulevées par ces premières expérimentations est la limitation de cette technologie pour la réalisation d'une telle fonctionnalité. Les paramètres opto-géométriques de la structure en font également partie.

La réalisation de telles structures et des fonctionnalités associées sur un tel substrat, dédié à la conception de composants optiques intégrés de haute technologie, passe par le développement d'une méthode analytique dédiée, dans le cadre de cette

thèse, à l'implémentation de guides optiques réalisés par diffusion de titane (Ti) dans lesquels des échanges protoniques localisés ont été effectués à travers un masque. On parle alors de *guides optiques distribués prédéfinis (Tailored Distributed Optical Waveguide)*. La microstructuration de ces guides pour des applications liées au filtrage en longueur d'onde nous permet de définir, ou de pré-sentir les limites de cette technologie.

L'originalité du travail s'inscrit également par le développement d'une méthode analytique dédiée aux calculs des indices effectifs et de la réflectivité d'un guide optique ayant un profil d'indice quelconque obtenu par diffusions et/ou recuits multiples, en particulier ceux qui sont réalisés par diffusion de titane dans un substrat de LiNbO_3 (Ti:LiNbO₃) et micro-structurés par échange protonique. Cette approche a permis de mettre au point un modèle permettant de tenir compte des spécificités de l'échange protonique et de discuter ainsi des limitations de cette technologie.

Le choix de la réalisation d'un guide distribué PPE-Ti:LiNbO₃ est justifié tout d'abord par la simplicité du processus chimique d'échange protonique permettant de réaliser de fortes variations de l'indice de réfraction extraordinaire, en reproduisant n'importe quel motif désiré à travers un masque. Ensuite, par la simplicité de réalisation de n'importe quelle structure d'électrodes à la surface du guide, maîtrisant l'accordabilité du filtre en longueur d'onde réalisé par cette technique. De plus, grâce à cette technique, nous pourrions résoudre le problème d'alignement des cavités pour un filtre accordable à double cavité Fabry-Pérot où les deux miroirs pourront être réalisés sur le même substrat, en s'affranchissant ainsi de la réalisation de deux cavités résonnantes distinctes à base de multicouches diélectriques. Enfin, l'intérêt majeur de l'approche proposée réside dans la possibilité de réaliser des fonctions prédéfinies, dédiées à des applications diverses dans le domaine des télécommunications. Ces aspects constituent les motivations principales des travaux effectués dans le cadre de cette thèse et exposés dans ce manuscrit

Ce mémoire s'articule autour de quatre chapitres.

Le premier est consacré à la description des techniques de multiplexage dans les réseaux de télécommunications ainsi que certaines des applications dédiées aux architectures de transmission. Nous présentons quelques composants et fonctionnalités pour les systèmes WDM (*Wavelength Division Multiplexing*), basés sur les réseaux de Bragg comme l'insertion/extraction de longueur d'onde, les compensateurs de dispersion et surtout les filtres de fréquences optiques. Nous présentons également un état de l'art sur les techniques de réalisation des guides d'onde optiques ainsi que les différentes méthodes de calcul de l'indice effectif adaptées à ces techniques. Nous introduirons la notion de guide d'onde distribué par échange protonique sur un guide d'onde Ti:LiNbO₃.

Le deuxième chapitre est consacré à la justification du choix du niobate de lithium comme substrat de base, en présentant de manière non exhaustive ses propriétés et ses

applications. On y traitera également des guides optiques réalisés soit par diffusion de titane soit par échange protonique. On présente à la fin de ce chapitre le guide distribué et l'effet du recuit.

Dans le troisième chapitre, qui constitue le cœur de ces travaux, nous développons plusieurs méthodes numériques du calcul de l'indice effectif et de la réflectivité adaptées au guide d'onde distribué. Dans un premier temps, la méthode des rayons est utilisée pour calculer les indices effectifs des modes se propageant dans un guide plan. Deux généralisations de la méthode des rayons sont proposées. Elles sont d'un grand intérêt pour ce qui concerne la modélisation des guides micro-structurés qui font l'objet de ce travail. La première consiste à généraliser la méthode des rayons au cas d'un profil d'indice quelconque. L'idée consiste à échantillonner le profil d'indice en plusieurs parties. Chaque partie peut être modélisée par la méthode des rayons en utilisant des valeurs d'indice de réfraction fictives à la surface du guide. La somme de ces parties reconstruit alors le profil d'indice initial. La seconde, qui est en fait un cas particulier de la première, permet de rendre compte des propriétés d'un guide d'onde obtenu par diffusions multiples. En ce qui concerne ce travail, la méthode est explicitée pour une diffusion de Titane (élaboration du guide d'onde) suivie d'un échange protonique (définition du réseau de Bragg). Ensuite, la modélisation du comportement d'un guide enterré micro-structuré est présentée en appliquant la méthode des indices effectifs. Pour rendre ces simulations tout à fait réalistes, les aspects propres à la physique d'échange protonique le long de la direction de propagation sont pris en compte et permettront dans la suite de parfaitement décrire la réflectivité des réseaux de Bragg. La réflectivité des structures est calculée en utilisant le formalisme d'Âbelès. Ce formalisme est appliqué pour montrer la perte de modulation d'indice qui peut être observée et qui peut être due à différents facteurs (rapport cyclique de la structure, procédé expérimental de l'échange protonique et du recuit...). Une étude sur le contrôle de la bande passante des filtres de Bragg est également présentée. Ce contrôle peut être obtenu en jouant sur les variations d'indice, la périodicité et l'ordre de fonctionnement. Un exemple de double réseau de Bragg est proposé. La méthode consiste à réaliser deux réseaux juxtaposés afin d'obtenir deux fenêtres de réflectivité. Enfin, la méthode d'accord en longueur d'onde de la réflectivité par voie électro-optique est présentée dans la dernière partie de ce chapitre.

Enfin, le dernier chapitre sera consacré à la réalisation des structures et aux comparaisons entre les résultats des simulations et les résultats expérimentaux pour une configuration bien définie du guide distribué. Les procédés technologiques sont décrits et des considérations sur des corrections du rapport cyclique des structures sont discutées. Elles permettent de tenir compte de la diffusion non isotrope dans le sens de la propagation de l'échange protonique dans le niobate de lithium. Tout ceci permet de

concevoir judicieusement le masque de lithographie destiné à l'échange protonique. Différentes structures ayant des paramètres caractéristiques spécifiques, tels que la longueur, la période, le rapport cyclique de la microstructuration, ont été réalisées. Le masque mis en œuvre a permis par ailleurs la réalisation de structures aperiodiques et d'un filtre à deux longueurs d'ondes. Les résultats expérimentaux sur la géométrie des zones d'échange protonique obtenues montrent la nécessité de corriger le rapport cyclique des structures dès la conception du masque de photolithographie. Enfin, une comparaison entre les résultats obtenus par les méthodes numériques développées durant cette thèse et le comportement expérimental d'un guide micro-structuré réalisé il y a quelques années est présentée et discutée.

Chapitre 1

Multiplexage et démultiplexage en longueur d'onde

1. Introduction

Ce chapitre a pour but de présenter le contexte dans lequel s'inscrit ce travail de thèse. Pour commencer, nous présentons les réseaux de télécommunications et les techniques de multiplexage en longueur d'onde, ainsi que les composants et fonctionnalités dédiés aux architectures WDM (pour *Wavelength Division Multiplexing*) comme les multiplexeurs d'insertion/extraction, le filtre en longueur d'onde, considéré comme un élément essentiel des systèmes utilisant le multiplexage en longueur d'onde, et les compensateurs de dispersion.

Ensuite, nous présentons les réseaux de Bragg (définition, concept, modélisation, ...) ainsi que leurs types et applications.

Enfin, nous faisons un état de l'art des différentes applications, des technologies mises en œuvre pour la réalisation des guides optiques, ainsi que des méthodes de calcul adaptées à ces technologies. Nous présentons brièvement le guide distribué par échange protonique et la méthode proposée pour le calcul de l'indice effectif d'une telle structure.

Cet état de l'art nous offre l'occasion de motiver les travaux qui ont été effectués dans le cadre de cette thèse et de présenter les grandes lignes du travail qui a été mené.

2. Les réseaux de télécommunications

L'intérêt des télécommunications optiques multiplexées en longueur d'onde porte sur plusieurs domaines. D'une part, elles permettent l'utilisation complète de la bande passante disponible dans les fenêtres de faible absorption de la fibre optique monomode, d'autre part, le multiplexage en longueur d'onde constitue un mode d'adressage dans les réseaux optiques.

Après un rappel succinct sur les techniques de multiplexage, nous présentons une vue générale des réseaux de télécommunications. Nous introduirons, par la suite, les différentes architectures envisagées pour les réseaux multiplexés en longueur d'onde.

2.1. Les techniques de multiplexage

Les systèmes de communications point-à-point étaient initialement conçus en affectant, à chaque couple émetteur/récepteur, un canal de transmission "physique". Afin d'augmenter, en pratique, la capacité des réseaux et d'optimiser l'utilisation des ressources fréquentielles, différentes techniques de multiplexage ont fait leur apparition. Le multiplexage par répartition de codes (CDM pour *Code Division Multiplexing*), est la technique de multiplexage la plus récente. Le multiplexage en fréquence (ou fréquentiel) (FDM pour *Frequency Division*

Multiplexing), le multiplexage temporel (TDM pour *Time Division Multiplexing*), et le multiplexage en longueur d'onde (WDM), sont des techniques de multiplexage déjà mises en place dans les systèmes optiques.

2.1.1. Le multiplexage par répartition de codes

Dans la technique de multiplexage par répartition de codes (CDM), les utilisateurs partagent le même espace fréquentiel et transmettent sur les mêmes intervalles temporels. Il s'agit, dans ce cas, d'affecter à chaque émetteur un code, appelé aussi signature ou encore séquence de code, qui lui permet de transmettre des informations en évitant d'interférer avec les messages provenant d'autres utilisateurs [1].

La figure 1.1 schématise la répartition des utilisateurs sur la bande de fréquence et dans le temps en fonction de la distribution des séquences de codes.

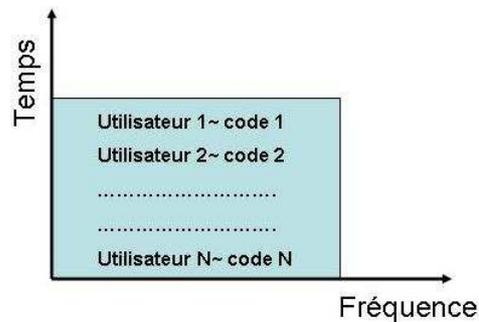


Figure 1.1 Multiplexage par répartition de codes

Le CDM permet aux différents utilisateurs de transmettre leurs données sur n'importe quelle fréquence et sans nécessiter de synchronisation entre eux. En effet, la capacité de multiplexage du CDM n'est pas limitée par des paramètres physiques (intervalles de temps disponibles, fréquences ou longueurs d'ondes utilisables, etc.) mais par la capacité à générer un maximum de séquences de codes, celles-ci étant choisies de manière à minimiser les interférences de multiplexage.

Les séquences de codes utilisées dans les systèmes CDM sont composées d'une série d'impulsions nommées "chips" afin d'être distinguées des "bits" qui composent une séquence de données.

2.1.2. Le multiplexage fréquentiel

Le multiplexage fréquentiel (FDM) est une technique utilisée pour accroître les débits sur les paires torsadées et plus particulièrement les lignes téléphoniques (Figure 1.2). Le FDM consiste à transmettre les signaux provenant de N utilisateurs différents sur des bandes de fréquences distinctes. Cela consiste à partager la bande de fréquence disponible, en un certain nombre de canaux ou sous-bandes plus étroites, et à affecter en permanence chacun de ces canaux à un utilisateur ou à un usage exclusif [2].

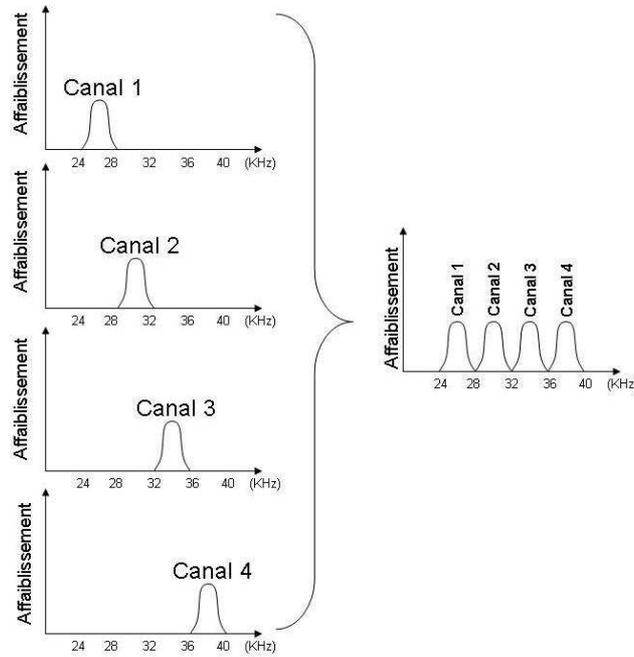


Figure 1.2 Exemple de multiplexage fréquentiel de quatre canaux téléphoniques

2.1.3. Le multiplexage temporel

Le multiplexage temporel (TDM) consiste à affecter à un utilisateur unique la totalité de la bande passante pendant un court instant et à tour de rôle pour chaque utilisateur (Figure 1.3). Il permet de regrouper plusieurs canaux de communications à bas débits sur un seul canal à débit plus élevé.

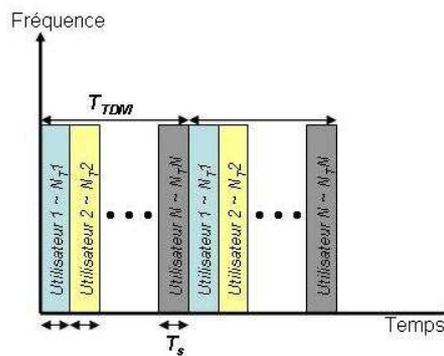


Figure 1.3 Schéma de principe d'un multiplexage à répartition dans le temps

Le TDM constitue une chaîne de bits de débit $(N \times D)$ à partir de N canaux de débit D , en prenant successivement les premiers bits de chacun des canaux, puis les seconds, etc. Le signal résultant est la combinaison des différents canaux codés individuellement et décalés temporellement au moyen de lignes à retard optiques. L'allocation des intervalles de temps aux différents utilisateurs se fait de manière cyclique. Il est donc possible de caractériser un système TDM par la durée d'un intervalle de temps T_s , la durée d'un cycle (T_{TDM}) et le numéro de l'intervalle de temps associé à chaque utilisateur (N_T).

2.1.4. Le multiplexage en longueur d'onde

A l'inverse de la technologie TDM qui n'utilise qu'une seule longueur d'onde par fibre optique, la technologie WDM met en œuvre un multiplexage de plusieurs longueurs d'onde. L'idée est d'injecter simultanément dans une fibre optique plusieurs trains de signaux numériques portés par des longueurs d'ondes distinctes. Le WDM est une technique largement utilisée en communications optiques et qui met en œuvre à l'entrée du support de transmission un multiplexeur (MUX) dédié au regroupement des porteuses et sa sortie un démultiplexeur (DEMUX) permettant leur séparation. Les opérations de multiplexage et démultiplexage sont symétriques lorsqu'elles sont réalisées au moyen de dispositifs passifs. (Figure 1.4).

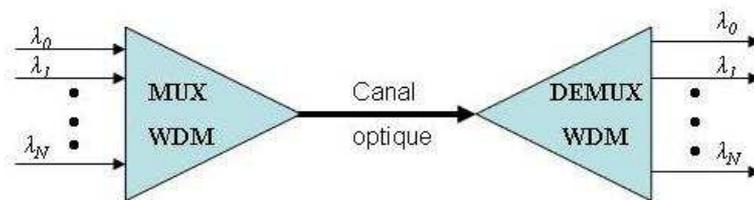


Figure 1.4 Schéma synoptique d'une transmission multiplexée en longueur d'onde

Le WDM est une transposition du multiplexage fréquentiel dans les systèmes de communications optiques. De la même manière qu'en FDM, dans un système WDM, des séquences de données modulent plusieurs lasers de longueurs d'ondes différentes. Les résultats de ces modulations sont transmis sur une même fibre optique par l'intermédiaire d'un multiplexeur. Pour recouvrer les données émises, un filtre optique permet, en réception, la sélection de la longueur d'onde correspondant au signal à restituer.

Les équipements de démultiplexage peuvent être des équipements passifs, ceux utilisant un réseau de diffraction, par exemple. Ils agissent comme des filtres en sélectionnant le signal dans une plage de longueur d'onde donnée. Le multiplexage en longueur d'onde sur une fibre n'augmente pas la bande passante de la fibre mais est plutôt la solution économique qui permet de tirer profit de la capacité de celle-ci.

La fibre optique de type monomode se prête bien à ce type d'usage car sa bande passante est très élevée. Elle présente donc un fort potentiel au multiplexage de très nombreux canaux sur de longues distances.

L'espacement minimal entre deux porteuses est fixé par le taux de diaphonie (*crosstalk*) entre deux canaux voisins. Il tient compte d'une part du fait que les spectres générés par la modulation des canaux ne doivent pas se recouvrir et des tolérances au niveau des démultiplexeurs d'autre part (taux de réjection des canaux avoisinants, précision sur la longueur d'onde des porteuses, interactions entre canaux induites par les effets non linéaires dans les fibres, etc). On parle, pour les architectures WDM, de *densité spectrale d'information* ou d'*efficacité spectrale*, rapport entre le débit et l'espacement entre canaux, mesurée alors en bit/s.Hz.

Commercialement, le développement de cette technique a été lié à la gamme de longueur d'onde où les amplificateurs optiques à fibre présentent un gain suffisant et spectralement uniforme.

2.2. Les réseaux optiques

La généralisation du multiplexage en longueur d'onde paraît inévitable en ce qui concerne les réseaux de communication. Plusieurs architectures sont envisageables : les réseaux fixes, où les émetteurs sont reliés à un certain nombre de récepteurs mais aucune modification des interconnexions établies n'est possible, et les réseaux adressés en longueur d'onde ayant une plus grande flexibilité au niveau des interconnexions en utilisant la longueur d'onde comme système d'adressage des informations.

2.2.1. Les réseaux WDM fixes

La transmission WDM point-à-point est la première catégorie d'architecture. Elle consiste à accroître la capacité de transmission d'une fibre en augmentant le nombre de porteuses optiques utilisées [3]-[5]. La seconde génération de réseaux optiques prend en compte la mise en place de connexions entre plusieurs nœuds du réseau. Elle est fondée sur l'existence des coupleurs qui sont des composants optiques capables de combiner ou d'extraire plusieurs faisceaux de lumière d'une fibre. Ce type d'installation étant fixé, on parle de réseaux optiques passifs (PON pour *Passive Optical Network*) [6]-[10].

2.2.2. Les réseaux WDM adressés en longueur d'onde

L'intérêt des réseaux WDM fixes est de pouvoir exploiter de manière plus efficace la bande passante offerte par l'introduction des amplificateurs optiques dans le réseau (Figure 1.5). Néanmoins, le déploiement à grande échelle est limité (faible nombre de nœuds) et ne peut bénéficier de la réorganisation. La méthode présentée dans ce paragraphe, appelée *roulage en longueur d'onde*, vise à combler ces deux lacunes. La flexibilité de l'interconnexion obtenue dépend des technologies des routeurs et de sources optiques mises en place.

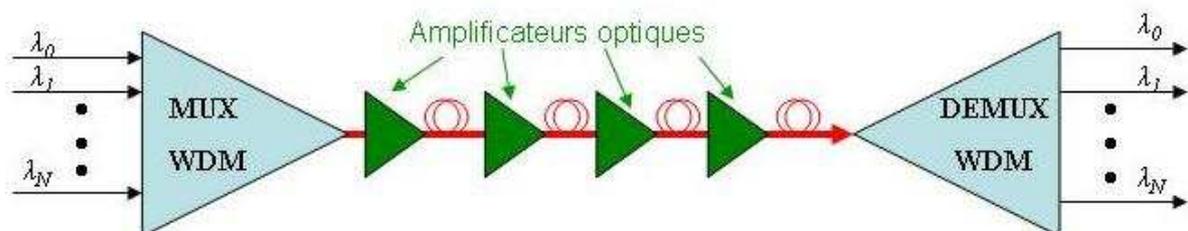


Figure 1.5 La révélation du multiplexage en longueur d'onde par l'amplification optique.

2.2.2.1. Généralités

Afin de s'affranchir des inconvénients majeurs des réseaux optiques passifs, tout en préservant la fonction d'interconnexion, il convient d'établir des liaisons spécifiques d'un nœud vers un autre. Le type de liens mis en place permet de distinguer les réseaux "singlehop", où chaque nœud n'est connecté qu'à ses voisins directs, des systèmes "multihop", où les informations peuvent circuler via un ou plusieurs nœuds intermédiaires. Dans les deux cas, la technique dite de routage en longueur d'onde est applicable. Elle consiste à envisager que la longueur d'onde, utilisée comme vecteur des informations, définisse aussi le chemin emprunté entre l'émetteur et le récepteur. Ainsi, si plusieurs signaux sont émis d'un même nœud, ils peuvent, chacun, rejoindre une destination différente. A un instant donné, le nombre de destinations est alors égal au nombre de longueurs d'onde émises en chaque nœud.

La mise en place du routage en longueur d'onde requiert l'installation, en plus des sources optiques de longueur d'onde précise, de composants sélectifs en longueur d'onde aux différents nœuds du réseau fibré :

- les multiplexeurs optiques à insertion/extraction (OADM pour *Optical Add-Dropp Multiplexer*) qui prélèvent un signal à une longueur d'onde fixée et permettent l'insertion d'un nouveau message en employant la même longueur d'onde. Ils seront détaillés dans le paragraphe suivant.
- les routeurs (OXC pour *Optical Cross Connect*) ou répartiteurs/brasseurs. Ils effectuent la commutation d'un signal de longueur d'onde donnée arrivant sur une certaine fibre, vers une fibre de sortie. Leur architecture utilise des MUX/DEMUX positionnés dos-à-dos (Figure 1.6).

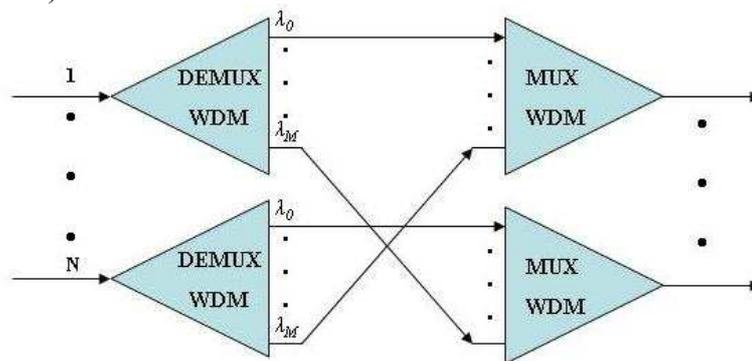


Figure 1.6 Architecture simple d'un routeur optique.

Contrairement aux réseaux fixes, quelque soit l'architecture utilisée (*singlehop* ou *multihop*), on peut réutiliser une longueur d'onde en plusieurs parties distinctes du réseau. Le système est donc toujours adaptable à grande échelle. Pour utiliser au mieux le potentiel d'un réseau, il est important de pouvoir modifier au gré du temps et des besoins la mise en place des connexions. Cette flexibilité, appelé aussi reconfigurabilité, vise à optimiser l'allocation des longueurs d'onde au niveau de chaque nœud en fonction du trafic véhiculé.

2.2.2.2. Les réseaux statiques

Ces réseaux ont été élaborés pour les réseaux étendus (WAN pour *Wide Area Network*). Les architectures présentent un nombre limité de points d'accès connectés de façon définitive à une structure en anneau ou à une liaison en ligne. De plus, les trafics considérés sont de haut niveau et subissent de faibles variations de flux. En effet, l'agrégation d'un très grand nombre de signaux moyenne les fluctuations introduites par chacun d'entre eux. La reconfiguration du réseau n'apparaît donc pas comme un critère de première importance. C'est pourquoi, dans un premier temps, les OXC et OADM installés ne possèdent aucune flexibilité au niveau optique. Les opérations de routage en longueur d'onde et d'insertion/extraction s'effectuent alors grâce au câblage physique et à des composants passifs. La technologie la plus utilisée pour fabriquer ces OXC et OADM est basée sur les phasars ou AWG (pour *Arrayed Waveguide Grating*). Ces composants sont en fait des routeurs de M longueurs d'onde circulant sur N fibres. Les opérations de multiplexage/démultiplexage sont obtenues en utilisant un phasar avec une seule entrée et N sorties (de N vers 1 pour le multiplexage et dans l'autre sens pour le démultiplexage). C'est pourquoi, le phasar est aussi appelé multiplexeur/démultiplexeur à réseaux de guides. Obtenir un OADM fixe consiste alors à connecter les sorties d'un DEMUX aux entrées d'un MUX sauf pour les longueurs d'onde qu'on souhaite extraire/insérer comme illustré sur la (Figure 1.7).

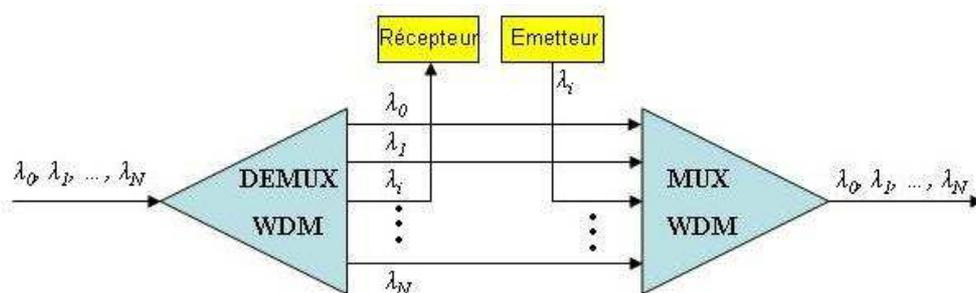


Figure 1.7 OADM fixe

2.2.2.3. Les différents standards WDM

Lorsque l'espacement entre les longueurs d'onde est de 20nm, on parle de CWDM (Pour *Coarse Wavelength Division Multiplexing*). L'avantage du CWDM est son coût. En effet, grâce à l'espacement important laissé entre les canaux, il n'est pas nécessaire, par exemple, de régler en température le laser d'émission. Par contre, on est limité à 7 canaux.

Pour un espacement plus faible, donc un nombre élevé de longueurs d'onde disponible simultanément, on parle de DWDM (Pour *Dense Wavelength Division Multiplexing*) où l'espacement entre canaux est de 0.4 nm. Pour le standard UDWDM (Pour *Ultra Dense Wavelength Division Multiplexing*), l'espacement entre canaux est de 0.2 nm [11]. Les espacements entre canaux pour les systèmes DWDM commerciaux sont d'environ 0.8 nm (100 GHz), 0.4 nm (50 GHz). Il est ainsi possible de combiner 160 longueurs d'onde optiques et plus.

Rappelons que la fibre optique monomode standard présente trois fenêtres spectrales de transmission. Deux d'entre elles (la deuxième et la troisième) sont caractérisées par de faibles atténuations ($< 1\text{dB/Km}$) : la deuxième fenêtre centrée autour de la longueur d'onde de 1300nm, avec des pertes de l'ordre de 0.5 dB/Km, et la troisième fenêtre (bandes 'S+C+L') qui est située autour de la longueur d'onde de 1550 nm avec des pertes théorique de l'ordre de 0.18 dB/Km. C'est autour de ces deux fenêtres à faibles atténuations qu'a lieu le multiplexage en longueur d'onde. Ces deux fenêtres sont découpées en six bandes : O [1260 - 1360] nm, E [1360 - 1460] nm, S [1460 - 1530] nm, C [1530 - 1565] nm, L [1565 - 1625] nm et U [1625 - 1675] nm. Tout cela sans compter NTT qui offre désormais une nouvelle ouverture en ayant réalisé la transmission de 8 canaux entre 1467 et 1478. La norme ITU-T G962 définit la plage de longueurs d'ondes dans la fenêtre de transmission de la bande C [1530 - 1565] nm (Figure 1.8). C'est le spectre amplifié par les amplificateurs à fibre dopée Erbium appelés communément EDFA (Pour *Erbium Doped Fiber Amplifier*). L'espacement normalisé entre deux longueurs d'ondes est de 1,6 ou 0,8 nm.

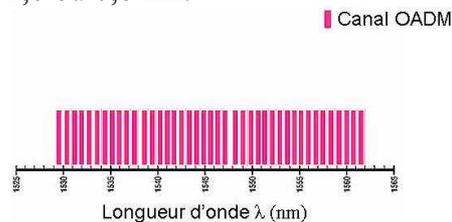


Figure 1.8 Peigne des fréquences pour le DWDM

Malgré des tentatives audacieuses exploitant les solitons par exemple, cette technologie reste la seule déployée sur les réseaux télécoms longue portée et même métropolitain qui sont caractérisés de la façon suivante:

- Segment WDM longue portée ("Long Haul")

- Technologie WDM employée: DWDM.
- Applications: grandes artères sur des longues distances ($> 100\text{ Km}$).
- Topologie: point à point, avec un nœud de régénération ou un multiplexeur optique d'insertion/extraction tous les 80Km environ.
- Interfaces: débits les plus élevés possibles (2.5 ou 10 Gbit/s).

- Segment WDM métropolitain ("Metro")

- Technologies WDM employées: CWDM et DWDM.
- Applications: liaisons entre les établissements d'une entreprise, boucles optiques au niveau d'une agglomération, distance typiquement inférieure à 100 km.
- Topologie: point à point, boucle ou maillage. Généralement sans nœud de régénération ou d'amplification.
- Interfaces: diverses (interfaces numériques SONET/SDH pour *Synchronous Digital Hierarchy* haut et bas débit, Gigabit, Ethernet, Fibre Channel).

3. Composants et fonctionnalités dédiés aux architectures WDM

Dans cette partie, nous allons passer en revue les principales structures dédiées au filtrage optique accordable en longueur d'onde ainsi que les différents types de multiplexeurs/démultiplexeurs.

3.1. Le multiplexeur optique d'insertion/extraction reconfigurable

Le multiplexeur optique d'insertion/extraction reconfigurable (ROADM pour *Reconfigurable Optical Add Drop Multiplexer*) est une technologie matérielle (et non logicielle), facilitant la gestion des réseaux internet et abaissant les coûts de mise à niveau et de reconfiguration de ceux-ci (Figure 1.9). Cette technologie permet aux fournisseurs de services de définir et de reconfigurer les longueurs d'onde à distance. Cette possibilité leur permet d'optimiser leurs coûts d'exploitation et de réduire fortement les déplacements sur le terrain pour mettre à jour et assurer la maintenance des réseaux métropolitains et régionaux.

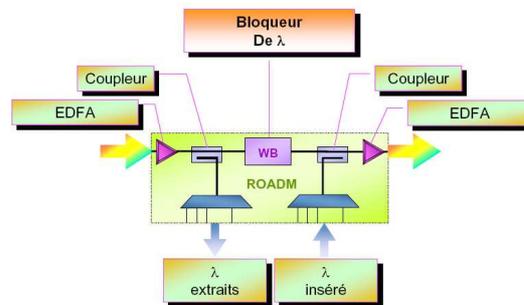


Figure 1.9 Reconfigurable Optical Add Drop Multiplexer [12]

Le ROADM a été créé afin de faciliter la planification et les processus de fourniture de circuits optiques sur un anneau WDM. Cela remplace ce qui était auparavant un processus manuel, avec une faible marge d'erreur, et donne la flexibilité d'effectuer les changements en temps réel, et donc, cela permet la reconfiguration du réseau en fonction de son état ou des besoins des clients. Certaines technologies ROADM peuvent être étendues au-delà des réseaux en anneau et s'appliquer dans des réseaux maillés.

Dans un ROADM, des longueurs d'onde sélectionnées peuvent être insérées ou extraites grâce à des commandes activées depuis un système de gestion de réseau centralisé (NMS pour *Network Management System*), et une technologie dynamique de blocage ou de sélection de longueur d'onde utilisée dans le ROADM pour filtrer le trafic d'insertion/extraction.

Ce qui distingue spécifiquement le ROADM, c'est que la commutation est effectuée en optique, sans conversion du signal à un état électronique.

Les ROADM présentaient des limitations notables en raison de leur caractère analogique, notamment en termes de gestion, de multiplexage en sous-longueurs d'onde et de capacité à exploiter pleinement le plan de commande (GMPLS pour *Generalized Multi-Protocol Label Switching*). Toutefois, une nouvelle classe de ROADM, reposant sur la technologie numérique, a émergé afin de surmonter ces obstacles.

3.2. Le Filtre en longueur d'onde

3.2.1. Généralités

Les filtres en longueur d'onde ont connu une évolution assez importante durant ces dernières années. La première génération utilise des éléments discrets, tels que prisme, réseau et couches diélectriques, dont la juxtaposition permet d'obtenir la fonction de filtrage désirée [13]. Puis, les composants à ondes guidées sont apparus, tout d'abord à base de guides plans [14], puis à partir de guides canaux. Les recherches restent nettement orientées vers ces composants à guides canaux, intéressants soit par leurs possibilités d'intégration, soit par leur faible coût. Les performances s'orientent vers de très faible bande passante de filtrage grâce aux progrès sur les lasers mono-fréquence à spectre d'émission stabilisé.

Une liaison multi-longueurs d'onde, appelée classiquement liaison WDM, est caractérisée par le nombre de canaux disponibles, l'espacement entre les canaux et le taux d'isolation des canaux. La sélectivité en longueur d'onde du filtre et la largeur spectrale du signal modulant déterminent la largeur des canaux. L'espacement en longueur d'onde ou en fréquences entre signaux est défini par la largeur des canaux et le taux de réjection du filtre, pour un taux d'isolation donné. Les performances des lasers et des filtres doivent concorder et être ajustées aux caractéristiques des liaisons mises en œuvre.

On doit pouvoir disposer de filtre en longueur d'onde aussi étroit que possible. On cherche à rassembler le plus grand nombre de canaux possibles sur la fibre, mais avant tout, la largeur spectrale du signal en réception est déterminée par les performances du laser. L'avènement du laser à contre-réaction distribué (DFB pour *Distributed Feed Back*), a rendu possible le fonctionnement mono-fréquence des émetteurs. Dans le cas des transmissions numériques, une liaison doit présenter un taux d'isolation des canaux suffisant et le taux de réjection du filtre doit être choisi en conséquence.

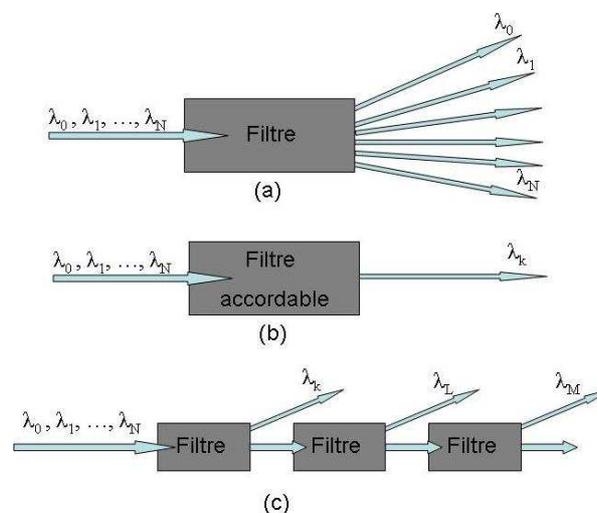


Figure 1.10 Les différentes catégories de filtres en longueur d'onde.

Les filtres en longueur d'onde peuvent sélectionner plusieurs canaux. On distingue entre les filtres séparant spatialement les différentes longueurs d'onde (Figure 1.10-a), qui peuvent être détectées simultanément, et les filtres passe-bande en longueur d'onde qui permettent d'avoir accès à un seul canal à la fois, et qui sont, soit accordables en longueur d'onde sur une plage suffisante (Figure 1.10-b), soit mis en cascade avec d'autres filtres (Figure 1.10-c).

De nombreuses études sont menées pour mettre au point des composants optiques permettant de faire du démultiplexage à très haut débit. Ces composants doivent être capables de séparer les différentes longueurs d'onde, c'est à dire de filtrer de façon extrêmement sélective avec une grande précision la porteuse dédiée qui se propage dans la fibre. Il existe pour cela différents types de filtres.

La première catégorie repose sur le principe de la diffraction : un objet diffractant, le plus souvent un réseau, est utilisé pour disperser les longueurs d'onde du signal selon différentes directions (Figure 1.11). Une fibre optique positionnée dans chacune de ces directions recueille le signal démultiplexé.

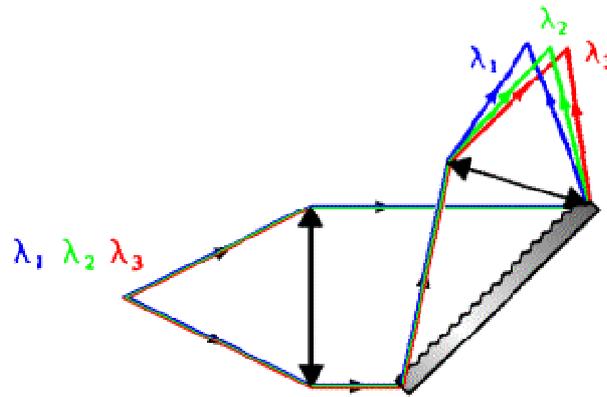


Figure 1.11 Filtrage/démultiplexage par réseau de diffraction

Une autre approche consiste à utiliser le principe de *la réflexion sélective*. Le filtre est constitué d'un empilement de couches diélectriques dont les indices de réfraction optique, alternativement haut et bas, et les épaisseurs sont en accord de phase avec la longueur d'onde contra-propagatrice filtrée (Figure 1.12). Celle-ci peut être couplée dans une fibre distincte.

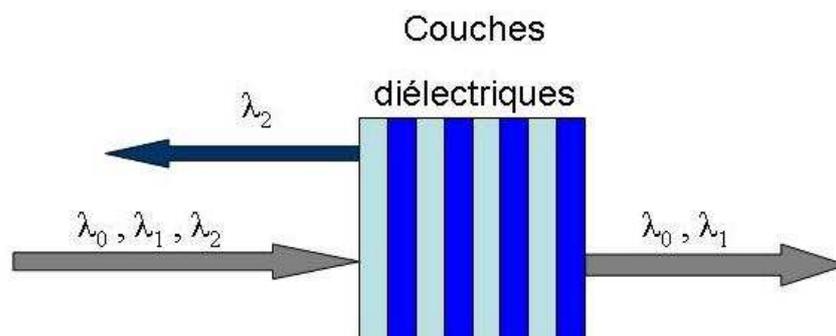


Figure 1.12 Filtrage au moyen d'un multicouche diélectrique.

D'autres structures de filtrage utilisent également le principe de la réflexion sélective. Ce sont les filtres résonnants à modes guidés qui sont constitués de l'association d'une couche guidante et d'un réseau inscrit à la surface du guide (Figure 1.13). Un faisceau incident sur la structure excite, grâce au réseau, un mode guidé qui se propage dans le guide d'onde. Les conditions d'excitation du mode guidé dépendent, entre autres, de la longueur d'onde du faisceau incident. Elles ne sont donc vérifiées que pour une longueur d'onde bien déterminée. Ces filtres présentent l'avantage d'avoir très peu de perte.



Figure 1.13 Schéma de principe d'un filtre résonnant à modes guidés

Le tableau ci-dessous résume les spécifications classiques d'un filtre optique:

N	Nombre de canaux pouvant être adressés.
Taux	Taux d'accord; variation de la longueur de réglage pour déplacer la longueur d'onde filtrée de $\delta\lambda$ (mA, V, /canal).
Réjection	Taux de réjection minimal entre canaux (dB)
λ_0	Longueur d'onde centrale du filtre.
$\Delta\lambda$	Plage d'accord (nm).
$\delta\lambda$	Bande passante à mi-hauteur.
Polarisation	Sensibilité à la polarisation (faible, moyenne, forte).
τ	Temps de commutation entre canaux (ns).
Pertes	Pertes optiques (dB).
Robustesse/ contraintes mécaniques, thermiques,...	(Faible, moyenne, forte).
Simplicité d'utilisation	(Simple, moyenne, forte).
Simplicité de fabrication	(Simple, moyenne, forte).

Tableau 1.1 Spécifications d'un filtre optique.

3.2.2. L'accordabilité en longueur d'onde des filtres optiques

Les travaux de recherches se multiplient sur les filtres optiques reconfigurables en longueur d'onde (il s'agit de déplacer dans le domaine spectral le maximum de la fonction de filtrage) sur une large bande optique disponible et dans des temps compatibles avec la

commutation de paquets optiques. Pour un filtre accordable en longueur d'onde par effet électro-optique, la tension d'accord permet de décaler de la largeur à mi-hauteur $\delta\lambda$, la réponse spectrale du filtre, centrée à la longueur d'onde centrale du filtre λ_0 . On utilise ce filtre pour la réalisation d'architectures de commutation et de routage de paquets optiques (Figure 1.14), ou de "Buffers" rapidement sélectionnables (Figure 1.15), pour garantir la qualité de service requise dans les réseaux de télécommunication optiques voulant supporter l'internet par exemple. Ainsi l'objectif est de réaliser un module optique sans pertes, capable de commuter d'un canal à l'autre en quelques nanosecondes, en assurant la fonction de filtrage en longueur d'onde sur plusieurs canaux.

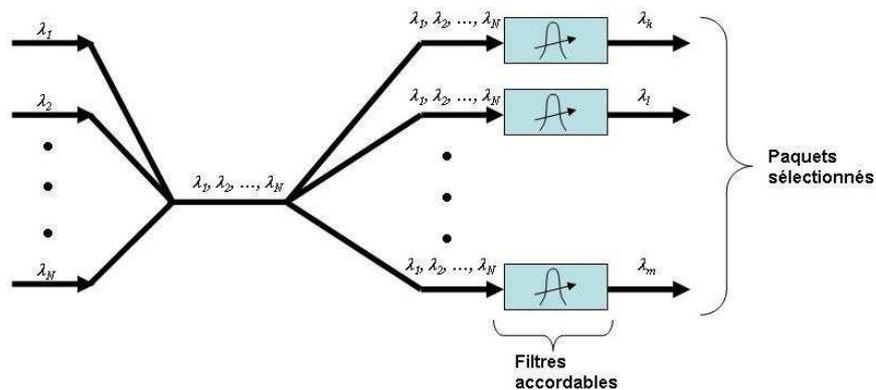


Figure 1.14 Schéma d'un commutateur optique utilisant la dimension spectrale pour une sélection spatiale.

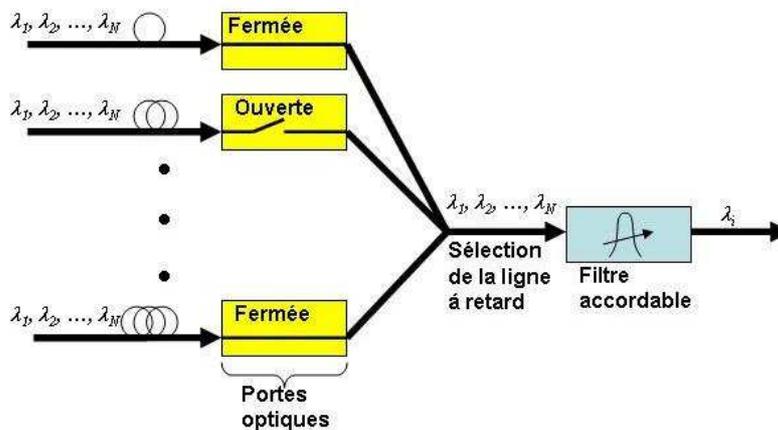


Figure 1.15 Schéma d'un 'Buffer' accordable.

La figure 1.16 présente un exemple de structure permettant d'assurer une accordabilité rapide sur un nombre important de canaux et en accord avec le caractère discret de la grille de longueur d'onde (recommandation ITU). Il s'agit d'une structure filtrante constituée d'un couple multiplexeur/démultiplexeur en longueur d'onde à réseau de guides associé à des amplificateurs optiques à semi-conducteurs (SOA pour *Semi-conductor Optical Amplifier*) monolithiquement intégrés sur InP. L'utilisation d'un SOA assurera un fonctionnement sans pertes optiques avec des temps de commutation faibles. C'est ainsi que ce type de filtre

accordable en longueur d'onde offre d'excellentes propriétés en termes de temps d'accord notamment les rendant ainsi fortement attrayants pour des applications dédiées aux réseaux de télécommunications utilisant la technologie WDM. Ceci fera l'objet du paragraphe qui suit.

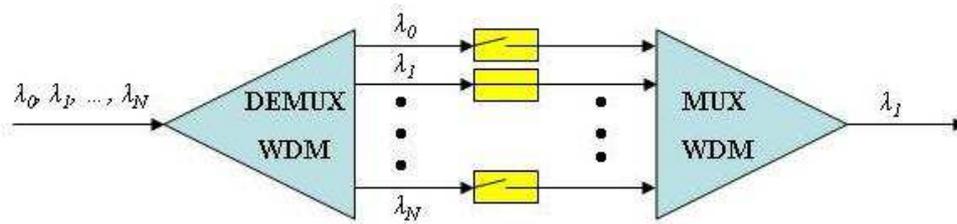


Figure 1.16 Schéma de principe du sélecteur de longueur d'onde

3.2.3. L'interféromètre Fabry-Pérot

L'interféromètre Fabry-Pérot est un interféromètre optique constitué de deux surfaces partiellement réfléchissantes planes à haut coefficient de réflexion (souvent supérieurs à 95 %) (Figure 1.17). La lumière entrante effectue de multiples allers-retours à l'intérieur de cette cavité, et ressort partiellement à chaque réflexion.

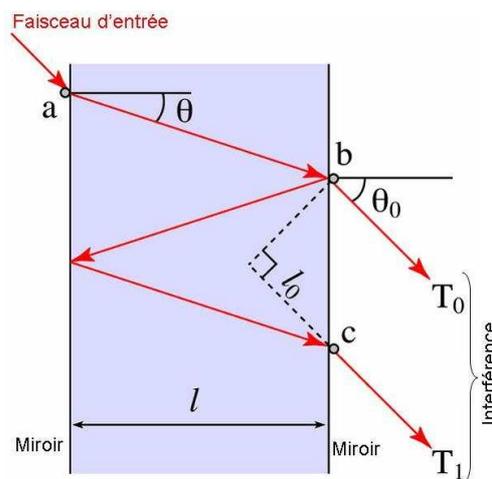


Figure 1.17 Modèle 'de rayons' pour un Fabry-Pérot simple

Les rayons lumineux sortant par la deuxième surface aux points **b** et **c** n'ont pas parcouru la même distance (ou chemin optique). Ainsi, ils présentent un déphasage φ l'un par rapport à l'autre, dépendant de l'angle θ . Ces deux rayons interfèrent entre eux ainsi qu'avec tous les autres rayons qui auront subi une réflexion multiple entre les deux interfaces. La transmittance est donnée par l'expression suivante,

$$T = \frac{1}{1 + \frac{4R}{(1-R)^2} \sin^2\left(\frac{\varphi}{2}\right)} \quad (1.1)$$

dans laquelle $\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot 2nl \cos \theta$ est la différence de phase subie par la lumière après un aller-retour dans l'étalon, R est le coefficient de réflexion de chaque interface, n et l sont l'indice de réfraction et l'épaisseur du milieu présent entre les deux surfaces réfléchissantes, respectivement, et θ est l'angle d'incidence interne.

Les différents rayons lumineux sortants interfèrent entre eux de manière constructive, seulement si la différence de phase entre deux rayons consécutifs est un multiple entier de 2π . Il se comporte comme un filtre puisque la différence de phase dépend de la longueur d'onde. Le nombre de rayons qui contribuent de manière significative aux interférences est significatif si le milieu placé entre les deux interfaces est à faibles pertes et que ces interfaces soient à haute réflectivité (HR). Dans ce cas, la condition d'accord de phase ne peut être respectée que pour un nombre discret de longueurs d'onde. La transmittance en fonction de λ présente des pics de largeur $\Delta\lambda$ et espacés de $\delta\lambda$ (Figure 1.18).

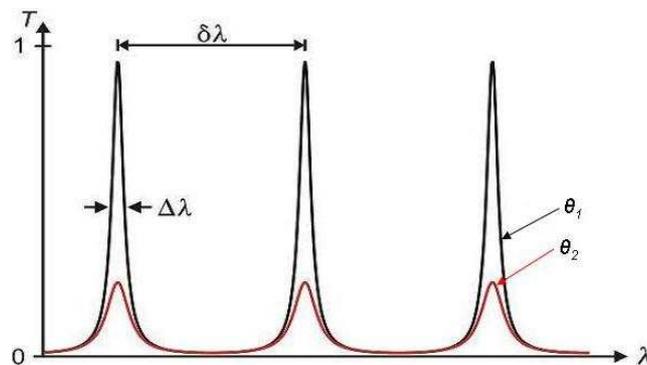


Figure 1.18 Transmission spectrale T d'un interféromètre de Fabry-Pérot.

Cette courbe varie en fonction de l'angle θ : à chaque longueur d'onde correspond un système d'anneaux. Et en présence de plusieurs longueurs d'ondes, on peut comparer ces différents systèmes d'anneaux afin de mesurer les longueurs d'ondes. Cet interféromètre est donc utilisé en spectrométrie. Pour pouvoir mieux séparer les différents anneaux, il est intéressant qu'ils soient les plus fins possibles, et donc affiner les pics de la courbe précédente, c'est-à-dire à réduire $\Delta\lambda$ par rapport à $\delta\lambda$. Ainsi, un interféromètre est caractérisé par sa finesse donnée par $F = \frac{\delta\lambda}{\Delta\lambda}$ et il sera d'autant plus discriminant que sa finesse est élevée. Afin d'augmenter cette finesse, il est possible de rendre les surfaces formant la cavité très réfléchissantes puisque la finesse augmente avec le coefficient de réflexion des surfaces.

Les filtres Fabry-Pérot en "optique massive" utilisent souvent les cristaux liquides en tant que milieu intra-cavité. Ils offrent une bonne transparence et la possibilité d'obtenir, en vue de l'accordabilité, une forte variation d'indice qui est approximativement égale à la différence entre les indices ordinaire et extraordinaire du cristal. Il faut noter que tous les filtres Fabry-Pérot sont affectés de la contrainte liée à la gamme d'accord qui est limitée par l'intervalle spectral libre (ISL) de l'étalon.

Sur la figure 1.19, on montre ce type de filtre Fabry-Pérot où deux étalons sont mis en cascade : l'un est très court, imposant un intervalle spectral libre, alors que l'autre est plus long, imposant sa bande passante.

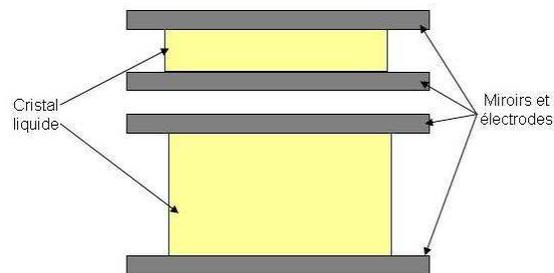


Figure 1.19 Double Fabry-Pérot à cristal liquide.

Le défaut majeur des cristaux liquides pour certaines applications, comme par exemple dans le domaine de la commutation de paquets [15], est le temps de commutation relativement long [16].

Il existe également d'autres solutions pour réaliser un accord en longueur d'onde. Sur le Fabry-Pérot de la figure 1.20, tous les éléments sont réalisés par dépôt de couches minces [17].

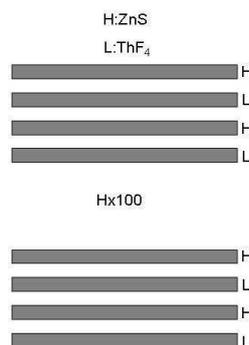


Figure 1.20 Fabry-Pérot par dépôt de couches minces

Les miroirs sont des couches $\lambda/4$ en ZnS/ThF₄, alors que la cavité est une couche en ZnS d'épaisseur $25x\lambda$. L'accord est de nature thermo-optique. L'avantage de ce type de structure est la possibilité de réaliser des cavités très courtes, et par conséquent offrant des ISL importants et donc des plages d'accordabilité significatives. Les miroirs utilisés sont en fait des miroirs de Bragg.

En optique guidée (Figure 1.21), on utilise comme étalon Fabry-Pérot une structure de miroirs semblables à celle du filtre précédent. On appelle l'ensemble, constitué d'un guide d'onde et de deux réseaux de Bragg, étalon Fabry-Pérot à réflecteurs de Bragg. Cette structure est préférée en technologie intégrée [18] car elle est plus facile à fabriquer. Elle constitue en outre la cavité des diodes laser DBR.

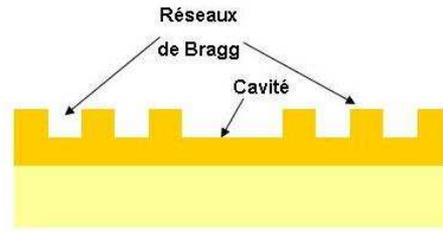


Figure 1.21 Fabry-Pérot en optique guidée.

Le même dispositif peut également être mis en œuvre sur fibre optique [19], en y inscrivant deux zones de perturbations périodiques entre lesquelles on laisse un segment non perturbé qui constitue la cavité (Figure 1.22).

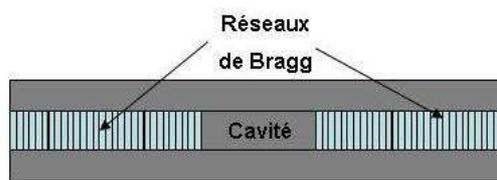


Figure 1.22 Fabry-Pérot sur fibre optique

Les utilisations possibles de l'interféromètre de Fabry-Pérot sont :

- la séparation de longueurs d'onde très voisines dans le domaine de la spectroscopie.
- la réalisation d'opérations de filtrage dynamique fortement sélective.
- la réalisation de cavités laser.
- le contrôle de la longueur d'onde des signaux.

3.3. La compensation de dispersion

3.3.1. Généralités

La dispersion au sens large est un étalement ou un élargissement des pulses lumineux lors de leur propagation le long d'une fibre (Figure 1.23). Une dispersion très importante augmente le taux d'erreur au niveau du récepteur (une impossibilité de distinguer les 0 des 1), et limite donc la capacité de transmission. La dispersion chromatique (DC) est exprimée en ps/(nm.km) (dérivée du retard de groupe en fonction de la longueur d'onde λ). Le délai différentiel, la largeur spectrale de la source, et la distance sont exprimés en ps, nm et km respectivement.

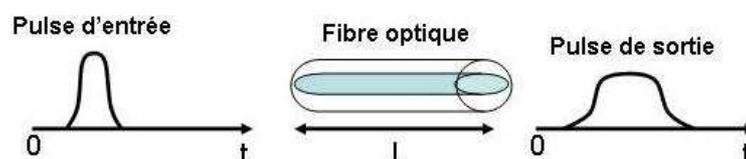


Figure 1.23 La dispersion dans une fibre optique. Élargissement de l'impulsion lors de la propagation dans la fibre optique

Si la dispersion chromatique est positive, cela indique que les longueurs d'onde plus courtes se propagent plus vite. Pour minimiser l'effet de la dispersion, le délai différentiel ne doit pas dépasser les 10 % du débit. La dispersion est un facteur limitant le débit dans les liens de transmission.

Pour une transmission large bande, il faut considérer la variation de la dispersion de la fibre dans la bande que l'on caractérise par la pente de dispersion (exprimée en ps/(nm².km)). La dispersion chromatique induit dans le spectre du signal un déphasage quadratique. Ce déphasage conduit dans le domaine temporel à l'élargissement d'une impulsion lors de sa propagation (Figure 1.23).

En raison de la largeur spectrale non nulle de la source, chaque composante spectrale se propage à une vitesse spécifique $v = c/n(\lambda)$, ce qui implique un retard de groupe (*Group delay*) (Figure 1.24).

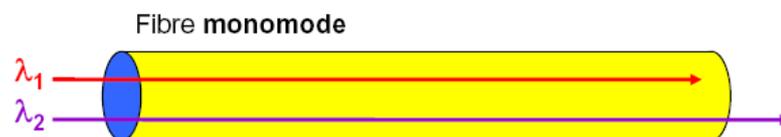


Figure 1.24 Illustration du retard de groupe

Aujourd'hui l'augmentation du débit sur les lignes de transmission utilisées a fait de la dispersion chromatique un problème majeur d'autant plus que les distances visées sont grandes.

Dans une fibre optique monomode, deux effets physiques contribuent à la variation de l'indice de groupe avec la longueur d'onde, d'une part la dépendance de l'indice du matériau avec la longueur d'onde (dispersion du matériau) et d'autre part le fait que, à profil d'indice fixé, l'indice effectif du mode fondamental dépend des dimensions du guide par rapport à la longueur d'onde (dispersion du guide). Il en résulte une variation du retard de groupe avec la longueur d'onde dont la pente locale est la dispersion chromatique de la fibre. Pour une fibre optique standard (type G.652), la dispersion vaut typiquement 16 ps/(nm.km) à 1550 nm.

Dans le cas d'une transmission numérique, l'élargissement d'une impulsion lors de sa propagation ne doit pas excéder une fraction du temps bit pour garantir un faible taux d'erreur. Ceci implique une limitation de distance pour une propagation sans compensation. Cette distance maximale (longueur de dispersion) est inversement proportionnelle à la dispersion de la fibre et au carré du débit de transmission. Cette limitation est donc d'autant plus drastique que le débit de transmission est élevé : typiquement, pour une fibre de transmission standard à 1550 nm, la distance maximale de propagation est égale à 500 km pour un débit de 2.5 Gb/s, elle descend à 30 km pour 10 Gb/s et est réduite à 2 km pour 40 Gb/s [20].

Différentes techniques de conditionnement du signal à l'émission permettent d'augmenter la distance maximale de propagation sans compensation, comme le « *Pre-chirping* » du signal [21], [22] et l'optimisation du format de modulation [23].

De multiples techniques optiques ont été développées pour résoudre le problème de la compensation de la dispersion chromatique [24]. L'une des techniques est l'utilisation des fibres compensatrices (DCF pour *Dispersion Compensating Fiber*) (Figure 1.25) qui permettent d'ajuster la dispersion du guide et d'obtenir ainsi une fibre à dispersion négative (jusqu' à typiquement -200 ps/(nm.km)) [25].

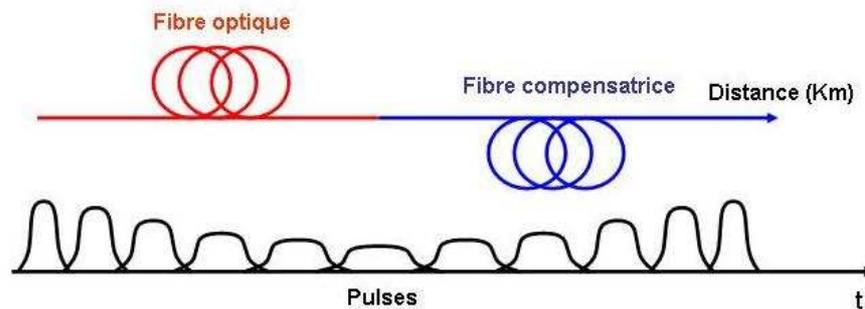


Figure 1.25 Fibres compensatrices

Une autre technique consiste à utiliser les fibres à mode d'ordre élevé (HOM pour *High Order Mode fiber*) où on réalise un compensateur de dispersion chromatique en utilisant des convertisseurs de mode de part et d'autre du tronçon de la fibre [26], [27].

D'autres techniques reposent sur l'utilisation de filtres interférométriques comme l'interféromètre Fabry-Pérot avec un miroir arrière totalement réfléchissant (interféromètre dit de Gires-tournois) [28], [29], ou la mise en cascade de plusieurs interféromètres de Mach-Zehnder [30].

Une autre technique, dite VIPA (pour *Virtual Image Phase Array*), permet de réaliser une compensation large-bande accordable [31]. La technique utilisant les réseaux de Bragg, que l'on va décrire dans ce qui suit, a été également mise à profit pour compenser l'étalement des impulsions dû à la dispersion.

3.3.2. La compensation de dispersion à base de réseaux de Bragg

Une variation linéaire de la longueur d'onde de Bragg le long du réseau, par variation linéaire du pas du réseau et/ou de l'indice effectif du mode fondamental (Figure 1.26), permet d'obtenir en réflexion un retard quasi-linéaire en fonction de la longueur d'onde [32]. Le retard maximal étant fixé par la longueur du réseau, ce composant produit une dispersion quasi-constante dans une bande réflective dont la largeur est inversement proportionnelle à la valeur de la dispersion. L'extraction du signal compensé nécessite l'utilisation d'un circulateur qui détermine essentiellement les pertes du module complet (typiquement 2 dB).

Par rapport aux autres techniques présentées précédemment, la technologie "réseau de Bragg" a l'avantage de présenter à la fois de faibles pertes d'insertion, une quasi-insensibilité à la polarisation, un encombrement réduit et un coût relativement faible. On distingue entre une compensation fixe et une compensation accordable.

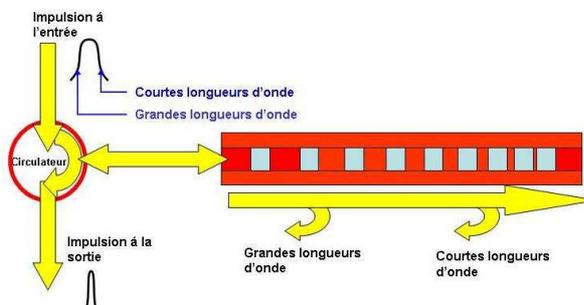


Figure 1.26 Principe de la compensation de dispersion par réseau de Bragg

3.3.2.1. La compensation fixe

- A- Monocanal

La version de base du composant permet une compensation fixe pour un canal donné de transmission. Elle est particulièrement adaptée à la compensation de dispersion avant réception du signal. Etant donnée la longueur maximale des masques de phase utilisés pour l'inscription des réseaux est typiquement 10 cm, la compensation maximale est de l'ordre de -2000 ps/nm à un débit de 10 Gb/s (bande passante utile de 30 GHz). Cette valeur se réduit à -800 ps/nm pour un débit de 40 Gb/s (bande passante utile de 80 GHz). En cascader deux compensateurs avec un circulateur 4 ports, il est possible de doubler ces valeurs limites tout en maintenant un niveau de pertes inférieur à 3 dB.

- B- Multicanal

Une compensation large-bande est possible en utilisant un réseau très long (> 1 m) [33] mais l'inscription et le packaging d'un tel réseau est problématique. En surmodulant le coefficient de couplage complexe par une fonction périodique convenable, il est possible de répliquer un certain nombre de fois et à intervalle spectral régulier la réponse spectrale monocanal : on réalise ainsi un compensateur multicanal avec un réseau de Bragg complexe sans augmentation de sa longueur physique. Pour un grand nombre de canaux, l'élévation maximale d'indice peut rester limitée en concevant une fonction d'échantillonnage purement en phase, ce qui a également l'avantage de pouvoir être implémenté relativement simplement dans un masque de phase complexe [34].

Une compensation multicanal sur toute la bande C avec un espacement de 100 GHz a été démontrée [35]. Cette solution semble désormais en mesure de concurrencer la DCF pour la compensation en ligne. Il est possible de compenser également la pente de dispersion en variant la période d'échantillonnage le long du réseau [36].

3.3.2.2. La compensation accordable

Pour un débit de transmission supérieur à 10 Gb/s, un dispositif accordable permet d'ajuster précisément la compensation pour chaque canal et d'adapter la correction suivant les variations environnementales ou les reconfigurations du système. A un débit de 40 Gb/s où la tolérance est très réduite, un tel dispositif est indispensable avant réception du signal. Différentes solutions à base de réseaux de Bragg ont été proposées à cet effet [37], [38].

Une solution développée commercialement est l'accordabilité par effet thermique [38]. Cette solution est basée sur la variation de la longueur d'onde de Bragg avec la température : en appliquant un gradient linéaire de température le long du réseau avec une valeur fixée au centre, la bande passante varie linéairement avec le gradient appliqué tout en maintenant la longueur d'onde centrale fixe. Le retard étant fixé par la longueur du réseau, la variation de la bande passante induit une variation de dispersion. Il est ainsi possible de réaliser une accordabilité de -700 à -1300 ps/nm pour une application 10 Gb/s ou de -400 à -800 ps/nm pour une application 40 Gb/s.

Afin de faire des économies d'inventaire, il peut être également intéressant de disposer d'un compensateur de dispersion reconfigurable sans consommation d'énergie en dehors de la phase de reconfiguration (dispositif du type « *set and forget* »). Dans cette perspective, un dispositif accordable mécaniquement par flexion pure d'une poutre a été proposé: il a permis d'obtenir une accordabilité de la dispersion de -270 à -1200 ps/nm sans variation de la longueur d'onde centrale et tout en conservant la linéarité du retard sur toute la gamme d'accordabilité [39].

3.3.3. Les oscillations sur le retard de groupe

C'est la spécification optique critique pour un compensateur de dispersion à base de réseaux de Bragg. A une longueur d'onde donnée, les oscillations sont dues à l'interférence entre la réflexion principale et d'éventuelles réflexions parasites localisées en différents points du réseau. Ainsi, une apodisation imparfaite du réseau du côté de l'entrée du signal induit une réflexion large bande et crée donc des oscillations dont l'amplitude et la période diminuent au fur et à mesure que la localisation de la réflexion principale s'éloigne du point d'entrée [40]. En pratique, avec un profil d'apodisation optimisé, la principale cause d'apparition des ondulations est la présence de défauts le long du réseau ; on retrouve la même évolution de la période des oscillations dans la bande passante mais l'amplitude tend à augmenter avec la longueur traversée, donc du côté des courtes longueurs d'onde [41].

Exprimée en unité de fréquence, la période la plus pénalisante correspond à la fréquence de modulation du signal, soit en terme de longueur d'onde 80 pm pour 10 Gb/s ou 320 pm pour 40 Gb/s. Pour une période inférieure à cette valeur critique, la pénalité en puissance est proportionnelle au produit de l'amplitude par la période, ce qui indique que le paramètre pertinent est plutôt l'amplitude des oscillations sur la phase. Pour mieux caractériser le

composant, on peut réaliser une analyse fréquentielle locale, via un spectrogramme, des oscillations sur le retard de groupe [42].

Il est ainsi possible de détecter, de localiser et de quantifier des oscillations de période voisine de la valeur critique. La qualité d'un compensateur dépend en fin de compte de la pénalité en puissance qu'il ajoute par rapport à une compensation parfaite.

L'amélioration de la qualité du composant passe par la réduction des oscillations sur le retard. Plusieurs technologies, entre autres, optiques ont été développées pour résoudre le problème de la compensation de la dispersion chromatique dans les systèmes de transmission à haut débit. Parmi celles-ci, la compensation à base de réseaux de Bragg est une solution de choix puisqu'elle est compatible avec une production de volume et surtout très versatile. Elle permet aussi bien de réaliser une compensation monocanal que multicanal, fixe qu'accordable.

4. Les Réseaux de Bragg

4.1. Réseaux de diffraction

Un réseau de diffraction impose à une onde optique incidente une variation périodique de son amplitude, de sa phase ou des deux simultanément. Nous utilisons ces réseaux en tant que multiplexeur ou démultiplexeur de longueurs d'onde. Ses propriétés sont fonction de sa période définie par $A = A_1 + A_2$, où A_1 et A_2 désignent respectivement la largeur des zones transparentes et des zones opaques dans le réseau de diffraction représenté par la Figure 1.27.

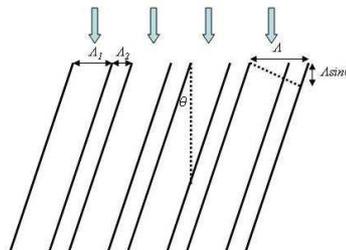


Figure 1.27 Schéma d'un réseau de Bragg

Une onde monochromatique plane d'incidence normale par rapport à la surface, sur un réseau de diffraction engendre une différence de marche de $A \cdot \sin(\theta)$ entre les ondes secondaires issues des fentes consécutives du réseau. La différence de phase correspondante est dans ce cas donnée par $\varphi = k A \sin(\theta) = (2\pi/\lambda) A \sin(\theta)$ où k représente le nombre d'onde et θ l'angle de diffraction. Dans le cas où $\varphi = 2m\pi$, on obtient $A \cdot \sin(\theta) = m\lambda$, où m représente les ordres de diffraction ($0, \pm 1, \pm 2, \pm 3 \dots$).

Une faible partie du signal réfléchi entraîne la formation d'ondes stationnaires le long de l'axe de propagation. Ces ondes stationnaires engendrent la création d'un réseau d'indice de même période. Le réseau d'indice ainsi obtenu réfléchit une partie du signal injecté. La longueur d'onde de résonance de ce réseau est appelée longueur d'onde de Bragg λ_B .

4.2. Définition d'un réseau de Bragg

Un réseau de Bragg est une modification permanente de l'indice de réfraction. La modulation périodique de l'indice crée un réseau de phase permettant un couplage de l'énergie de certains modes vers d'autres modes de propagation. En particulier, si le couplage a lieu en contre-propagation, le réseau est appelé 'réseau de Bragg' (Figure 1.28).

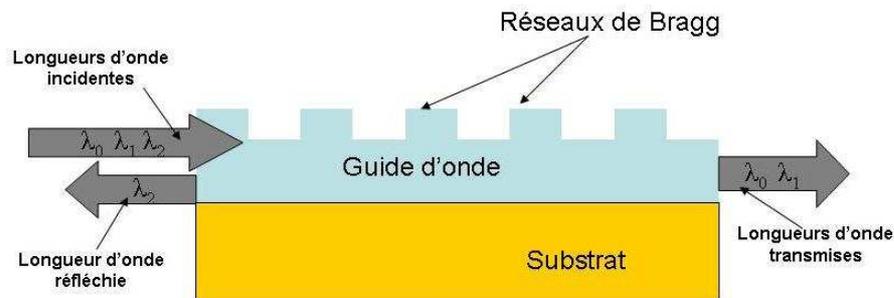


Figure 1.28 Réseau de Bragg.

Les réseaux de Bragg et leur utilisation dans des produits commerciaux ont connu une croissance exponentielle dans le domaine des télécommunications. La demande grandissante du secteur des télécommunications pour de nouvelles largeurs de bande s'est traduite par un développement effréné de nouveaux composants et instruments optiques, plus spécifiquement des multiplexeurs en longueur d'onde. Les réseaux de Bragg ont joué un rôle déterminant dans la croissance phénoménale de certains de ces produits.

4.3. Le concept

Un réseau de Bragg classique se comporte comme un filtre spectral vis-à-vis de l'onde qui le traverse. Il provoque une perturbation périodique ou apériodique de l'indice effectif d'un guide optique. Il réfléchit une bande de longueurs d'onde de largeur donnée autour d'une valeur centrale de résonance λ_B . En transmission, par complémentarité, le spectre de l'onde guidée perd cette même bande de longueurs d'onde (Figure 1.28). Toute modification de la période spatiale ou de la modulation de l'indice de réfraction du réseau entraîne un décalage proportionnel du spectre réfléchi et transmis.

4.4. Modélisation

La valeur de l'indice de réfraction est l'un des paramètres dont il faut tenir compte pour la modélisation d'un réseau de Bragg. L'évolution de cet indice en présence de défauts, pouvant augmenter le phénomène d'absorption, y compris dans la fenêtre de transmission des systèmes de télécommunication, est déterminée par l'expression de Sellmeier,

$$n^2(\lambda) = 1 + \sum_i \frac{A_i \lambda^2}{\lambda^2 - \lambda_i^2} \quad (1.2)$$

où A_i sont des constantes correspondantes aux valeurs de λ_i . A partir de cette équation, la valeur de l'indice de réfraction en est déduite. Si l'on considère le cas d'un guide d'onde monomode Ti:LiNbO₃ (titane Ti diffusé dans un substrat de niobate de lithium LiNbO₃), le mode fondamental de propagation présente un indice effectif qui évolue en fonction de la longueur d'onde. La différence d'indice de réfraction est engendrée entre le guide ($n_{\text{Ti:LiNbO}_3}$) et le substrat (n_{LiNbO_3}). La différence d'indice guide-substrat permet de guider le mode fondamental dans le guide d'onde. Dans ces conditions, la valeur de l'indice effectif (n_{eff}) du mode évolue entre $n_{\text{Ti:LiNbO}_3}$ et n_{LiNbO_3} .

Si le réseau a une période Λ_B , pour un ordre m , cette période sera directement liée à la longueur d'onde de Bragg par l'équation

$$\Lambda_B = \frac{m\lambda_B}{2n_{\text{eff}}} \quad (1.3)$$

4.5. Les différents types de réseaux de Bragg

D'une manière générale, un réseau de Bragg est une modulation périodique de l'indice $\delta n(z)$ [43]. On peut formuler cette perturbation de l'indice par,

$$\delta n(z) = \Delta n_M(z) \left\{ 1 + v(z) \cdot \cos\left(\frac{2\pi \cdot z}{\Lambda} + \theta(z)\right) \right\} \quad (1.4)$$

où $\Delta n_M(z)$ est la modification moyenne de l'indice, $v(z)$ la visibilité de la modulation, Λ la période de la modulation et $\theta(z)$ sa phase. On peut identifier différents types de réseaux (Figure 1.29) :

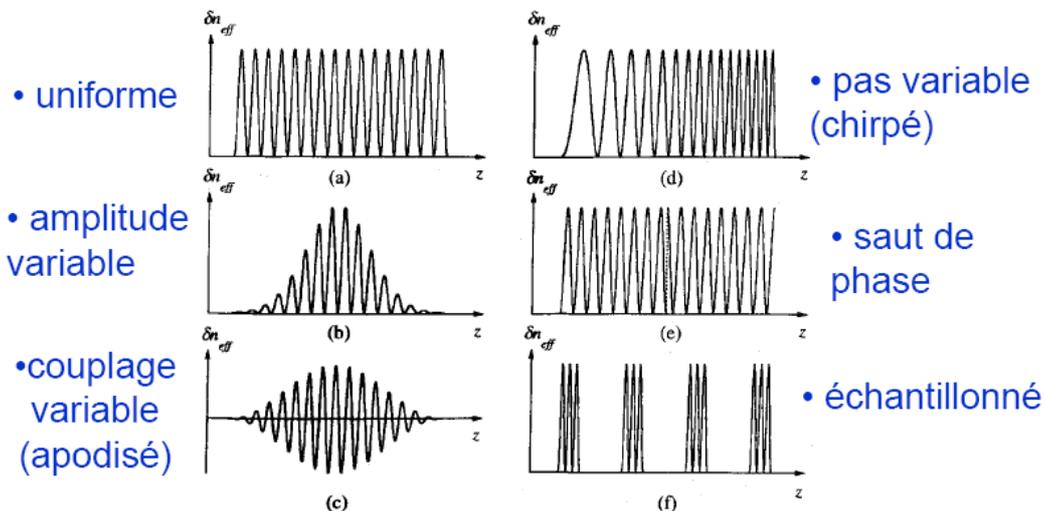


Figure 1.29 Modulations d'indice de différents types de réseaux. La période des réseaux a été exagérée pour rendre les graphiques plus lisibles. (a) Réseau uniforme, (b) réseau à amplitude variable, (c) réseau à couplage variable (apodisé), (d) réseau à pas variable (chirpé), (e) réseau à saut de phase, (f) réseau échantillonné [43].

- a- les réseaux uniformes: $\Delta n_M(z)$, $\theta(z)$ et $v(z)$ sont constants et ne varient pas avec z .
- b- les réseaux à amplitude variable: $\Delta n_M(z)$ varie.
- c- les réseaux à couplage variable (apodisés): $v(z)$ varie et $\Delta n_M(z)$ est constant.
- d- les réseaux à pas variable (chirpés): $\theta(z)$ est non nul, le pas du réseau varie avec z .
- e- les réseaux à sauts de phase: la phase varie localement de manière discontinue, par sauts.
- f- les réseaux échantillonnés: $v(z)$ varie de façon périodique.

4.6. Applications des réseaux de Bragg

Les réseaux de Bragg ont prouvé leur utilité dans de nombreuses applications. Dans les technologies DWDM, les informations sont transmises sur une même fibre mais dans des canaux adjacents, donc avec des longueurs d'onde différentes. "C'est comme un livre où se superposeraient 30 textes écrits en 30 couleurs différentes : c'est illisible, sauf à interposer des filtres capables d'extraire chaque couleur". Le réseau de Bragg est justement ce filtre très sélectif qui ne réfléchit que la longueur d'onde souhaitée. Leur utilisation s'est généralisée dans différents domaines d'application, liés aux systèmes de télécommunications optiques, tant pour les fibres optiques que pour les guides optiques intégrés. Les dispositifs à réseaux de Bragg sont dédiés à :

- la réalisation de filtres, éventuellement réglables pour la sélection des canaux dans les systèmes multi-longueur d'onde.
- la conversion de mode pour les fibres optiques.
- la compensation de la dispersion dans les réseaux de télécommunications longue distance. Les réseaux sont à pas variable (dits "chirpés").
- l'égalisation de gains des amplificateurs optiques qui sont également réalisés grâce à des réseaux de Bragg "longue période" ou "blasés".
- des miroirs et filtres pour des cavités lasers à contre-réaction distribuée ("*Distributed Feed Back lasers*").
- la fabrication de cavités Fabry-Pérot.
- La sur-inscription d'un réseau de Bragg pour en effacer un autre.
- la réalisation de dispositifs d'insertion/extraction (*Add/Drop*) où il s'agit d'extraire un canal dans le flot qui arrive à un nœud du réseau puis éventuellement de le réinsérer en aval.

On voit bien que les fonctionnalités qui font appel aux propriétés des réseaux de Bragg sont multiples et variées et ce, entre autres, pour les applications dédiées aux systèmes de transmissions optiques.

5. Optique intégrée et les technologies de réalisation des guides d'onde

En optique intégrée, la réalisation de guides d'onde peut être effectuée selon deux méthodes bien distinctes :

- modifier l'indice de réfraction à la surface du substrat en modifiant localement la structure du matériau. Pour cela, on peut utiliser les méthodes telles que : la diffusion d'ions, l'échange d'ions ou l'implantation ionique
- déposer une couche mince d'indice supérieur au substrat par des méthodes d'épitaxie, de dépôt en phase vapeur (CVD pour *Chemical Vapor Deposition*) et sol-gel.

L'essentiel des travaux recensés portera sur le niobate de lithium (LiNbO_3) qui est le matériau ayant fait l'objet du plus grand nombre d'études, étant donné ses excellentes propriétés que nous évoquerons en détail dans le prochain chapitre.

5.1. Les guides d'onde par échange d'ions

5.1.1. L'échange de protons

L'échange de protons est une alternative intéressante pour l'élaboration de guides à faibles pertes. C'est une technique simple permettant de grandes variations de l'indice de réfraction ($\Delta n > 0.1$). Ces échanges sont le plus souvent réalisés en immergeant le cristal dans un bain d'acide fondu tels que l'acide cinnamique [44] ($\Delta n_e = 0.120$), l'acide pyro-phosphorique [45] ($\Delta n_e = 0.131$), l'acide benzoïque [46] ($\Delta n_e = 0.120$), l'acide toluïque [47] ($\Delta n_e = 0.118$), et l'acide stéarique [48] ($\Delta n_e = 0.120$). Cette technique a permis la réalisation de guides performants pour l'optique non-linéaire dans de nombreux travaux sur le LiNbO_3 [49]. Notons que cette technique sera utilisée pour réaliser nos guides distribués, et fera l'objet du troisième chapitre. Des essais plus marginaux ont été réalisés sur le niobate de lithium en utilisant directement l'eau comme source de protons [50].

5.1.2. L'échange d'ions

Cette technique a été mise au point dans les années 70 et a ouvert un large éventail de possibilités d'élaboration de composants optiques [51]. Les guides d'ondes obtenus par échange d'ions sur verre sont déjà largement utilisés dans des composants optiques comme les multiplexeurs, démultiplexeurs, gyroscopes optiques, coupleurs [52]... . L'utilisation de l'échange d'ions pour la réalisation de guides pour l'optique non-linéaire remonte aux travaux de Shah en 1976 qui utilisait un bain de nitrate d'argent fondu [53]. La substitution des ions Li^+ par Ag^+ modifie la structure et permet de grandes variations d'indice ($\Delta n_e \approx 0.13$). De nombreux d'autres ions comme le thallium, le cuivre, le manganèse, le chrome, ont ensuite été utilisés.

En 1982, Jackel et Rice ont montré que lors de l'immersion du niobate de lithium dans du nitrate d'argent, l'échange d'ions n'avait pas lieu entre Ag^+ et Li^+ mais entre H^+ et Li^+ . La source de protons, étant ici l'eau, présente dans la plupart des sels de nitrate fondus [54].

5.2. Les guides d'onde par implantation ionique

Cette technique consiste à créer une couche d'indice à une profondeur bien déterminée par rapport à la surface du substrat (LiNbO_3). Les guides d'ondes canaux sont créés par l'implantation de divers ions tels que l'hélium (He^+) et le néon (Ne^+) en utilisant un système de masquage permettant de modifier localement l'indice de réfraction du niobate de lithium et ont montré qu'il était possible d'obtenir une différence d'indice supérieure à 0.1 [55]. En fonction des conditions d'implantation (dose et énergie), des variations d'indices Δn , positives ou négatives, ont été mises en évidence dans les zones implantées. Sur la figure 1.30 sont présentés les deux types de structures guidantes qu'il est possible d'obtenir. Ainsi deux types d'échantillons ont été créés: dans le premier, le guidage de la lumière se fait dans la zone implantée (car dans cette zone $\Delta n > 0$), dans le deuxième, le guidage se fait dans une zone où l'indice de réfraction n'est pas modifié, mais cette zone est entourée de barrières optiques où l'indice a été modifié ($\Delta n < 0$).

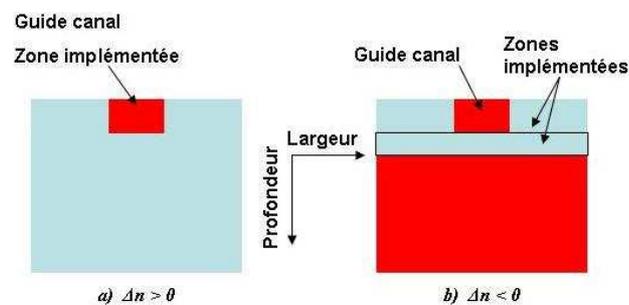


Figure 1.30 Guides d'onde canaux créés par implantation ionique dans le LiNbO_3 . (a) variation positive de l'indice de réfraction dans la zone implantée et (b) variations négatives dans les zones implantées.

Cette technique présente l'avantage de permettre la réalisation rapide de guides sur une grande variété de substrats mais les dommages créés par les radiations traversant la couche guidante réduisent considérablement sa qualité.

5.3. Les guides réalisés par dépôt

5.3.1. Les dépôts physique et chimique

L'épitaxie a été utilisée pour la réalisation de dépôts de LiNbO_3 en phase liquide [56] ou par jet moléculaire [57]. Des couches minces de borate de baryum ont été obtenues par épitaxie en phase liquide [58]. L'épitaxie permet d'obtenir de bonnes qualités cristallines mais nécessite souvent l'emploi de substrat monocristallin.

Le dépôt par ablation laser pulsé (PLD pour *Pulsed Laser Deposition*), permettant une épitaxie de films denses sur divers substrats, à basse température, a également été utilisé pour le dépôt de niobate de lithium [59], [60]. Des couches minces de LiNbO_3 ont par ailleurs été réalisées par CVD (pour *Chemical Vapor Deposition*) à partir de précurseurs métallo-organiques (MO CVD) [61], [62], par "thermal plasma spray CVD" [63], [64].

Par dépôt sol-gel, des couches minces de LiNbO_3 de bonne qualité ont été obtenues mais la structure polycristalline augmente considérablement l'atténuation des guides ainsi réalisés [65], [66].

5.3.2. Les matériaux organiques

L'intérêt des matériaux organiques pour des applications dans le domaine de l'optique, vient en premier lieu du fait que, par ingénierie moléculaire, il est aujourd'hui possible de conférer à un matériau des propriétés "sur mesures". Ainsi, dans le domaine de l'optique non-linéaire du second ordre, de nombreux matériaux organiques possèdent des réponses non-linéaires bien supérieures et plus rapides que celles de cristaux inorganiques et font l'objet d'un nombre très important de travaux. L'intégration de matériaux organiques dans des dispositifs optiques nécessite de les inclure dans une matrice solide assurant leur cohésion.

Il est déjà montré la possibilité d'élaborer des guides d'ondes pour la génération de second harmonique à partir de films polymères périodiquement orientés, dont l'efficacité de conversion est très proche de celle des structures périodiques sur KTP ou LiNbO_3 [67].

5.3.3. Les matériaux nanocomposites

La plupart des matériaux optiquement non-linéaires actuellement utilisés ne sont pas compatibles avec les techniques "standard" de microfabrication (technologie "silicium"). La technique consistant à inclure des chromophores organiques dans des matrices vitreuses, peut également être utilisée pour réaliser un matériau composite entièrement inorganique.

Les nombreux domaines dans lesquels les matériaux non-linéaires trouvent leur place font naître une demande de nouvelles propriétés, de nouveaux procédés. Au vu du coût des solutions actuelles de GSH (pour *Génération du Second Harmonique*) en milieu guidant (substrats monocristallins, réalisation de structures périodiquement inversées, implantation ionique, dépôts par épitaxie ...), il est à penser que leur utilisation dans des composants bas coût est utopique.

5.4. Les guides d'onde par diffusion

Les premiers guides d'ondes élaborés sur LiNbO_3 l'ont été par la technique appelée "outdiffusion" qui consiste simplement à chauffer le matériau à une température de l'ordre de 1000°C dans l'air. A cette température, une extraction d'oxyde de lithium (Li_2O) de la surface entraîne une légère élévation de l'indice extraordinaire ($\Delta n_e = 0.005$) [68]. Cependant, cette technique a été délaissée au profit de la diffusion de titane et de l'échange protonique. La diffusion de titane (Ti) pour l'élaboration de guides d'onde sur LiNbO_3 est plus intéressante car elle permet une augmentation d'indice beaucoup plus importante ($\Delta n = 0.02$) et ce pour les deux polarisations. Le titane est le plus largement utilisé du fait de la facilité de le déposer en couches minces, de sa faible absorption entre le visible et l'infrarouge et de son coefficient de

diffusion élevé permettant de réaliser des guides en quelques heures à une température de 1000 °C [69]. Une présentation plus détaillée en sera faite dans le chapitre suivant.

5.5. Le guide distribué par échange protonique

Plusieurs méthodes de réalisation des guides d'onde optiques ont été abordées, soit en modifiant l'indice de réfraction à la surface d'un substrat ou bien en déposant une couche mince d'indice supérieur au substrat. Tous ces guides sont de type continu dans le sens qu'il n'y a pas une discontinuité de distribution de la même matière formant la zone guidante dans la structure selon l'axe de la propagation. Il existe en plus, d'autres types de guides d'onde, appelés guides distribués où la variation locale périodique ou aperiodique de l'indice de réfraction du guide constitue ce que l'on appelle couramment 'réseau de Bragg'. Notre objectif dans cette thèse est l'étude et la réalisation de ces guides distribués réalisés par un échange protonique local dans un guide de niobate de lithium diffusé titane.

Pour la réalisation de ces guides distribués, on procède de la façon suivante. Dans une première étape, on réalise le guide d'onde optique Ti:LiNbO₃ par diffusion de titane dans le substrat LiNbO₃ (cette technique sera bien détaillée dans le chapitre suivant). Ensuite, dans une seconde étape, on applique la technique d'échange protonique (EP) à travers un masque désiré, pour une durée et une température bien déterminées pour que la profondeur de l'EP soit contrôlée à une valeur qui ne dépasse pas celle de la profondeur du guide Ti:LiNbO₃. Le pas du réseau, c'est-à-dire la distance entre deux variations d'indice dans le guide, peut être constant, variable ou multiple. Dans le cas d'un réseau à pas constant Λ , la variation périodique de l'indice de réfraction distribué le long de l'axe de propagation dans le guide crée un filtre ou un réflecteur autour d'une longueur d'onde donnée (longueur d'onde filtrée), dite longueur de Bragg λ_B , selon la relation (1.3) où n_{eff} est l'indice effectif du mode se propageant dans le guide d'onde.

Ainsi, on abouti à la réalisation d'un réseau de Bragg dans un guide d'onde par l'association de deux techniques consécutives : la diffusion de titane puis l'échange protonique. La structure mise au point utilise un EP partiel et c'est pour cette raison que nous l'avons appelée l'Echange Protonique Partiel-Ti:LiNbO₃ (PPE-Ti:LiNbO₃ pour *Partially Proton Exchanged-Ti:LiNbO₃*).

Enfin, après une présentation succincte des différentes technologies de réalisation des guides optiques, les différentes méthodes de calcul des modes se propageant dans ces guides et adaptées à certaines de ces technologies seront détaillées dans le paragraphe suivant.

6. Méthodes de calcul des indices effectifs et des champs électromagnétiques

L'étude de la propagation de la lumière dans les guides d'onde optiques est d'une grande importance dans la conception et l'analyse de la performance des systèmes de communications optiques. Lorsque la largeur des guides d'onde dans un substrat donné est inférieure à celle du substrat, on parle des guides d'onde canaux. Ils sont des structures que

nous trouvons de plus en plus souvent dans des circuits d'optique intégrée. Malheureusement, il n'y a pas de solution analytique exacte au problème de propagations dans une telle structure où l'onde est confinée en profondeur et en largeur du guide. Un certain nombre de méthodes numériques se sont attachées à résoudre simplement l'équation d'Helmholtz dans l'hypothèse de faible guidage. D'autres méthodes plus complexes ont été développées afin de résoudre les équations complètes [70].

Dans ce qui suit, nous allons présenter les principales méthodes utilisées pour simuler la propagation dans les composants de guides d'onde, afin de calculer l'indice effectif.

6.1. Modélisation de la propagation dans un guide d'onde

L'outil de modélisation de la propagation est l'ensemble des quatre équations de Maxwell qui s'appliquent dans n'importe quel type de milieu. Ces équations stipulent notamment si une courte impulsion électrique est envoyée dans un dipôle, cela générera un champ électrique E dans le voisinage du dipôle et qu'en réponse à ce champ, un courant électrique va s'écouler dans le voisinage (les charges libres vont se déplacer) et les moments dipolaires dans le milieu vont se séparer ou/et effectuer des rotations. Ces variations créent un champ magnétique H durant la période de temps pendant laquelle les charges sont en mouvement. Ce champ magnétique variable en temps génère à son tour un champ électrique qui permet à l'énergie de l'impulsion initiale de se propager à travers le milieu. Les propriétés électriques du milieu vont contrôler la vitesse et la manière dont l'énergie va décroître. Nous distinguons les propriétés électromagnétiques des milieux suivantes :

- Milieux homogènes et non-homogènes : un milieu est dit homogène lorsque les constantes diélectrique ε et magnétique μ de ce dernier sont les mêmes en chaque point.
- Milieux linéaires et non-linéaires : un milieu est dit linéaire lorsque la perméabilité ε et la permittivité μ ne sont pas fonction de $|E|$ et $|H|$, respectivement.
- Milieux isotropes et anisotropes : un milieu est dit isotrope lorsque la perméabilité ε et la permittivité μ en un point donné sont les mêmes dans toutes les directions : $\varepsilon_x = \varepsilon_y = \varepsilon_z = \varepsilon$ et $\mu_x = \mu_y = \mu_z = \mu$.
- Milieux dispersifs et non-dispersifs : un milieu est dit dispersif lorsque des longueurs d'onde différentes « voyagent » dans le milieu à diverses vitesses provoquant ainsi un étalement du signal.
- Milieux avec pertes et sans pertes : un milieu est dit avec pertes lorsqu'il y a atténuation de l'énergie du signal se propageant dans le milieu due surtout aux impuretés présentes et aux courbures.

C'est donc le développement des équations de Maxwell qui aboutit aux diverses équations qui régissent la propagation dans le guide d'onde optique, suivant le type de milieu considéré. L'équation non-linéaire de Schrödinger peut être généralisée en tenant compte des effets des dispersions d'ordres élevés et du bruit amplifié en émission spontanée, en vue d'obtenir un modèle plus réaliste de la propagation dans les guides d'onde optiques.

Selon la technique utilisée pour résoudre les équations de propagation, on classe les méthodes de résolution en deux grands groupes: la méthode analytique qui aboutit au formalisme de la théorie des modes couplés qui énonce la manière dont l'énergie est échangée entre les divers modes qui se propagent dans les guides d'onde, et les méthodes numériques.

6.2. La méthode analytique

Pour les milieux homogènes ou faiblement inhomogènes comme les guides d'onde optiques, la différence entre les indices des différents milieux est suffisamment faible pour que le gradient d'indice soit négligé. De plus, on suppose que la dépendance temporelle des champs est de la forme

$$E(x, y, z, t) = E(x, y, z)e^{i\omega t} \quad (1.5)$$

On aboutit ainsi à l'équation vectorielle d'onde de Helmholtz :

$$\nabla^2 E(x, y, z) + \omega^2 \epsilon \mu E(x, y, z) = 0 \quad (1.6)$$

Le vecteur E peut être projeté suivant les trois axes de l'espace, où chacune de ces trois projections vérifie l'équation d'onde scalaire suivante :

$$\nabla^2 E_i + \omega^2 \epsilon \mu E_i = 0 \quad (1.7)$$

ou bien

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) E_i + k^2 n^2 E_i = 0 \quad (1.8)$$

où E_i est la projection du vecteur électrique suivant un axe, n l'indice de réfraction et $k = \frac{\omega}{n} \sqrt{\epsilon \mu}$ le nombre d'onde.

On suppose aussi que la variation des diverses composantes du champ E dans la direction de propagation y est de type exponentielle, soit

$$E_i(x, y, z) = E_i(x, z) \cdot \exp(-j\beta y) \quad (1.9)$$

ce qui suppose que pour chaque composante, nous pouvons écrire,

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) E_i(x, z) + (k^2 n^2 - \beta^2) E_i(x, z) = 0 \quad (1.10)$$

et on constate que les champs E et H ne dépendent pas de la direction de propagation y .

En admettant qu'il y a continuité du champ et de sa dérivée aux interfaces guide-substrat et guide-milieu extérieur, on aboutit aux expressions des divers modes qui se propagent dans le guide d'onde.

6.3. Les méthodes numériques

Dans la pratique, le développement des équations de Maxwell dans des cas plus réalistes aboutit à des équations d'onde qui n'admettent pas de solution analytique exacte. De ce fait, seules les méthodes numériques peuvent traiter ces cas.

6.3.1. La méthode des indices effectifs

Comme en général les différences d'indices relatifs sont faibles ($< 5\%$), on peut simplifier le traitement dans un guide canal en supposant que la polarisation de la lumière est identique à celle d'un guide plan. Cette approximation permet de traiter le problème vectoriel à l'aide d'une équation scalaire. Une des méthodes les plus utilisées pour analyser les guides canaux est la *méthode des indices effectifs* [71]. Cette méthode a été étendue aux guides canaux diffusés par G. B. Hocker et W. K. Burns [72]-[74].

La méthode de l'indice effectif est proposée pour résoudre le problème de la propagation dans un guide plan à saut ou à gradient d'indice, comme représenté sur la figure 1.31-a). Elle permet de déterminer les indices effectifs des modes guidés dans un guide canal.

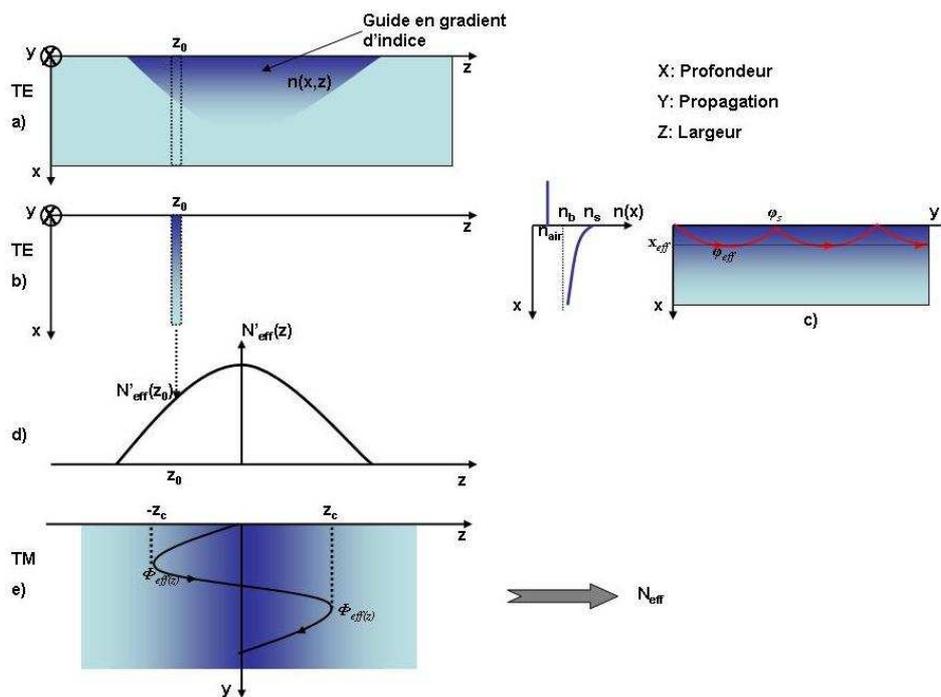


Figure 1.31 Ensemble des méthodes de l'indice effectif et des rayons appliquées à un guide à gradient d'indice.

Cette méthode a l'avantage, de transformer un problème de guidage dans un guide canal en deux problèmes distincts dans un guidage plan, qui peuvent être facilement résolus. Pour simplifier, on précise que l'on s'intéresse au mode quasi-TE du guide.

Dans un premier temps, on divise l'axe z (parallèle à l'interface air-guide) en tranches suffisamment fines pour que la variation de l'indice selon z , à l'intérieur d'une tranche, soit négligeable. Pour chaque tranche transversale, comme représenté sur la figure 1.31-b), on peut définir un profil d'indice en fonction de la profondeur. Cette tranche de profil est

considérée comme étant le profil d'un guide plan dont on peut déterminer l'indice de propagation du mode. On calcule l'indice effectif $N'_{eff}(z_0)$ du guide planaire à gradient d'indice ayant ce profil vertical d'indice, par la méthode des rayons [75] représentée sur la figure 1.31-c), en supposant trois couches infinies et horizontales, définies en profondeur par l'air, le guide d'onde optique et le substrat, et ayant la même polarisation, TE dans notre cas. (Le choix de la coupe du substrat et des polarisations sera expliqué ultérieurement). En répétant cette opération le long de l'axe z , on obtient toutes les valeurs des indices effectifs en fonction de la dimension latérale z du guide, formant ainsi un profil d'indice effectif $N'_{eff}(z)$ (Figure 1.31-d). On aboutit donc à un profil d'indice dans la direction transversale, formé par les indices des modes de propagation dans les structures planes selon la profondeur.

La seconde étape de cette méthode consiste à considérer ce profil d'indice effectif $N'_{eff}(z)$ comme profil d'indice réel de la zone guidante. Le confinement des modes dans la direction transversale est calculé grâce à ce profil d'indice. On applique encore une fois la méthode des rayons (Figure 1.31-e) pour calculer l'indice effectif N_{eff} du mode guidé, en considérant trois couches définies latéralement par le substrat de part et d'autre du guide d'onde optique, ayant la polarisation (TM dans ce cas). Ainsi le calcul de l'indice effectif permet d'estimer la constante de propagation et le profil du mode du guide.

6.3.2. La méthode variationnelle

W. Taylor utilise la méthode variationnelle, basée sur la méthode de Rayleigh-Ritz pour résoudre l'équation de propagation [76]. Dans cette dernière, les distributions des champs lumineux sont exprimées avec des séries de fonctions cylindriques paraboliques.

Cette méthode [77], est basée sur la relation suivante qui exprime la constante de propagation β d'un mode guidé à partir de la distribution transversale du champ $\psi(x,z)$:

$$\beta^2 = \frac{\iint \psi(x,z).H.\psi(x,z).dx.dz}{\iint \psi^2(x,z).dx.dz} \quad (1.11)$$

où H est un opérateur différentiel défini par,

$$H = \Delta_t + k^2 n^2(x,z) \quad (1.12)$$

avec

$$\Delta_t = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \quad (1.13)$$

et

$$k = \frac{2\pi}{\lambda} \quad (1.14)$$

λ étant la longueur d'onde dans le vide et $n(x,z)$ le profil d'indice.

Pour obtenir β , on réalise l'approximation de $\psi(x,z)$ qui est inconnue par une fonction-test $\phi(x,z, \alpha, \delta, \gamma, \dots)$ ayant une forme proche de la distribution du champ et qui comporte un certain nombre de paramètres dont les valeurs sont inconnues : $\alpha, \delta, \gamma, \dots$. Ces paramètres nous

permettent d'ajuster la "taille" de la fonction ϕ afin qu'elle ressemble au mieux possible à ψ . Pour ce faire, on remplace $\psi(x,z)$ par $\phi(x,z, \alpha, \delta, \gamma, \dots)$ dans l'expression (1.5), on aura:

$$\chi(\alpha, \delta, \gamma, \dots) = \frac{\iint \phi(x, z, \alpha, \delta, \gamma, \dots) \cdot H \cdot \phi(x, z, \alpha, \delta, \gamma, \dots) \cdot dx \cdot dz}{\iint \phi^2(x, z, \alpha, \delta, \gamma, \dots) \cdot dx \cdot dz} \quad (1.15)$$

et on fait varier les paramètres $\alpha, \delta, \gamma, \dots$ jusqu'à ce que $\chi(\alpha, \delta, \gamma, \dots)$ atteigne sa valeur maximale. Cette valeur est β^2 et les valeurs de $\alpha, \delta, \gamma, \dots$ ainsi trouvées rapprochent au mieux de $\phi(x, z, \alpha, \delta, \gamma, \dots)$ de la distribution réelle $\psi(x, z)$.

Si l'on suppose que le mode est une fonction à variables séparables $\phi(x, z) = \phi_x(x) \cdot \phi_z(z)$, en remplaçant dans la formule de χ on obtient [78],

$$\chi = \frac{\iint \phi \cdot \nabla_t^2 \cdot \phi \cdot dx \cdot dz + k^2 \iint n^2(x, z) \cdot \phi^2 \cdot dx \cdot dz}{\iint \phi^2 \cdot dx \cdot dz} \quad (1.16)$$

On choisit, pour $\phi_x(x)$ et $\phi_z(z)$ les expressions suivantes :

$$\phi_x(x) = \begin{cases} 0 & \text{pour } x < 0 \\ \frac{4x}{(2W_x^6 \pi)^{1/4}} \exp\left(-\frac{x^2}{W_x^2}\right) & \text{pour } x > 0 \end{cases} \quad (1.17)$$

$$\phi_z(z) = \left(\frac{2}{W_z^2 \pi}\right) \exp\left(-\frac{z^2}{W_z^2}\right) \quad (1.18)$$

La fonction $\phi(x, z)$ et, par conséquent, χ comporte les paramètres W_x et W_z qui correspondent au mieux au champ réel. En maximisant $\chi(W_x, W_z)$, on obtient les valeurs de W_x et W_z , ainsi que la valeur de β :

$$\beta = \sqrt{\max_{W_x, W_z}(\chi)} \quad (1.19)$$

On doit noter qu'entre le mode trouvé par cette voie et le mode réel il y a une certaine erreur puisque la fonction de test choisie suppose que l'équation est à variables séparables. On peut choisir toute autre fonction test qui ne soit pas à variables séparables et qui permette de mieux approcher la solution réelle, mais l'augmentation du temps de calcul serait prohibitive.

6.3.3. La méthode de Galerkin

Cette méthode permet de résoudre les équations de Maxwell en développant les champs sur une base canonique de fonctions, composée en l'occurrence de fonctions trigonométriques [79]. Les solutions recherchées sont les trois composantes du champ électrique et les trois composantes du champ magnétique, mais les équations de Maxwell permettent de réduire le nombre d'inconnues à deux, toutes les autres pouvant s'en déduire. On travaille donc avec les composantes transverses du champ électrique.

Le principal avantage de cette méthode est qu'elle ne nécessite pas de maillage. La définition du profil d'indice se fait à travers l'assemblage de formes géométriques basiques: triangles et rectangles.

Dans le cas d'un profil d'indice discret, on procède à une intégration analytique dans chaque domaine d'indice constant. Cette méthode est donc bien adaptée à l'étude de guide présentant un profil d'indice discret.

Dans le cas d'un profil d'indice continu, l'intégration est numérique. Le nombre d'intégrales tridimensionnelles à calculer étant très élevé, le temps de calcul devient important.

6.3.4. La méthode des faisceaux propagés (BPM)

La méthode des faisceaux propagés (BPM pour *Beam Propagation Method*) permet de simuler la propagation de la lumière dans toutes sortes de géométries possibles de guides d'onde. C'est une méthode numérique qui résout une équation différentielle de proche en proche par calcul direct du profil du champ électrique dans une tranche en fonction des tranches précédentes traversées [80]. Elle permet de calculer, à partir d'un champ électromagnétique incident, le champ à l'intérieur d'une structure, aussi complexe soit-elle. Il suffit alors de connaître le profil initial du champ à l'entrée de la fibre. Les notions de mode n'interviennent pas. Elle est assez précise mais demande plus de ressources informatiques que les précédentes. Elle est utilisable pour des guides dont la géométrie change et c'est son grand intérêt. Les équations de propagation à résoudre sont vectorielles, mais en pratique, étant donnée la complexité de ces équations, on opte pour certaines approximations. Les différentes versions de la méthode BPM se particularisent aussi bien par les approximations considérées (paraxiale ou grand-angle, scalaire ou vectorielle) que par la technique de résolution (transformée de Fourier, différences finies, éléments finis) des équations de propagation.

- **L'approximation scalaire** : (*par opposition à l'approximation vectorielle*) Elle consiste à supposer qu'il n'y a pas de couplage entre les différentes composantes du champ. On supposera donc que si un faisceau polarisé dans une certaine direction entre dans un guide optique, il reste polarisé dans la même direction tout au long de la propagation (effets de polarisation négligés). Le couplage entre les différentes composantes du champ est faible à cause de la forme particulière des guides d'onde optiques. On considère donc le champ comme le produit d'un scalaire avec un vecteur pointant toujours dans la même direction. Ceci permet de réduire les équations vectorielles à des équations scalaires. Cette approximation revient à considérer que la propagation dans un guide canal se fait selon un mode quasi-TM ou quasi-TE proche de modes TM ou TE dans les guides plans. Cependant, dans la réalité, il y a un échange entre les divers modes, d'où l'approche vectorielle tenant compte des couplages des différentes composantes du champ est vraisemblablement plus réaliste.

- **L'approximation paraxiale** : (*par opposition à l'approximation à grand angle*) Elle suppose que l'angle d'inclinaison du champ par rapport à l'axe longitudinal de propagation est suffisamment petit et que les variations d'amplitude du champ pendant la propagation sont également faibles.

Dans l'approximation à grand angle, on suppose que le champ peut « diverger » de l'axe longitudinal et le modèle paraxial est alors amélioré en ajoutant une correction basée sur l'approximation de Padé.

-**L'approximation bidirectionnelle** : Elle tient compte des effets de réflexion dans les composants de fibres optiques comme les réseaux de Bragg. En effet, dans le cadre d'une propagation à grand angle où le faisceau propagé s'écarte beaucoup de l'axe de propagation, il peut y avoir réflexion dans le sens contraire de la propagation (ondes contra-propagatrices).

6.3.4.1. La méthode BPM basée sur la transformée de Fourier (BPM FFT)

La méthode BPM-FFT (pour *Fast Fourier Transform Beam Propagating Method*) [81] consiste à faire subir au faisceau propagé deux mécanismes : Le premier mécanisme, c'est la propagation de l'onde sur une distance longitudinale: l'expression est modifiée pour faire apparaître une transformée de Fourier. Le second mécanisme consiste à faire une correction de phase due à l'indice rencontré par le faisceau. Ceci revient à considérer le guide comme une succession de propagation en espace homogène et de passage à travers des lentilles minces.

L'algorithme s'établira comme suit: Si le champ d'entrée est connu, on prend sa transformée de Fourier (2D) (décomposition du champ en somme d'ondes planes) pour obtenir son spectre angulaire, en utilisant un algorithme basé sur la transformée de Fourier rapide, puis on fait la propagation du champ en espace homogène et on applique une correction de phase et enfin, on établit la transformée inverse (IFFT pour *Inverse Fast Fourier Transform*) pour reconstituer le champ qui sera pris comme champ d'entrée pour la tranche suivante.

6.3.4.2. La méthode BPM basée sur les différences finies (BPM FD)

Dans la pratique, l'algorithme BPM-FFT prend un temps de calcul énorme. Pour contourner ce problème, on utilise d'autres algorithmes comme celui basé sur les différences finies [82], [83] aussi bien avec l'approximation paraxiale que l'approximation grand-angle, afin de réduire le temps de calcul. La BPM-FD (pour *Finite Difference Beam Propagating Method*) [84] est une méthode très répandue de simulation de propagation de la lumière dans des structures qui peuvent être complexes et pour des champs d'entrée quelconques. Les algorithmes numériques de la BPM-FD se fondent sur la résolution des équations de Maxwell, et reviennent à trouver les solutions du champ sur des « tranches » parallèles, le calcul d'une tranche se faisant à partir de la tranche précédente. À partir d'une

distribution initiale du champ électrique, on peut connaître la distribution du champ à un point donné en remplaçant les dérivées du champ par les formules de différences finies déduites du développement limité de Taylor. L'opération est répétée pour chaque point du maillage de la structure.

La BPM à deux dimensions convient à l'étude de composants optiques intégrés, dont la structure dans le sens de l'épaisseur est a priori constante et se plie au genre d'approximation que l'on peut faire avec la méthode de l'indice effectif.

Cette méthode requiert la division en sous domaines du guide à étudier [85], [86]. Une manière directe d'appliquer la méthode des différences finies consiste à remplacer les différenciations dans l'équation d'onde par les différences des champs évalués aux nœuds d'un rectangle de manière à discrétiser la section du guide.

Pour des guides simples ne présentant pas de discontinuités d'indice importantes, la méthode des différences finies peut se révéler très performante.

6.3.4.3. La méthode des éléments finis en guidage faible

Le principe de la méthode des éléments finis consiste à décomposer le domaine de propagation en sous domaines élémentaires de dimension finie sans intersection ni trou. Les sous domaines sont appelés éléments finis sur lesquels la fonction du champ est approchée par des polynômes. Leurs dimensions géométriques sont très petites devant les dimensions du domaine global. Suivant la forme de l'élément fini (par exemple pour une BPM-2D de forme triangulaire et pour une BPM-3D de forme tétraédrique), on définit des points particuliers appelés nœuds. Ainsi le domaine de propagation sera caractérisé par un maillage des nœuds communs aux éléments adjacents.

C. Yeh et al. ont montré qu'il est possible de traiter la propagation dans les guides d'onde optiques par la méthode des éléments finis [87]. Si on néglige l'influence des gradients d'indice, l'équation à résoudre est donnée par l'équation d'Helmholtz dans l'hypothèse de faible guidage. Afin de résoudre cette équation, on réalise un maillage, en discrétisant le domaine en triangles jointifs sur lesquels on définit une base d'interpolation V_i permettant de décrire le champ. Le domaine où les V_i sont non nuls est restreint à quelques éléments.

Le champ est approché dans chaque triangle par un polynôme du second degré. Le calcul du champ se fait sur les nœuds du maillage (sommet des triangles) et sur les milieux des arêtes.

La méthode BPM basée sur les éléments finis dans le cadre d'une approximation vectorielle à grand angle donne un algorithme assez efficace et puissant [88]. La référence [89] a introduit la méthode FE-BPM basée sur la « distance imaginaire » qui consiste à propager un champ originel sur un axe complexe quelconque et à extraire de façon séquentielle les différents modes par une sélection adéquate du pas de discrétisation. Cette méthode convient notamment aux guides avec perte ou gain.

6.3.4.4. La méthode à différences finies dans le domaine temporel (FDTD)

Il existe une autre classe de méthodes de faisceaux propagés appelée méthode à différences finies dans le domaine temporel ou *finite differences time-domain method* [90]-[92]. Cette classe de méthodes prend compte du comportement transitoire du champ électrique et des phénomènes comme l'anisotropie et l'inhomogénéité. Elles découlent des deux premières équations de Maxwell (équations de rotationnelles des champs E et H) que l'on développe pour obtenir un ensemble de six équations scalaires à l'aide de la définition des rotationnelles. Puis, une formule aux différences finies en espace et en temps est obtenue en remplaçant les dérivées des champs en temps et en espace par les formules de différences finies centrales telles que déduites du développement limité de Taylor. Cette méthode est très semblable à la BPM basée sur les différences finies à la seule différence que nous avons ici des équations couplées (en champ magnétique et champ électrique) et que le temps aussi est ici discrétisé.

6.4. Comparaisons qualitatives

La méthode analytique ainsi que les méthodes numériques ont été présentées. Ces différentes méthodes ont été comparées dans quelques cas particuliers afin de dégager leurs avantages et inconvénients. Les deux principales contraintes dont il faut tenir compte sont le temps de calcul et la place mémoire requis par ce calcul. Il nous faut donc trouver un compromis entre la justesse et la précision du calcul demandé et ces contraintes. Ainsi, un calcul est jugé juste lorsque les parois délimitant le domaine de calcul sont suffisamment éloignées du centre du guide pour ne pas perturber le calcul des modes guidés et le profil d'indice est discrétisé avec suffisamment de précision. Le temps de calcul va bien sûr varier avec ces facteurs suivant la méthode choisie. Il faut donc adapter la méthode de résolution au type de structure que l'on veut analyser.

La méthode des indices effectifs repose sur des approximations. Le fait qu'elle soit souvent utilisée provient de sa simplicité de mise en œuvre et d'utilisation. En outre, les résultats obtenus sont tout à fait satisfaisant en regard de la simplicité de mise en œuvre.

Il existe une certaine défaillance de la méthode variationnelle pour ce qui concerne la valeur de l'indice effectif. Les valeurs réelles sont souvent plus élevées que les valeurs maximales de l'indice local. Ce type d'erreur s'explique par le fait que le mode réel est approché par une fonction analytique. Si le choix de cette fonction est heureux, l'indice effectif ainsi calculé est proche de la valeur réelle.

La méthode spectrale (Galerkin) se différencie des méthodes BPM par l'absence de maillage pour décrire la structure. L'application de cette méthode en est facilitée. En contre partie, le temps de calcul devient important si l'on veut obtenir une bonne description des modes guidés. En pratique, il convient d'optimiser les dimensions de la boîte extérieure afin de trouver un compromis entre temps de calcul et précision de calcul.

La méthode BPM basée sur les éléments finis en guidage faible utilise un maillage. Il n'y a donc aucun problème pour éloigner les frontières de la boîte extérieure et considérer un

domaine étendu en ne maillant finement que la partie utile. Cette méthode ne trouve en fait sa limitation que dans le fait qu'elle utilise l'approximation de faible guidage dans laquelle les équations de Maxwell se simplifient pour donner l'équation d'Helmholtz. Il faut en outre concevoir un maillage bien adapté, ce qui n'est pas sans difficulté. Enfin, cette méthode permet de déterminer séparément les modes symétriques et antisymétriques en rendant compte des symétries de la structure. Le calcul s'effectue alors dans un domaine réduit d'un facteur deux, diminuant d'autant le temps de résolution.

6.5. La méthode de calcul adaptée à la technologie PPE-Ti:LiNbO₃

La structure réalisée à l'aide de cette technique consiste en une succession périodique ou aperiodique de deux zones dans le guide d'onde distribué, où on a le Ti:LiNbO₃ dans l'une des zones, et le PPE-Ti:LiNbO₃ dans l'autre. La plupart des composants en optique intégrée à base de guides d'onde utilisent des guides d'onde canaux pour contrôler efficacement les constantes de propagation ou bien les indices effectifs, puisque ce type de guides d'onde peut fournir un confinement latéral de la lumière dans le guide en plus du confinement de la lumière suivant la profondeur (sens transversal). D'où, on a appliqué deux méthodes complémentaires pour calculer l'indice effectif de ces guides d'onde :

La première méthode est utilisée par G. Hocker [74]. Elle est basée sur la méthode des rayons [75] pour le calcul de l'indice effectif dans un guide planaire.

La deuxième méthode est la méthode de l'indice effectif (déjà décrite dans le paragraphe 6.3.1), pour calculer l'indice effectif dans un guide canal.

Etant donné le profil d'indice bien particulier des zones PPE-Ti:LiNbO₃ où on a une double diffusion, on a présenté une nouvelle extension de ces deux méthodes appliquées pour une simple diffusion (comme pour le cas du Ti:LiNbO₃) pour qu'elle soit applicable à plusieurs diffusions consécutives, en particulier pour la double diffusion. Par ailleurs, une approche originale est proposée afin de tenir de la non directivité de l'échange protonique et de son influence sur les zones non échangés et ce afin de quantifier les performances et les limitations de cette technologie dans le domaine de la microstructuration

7. Conclusion

Au cours de ce chapitre, nous avons rappelé les techniques de multiplexage et démultiplexage en optique, ainsi que les différents types de filtres et leurs spécifications, en abordant quelques applications propres aux structures à paramètres distribués.

Un état de l'art est présenté sur les différents types de guides d'onde en optique intégrée ainsi que les différentes méthodes de calcul de l'indice effectif adaptées à ces guides.

Plusieurs axes retiennent particulièrement notre attention pour le choix de la réalisation d'un guide distribué PPE-Ti:LiNbO₃. Tout d'abord, la simplicité du processus chimique d'EP permettant de réaliser de fortes variations de l'indice de réfraction extraordinaire, en reproduisant n'importe quel motif désiré à travers un masque. Ensuite, l'accordabilité d'un

filtre en longueur d'onde réalisé par cette technique sera parfaitement maîtrisée, grâce à la simplicité de réalisation de n'importe quelle structure d'électrodes à la surface du guide. De plus, cette technique pourra être une solution du problème d'alignement des cavités pour un filtre accordable à double cavité Fabry-Pérot [93]. En fait, Grâce à cette technique, les deux miroirs pourront être réalisés sur le même substrat, en s'affranchissant ainsi de la réalisation de deux cavités résonnantes distinctes à base de multicouches diélectriques. Ces aspects constituent les motivations principales des travaux effectués dans le cadre de cette thèse et exposés dans ce manuscrit.

Le chapitre qui suit est consacré au choix et la structuration du substrat. Nous présentons une étude détaillée sur les guides Ti:LiNbO_3 , ainsi que sur les guides distribués PPE- Ti:LiNbO_3 .

8. Bibliographie du chapitre 1

- [1] Thèse M. Lourdiane, "CDMA à séquence directe appliqué aux communication optiques," ENST, Paris, 2005.
- [2] A. Tanenbaum, "Réseaux," Dunod, juillet 1997, 3ème édition.
- [3] J. Feggeler et al, "WDM transmission measurements on installed optical amplifier undersea cable systems," *IEEE Proceeding of Optical Fiber Communications*, 1996, pp. 72-73.
- [4] ITU-T G692, "Optical interfaces for multichannel systems with optical amplifiers," 1997.
- [5] Standard IEEE 802.3, voir page web <http://www.ieee.org>.
- [6] M. S. Goodman, H. Kobriniski, M. Vecchi, R. M. Bulley and J. M. Gimlett, "The LAMBDANET multi-wavelength network : Architecture, applications and demonstrations," *IEEE Journal on Selected Topics in Communications*, 8(6), 1990, pp. 995–1004.
- [7] J. K. Hood et al, "Optical distribution systems for television studio applications," *IEEE Journal on Lightwave and Technology*, 11(5), 1993, pp. 680-687.
- [8] K. Nosu, H. Toba, K. Inoue and K. Oda, "100 channel optical FDM technology and its application to FDM channel-based network," *IEEE Journal of Lightwave and Technology*, 11(5), 1993, pp. 777-782.
- [9] F. J. Janniello, R. Ramaswani and D. G. Steinberg, "A prototype circuit-switched multi-wavelength optical metropolitan-area network," *IEEE Journal of Lightwave and Technology*, 11(5), 1993, pp. 764-776.
- [10] W. Hall et al, "The Rainbow-II gigabit optical network," *IEEE Journal of Lightwave and Technology, Special issue on optical networks*, 14(6), 1993, pp. 814-823.
- [11] M. Apithy, Thèse de Maîtrise: "Contribution à l'étude de la propagation dans des composants passifs à fibres optiques," EMAT, Août 2004.
- [12] Alcatel, journée Jean JERPHAGNON.
- [13] T. Suhara and H. Nishihara, "Integrated optics components and devices using periodic structures," *IEEE J. Quantum Electron.*, 22(6), 1986, pp. 845.
- [14] G. Winzer, "Wavelength Multiplexing Components - A review of single mode devices and their applications," *J. of Lightwave Technology*, 2(4), 1984, pp. 369-378.
- [15] Q. Zou, C. Le Moing, L. Dupont, J. L. de Bougrenet de la Tocnaye, Y. Defosse, M. J. Chawki, J. Capmany, and Ch. Liégeois, "Design of liquid crystal tunable filters for wavelength division multiplexing implementations," *Opto. 95*, 1995, pp. 163-168.
- [16] A. Sneh and K. M. Johnson, "High-speed continuously tunable liquid crystal filter for WDM networks," *Journal of Lightwave and Technology*, 14(6), 1996, pp. 1067-1080.
- [17] Y. C. Chung, "Temperature-tuned ZnS étalon filters for WDM Systems," *IEEE Photonics Technology Letters*, 4(6), 1992, pp. 600-602.

- [18] W. P. Huang and J. Hong, "A coupled-waveguide grating resonator filter," *IEEE Photonics Technology Letters*, 4(8), 1992, pp. 884-886.
- [19] S. Legoubin, M. Douay, P. Bernage and P. Niay, "Evolution en fonction de la longueur d'onde de l'intervalle spectral libre des filtres de fabry-perot constitués de réseaux de bragg photoinscrits dans les fibres optiques," En *Comptes rendus des Journées nationales d'optique guidée 1994*, Besançon, 1994. Université de Franche-Comté.
- [20] G. P. Agrawal, *Fiber-Optic Communication Systems* (J. Wiley & Sons, 1997), Chap. 9.
- [21] K. Morito, R. Sahara, K. Sato, Y. Kotaki, "Penalty-free 10 Gb/s NRZ transmission over 100 km of standard fiber at 1.55 μm with a blue-chirp modulator integrated DFB laser," *Phot. Tech. Lett.* 8, 1996, 431-433.
- [22] G.P. Agrawal and N.A. Olsson, U.S. Patent 4979234, 1990.
- [23] G. May, A. Solheim, J. Conradi, "Extended 10 Gb/s fiber transmission distance at 1538 nm using a duobinary receiver", *Phot. Tech. Lett.*, 6, 1994, pp. 648-650.
- [24] M. J. Li, "Recent progress in fiber dispersion compensators", *Proc. ECOC 2001*, Paper Th.M.1.1.
- [25] L. Grüner-Nielsen *et al.*, "Design and manufacture of dispersion compensating fibre for simultaneous compensation of dispersion and dispersion slope," *OSA, Trends in Optics and Photonics*, 29, 1999, pp. 134-141.
- [26] N. H. Ky, H. G. Limberger, and R. P. Salathé, "Efficient broadband intracore grating LP01-LP02 mode converters for chromatic-dispersion compensation," *Optics Letters* 23, 1998, pp. 445-447.
- [27] S. Ramachandran, B. Mikkelsen, L. C. Cowsar, M. F. Yan, "All-fiber, grating-based, higher-order-mode dispersion compensator for broadband compensation and 1000-km transmission at 40 Gb/s," *Proc. ECOC 2000*, Paper PD2.5.
- [28] D. Moss, S. McLaughlin, G. Randall, M. Lamont, M. Ardekani, P. Colbourne, "Multichannel tunable dispersion compensation using all-pass multicavity etalons," *Proc. OFC 2002*, Paper TuT2.
- [29] D. Moss, L. Lunardi, M. Lamont, G. Randall, P. Colbourne, "Tunable dispersion compensation at 10 Gb/s and 40 Gb/s using multicavity all-pass etalons", *Proc. OFC 2003*, Paper TuD1.
- [30] K. Takiguchi; K. Okamoto, K. Moriwaki, "Dispersion compensation using a planar lightwave circuit optical equalizer," *Phot. Tech. Lett.*, 6, 1994, pp. 561-564.
- [31] M. Shirasaki, Y. Kawahata, S. Cao, H. Ooi, N. Mitamura, H. Isono, "Variable dispersion compensator using the Virtually Imaged Phased Array (VIPA) For 40 Gbit/s WDM Transmission Systems," *Proc. ECOC 2000*, Paper PD2.3.
- [32] F. Ouellette. J. F. Cliché and S. Gagnon, "All-fiber devices for chromatic dispersion compensation based on chirped distributed resonant coupling," *J. Lightwave Tech.* 12, 1994, pp. 1728-1738.

- [33] J. F. Brennan III *et al.*, “Realization of >10 m-long chirped fiber Bragg gratings,” *Proc. BGPP* 1999, paper ThD2.
- [34] A.V. Buryak *et al.*, “Optimization of refractive index sampling for multi-channel fiber Bragg gratings,” *Proc. BGPP* 2001.
- [35] K. -M. Feng, S. Lee, R. Khosravani, S.A. Havstad, and J.E. Rothenberg, “45 ITU-100 channels dispersion compensation using cascaded full C-band sampled FBGs for transmission over 640-km SMF,” *Proc. ECOC* 2003, Paper Mo3.2.5.
- [36] M. Morin, M. Poulin, A. Mailloux, F. Trépanier, Y. Painchaux, “Full C-band slope-matched dispersion compensation based on a phase sampled Bragg grating,” *Proc. OFC* 2004, Paper WK1.
- [37] L. E. Adams, B. J. Eggleton, R. P. Espindola, S. Jin, H. Mavoori, J. A. Rogers and T. A. Strasser, U.S. Patent 6169831, 2001.
- [38] J. Lauzon, S. Thibault, J. Martin and F. Ouellette, “Implementation and characterization of fiber Bragg gratings linearly chirped by a temperature gradient,” *Opt. Lett.*, 19, 1994, pp. 2027-2029.
- [39] A. Mugnier, E. Goyat, D. Pureur, P. Yvernault, “Tunable dispersion compensating fibre Bragg grating using pure bending of a simply supported beam,” *Proc. ECOC* 2002, Paper 10.3.5.
- [40] L. Poladian, “Understanding profile-induced group-delay ripples in Bragg gratings,” *Appl. Opt.*, 39, 2000, pp. 1920-1923.
- [41] R. Feced, M. N. Zervas, “Effects of random phase and amplitude errors in optical fibre Bragg gratings,” *J. Lightwave Technol.*, 18, 2000, pp. 90-101.
- [42] M. Derrien, D. Gauden, E. Goyat, A. Mugnier, P. Yvernault and D. Pureur, “Wavelength-frequency analysis of dispersion compensator group delay ripples,” *Proc. OFC* 2003, Paper MF31.
- [43] T. ERDOGAN, “Fiber grating spectra,” *J. Lightwave technol.*, 15(8), 1997, pp. 1277-1293.
- [44] E. Y. B. Pun, P. S. Chung, K. K. Loi, “Index profile of proton-exchanged waveguides in lithium niobate using cinnamic acid,” *Elec. Lett.*, 27(14), 1991, pp. 1282-1283.
- [45] N. Goto, G. L. Yip, “Characterization of proton-exchange and annealed LiNbO₃ waveguides with pyrophosphoric acid,” *Appl. Opt.*, 28(1), 1989, pp. 60-65.
- [46] J. L. Jackel, C. E. Rice and J. J. Veselka, “Proton exchange for high-index waveguides in LiNbO₃,” *Appl. Phys. Lett.*, 41, 1982, pp. 607-608.
- [47] K. K. Loi, E. Y. B. Pun, P. S. Chung, “Proton-exchanged optical waveguides in z-cut LiNbO₃ using toluic acid,” *Elec. Lett.*, 28(6), 1992, pp. 546–548.
- [48] E. Y. B. Pun, P. S. Chung, K. K. Loi and S. A. Zhao, “Proton-exchanged LiNbO₃ using stearic acid,” *IEEE Phot. Tech. Lett.*, 3(11), 1991, pp. 1006–1008.
- [49] Y. Korkishko and V. Fedorov, “Ion exchange in single crystals for integrated optics and optoelectronics,” *Cambridge International Science Publishing*, 1999.

- [50] Y. -S. Son, H. -J. Lee, Y. -K. Jhee, S. -Y. Shin and B. -G. Kim, "Fabrication of LiNbO₃ channel waveguides using water," *IEEE Phot. Tech. Lett.*, 4(5), 1992, pp. 457-458.
- [51] T. Izawa and H. Nakagome, "Optical waveguide formed by electrically induced migration of ions in glass plates," *Appl. Phys. Lett.*, 21(12), 1972, pp. 584-586.
- [52] A. Tervonen, "Critical issues in designing glass integrated optical circuits," *Proc. SPIE*, CR53 25-52.
- [53] M. L. Shah, "Optical waveguides in LiNbO₃ by ion exchange technique," *Appl. Phys. Lett.*, 26(11), 1975, pp. 652-653.
- [54] J. L. Jackel and C. E. Rice, "Variation in waveguides fabricated by immersion of LiNbO₃ in AgNO₃ and TiNO₃ : The role of hydrogen," *Appl. Phys. Lett.*, 41(6), 1982, pp. 508-510.
- [55] P. D. Townsend, "Ion implantation and optical devices," *Vacuum*, 34(3), 1984, pp. 395-398.
- [56] D. Callejo, S. Manotas, M. D. Serrano, V. Bermúdez, F. Agulló-Rueda and E. Diéguez, "Compositional study of LiNbO₃ thin films grown by liquid phase epitaxy," *J. of Crystal Growth*, 226(4), 2001, pp. 488-492.
- [57] R. A. Betts, C. Pitt, "Growth of thin-film lithium niobate by molecular beam epitaxy," *Electron. Lett.*, 21(21), 1985, pp. 960-962.
- [58] J. Liu, C. Xia, X. He, G. Zhou and J. Xu, "Residual stress in beta barium borate (BaB₂O₄) thin films grown by liquid phase epitaxy," *J. Cryst. Growth*, 267, 2004, pp. 161-165.
- [59] F. Sanchez, N. Domingo, M. V. García-Cuenca, C. Guerrero, C. Ferrater and M. Varela, "Pulsed laser deposition of epitaxial buffer layers on LiNbO₃," *Appl. Surf. Science*, 186(1-4), 2002, pp. 397-402.
- [60] Z. Ye, J. He, L. Ye, B. Zhao, W. Weng, H. Lu, "Highly c-axis oriented LiNbO₃ thin film grown on SiO₂/Si substrates by pulsed laser deposition," *Mat. Lett.*, 55(4), 2002, pp. 265-268.
- [61] A. A. Wernberga, H. Gysling, A. Filo, T. Blanton, "Epitaxial growth of lithium niobate thin films from a single-source organometallic precursor using metalorganic chemical vapor deposition," *Appl. Phys. Lett.*, 62, 1993, pp. 946-948.
- [62] S. Y. Lee and R. S. Feigelson, "Reduced optical losses in MOCVD grown lithium niobate thin films on sapphire by controlling nucleation density," *J. Cryst. Growth*, 186(4), 1998, pp. 594-606.
- [63] N. Yamaguchi, T. Hattori, K. Terashima and T. Yoshida, "High-rate deposition of LiNbO₃ films by thermal plasma spray CVD," *Thin Solid Films*, 316(1-2), 1998, pp. 185-188.
- [64] T. Majima, H. Yamamoto, S. A. Kulinich and K. Terashima, "High-rate deposition of LiNb_{1-x}Ta_xO₃ films by thermal plasma spray CVD," *J. Cryst. Growth*, 220(3), 2000, pp. 336-340.

- [65] S. Hirano, T. Yogo, W. Sakamoto, Y. Takeichi and S. Ono, "Processing of highly oriented LiNbO₃ thin films through a metal-organic precursor solution," *J. of the European Ceramic Society*, 24(2), 2004, 435-440.
- [66] M. Takahashi, K. Yamauchi, T. Yagi, A. Nishiwaki, K. Wakita, N. Ohnishi, K. Hotta and I. Sahashi, "Preparation and characterization of high-quality stoichiometric LiNbO₃ thick films prepared by the sol gel method," *Thin Solid Films*, 458(1-2), 2004, pp. 108-113.
- [67] J. Ju, J. Kim, J. Y. Do, M. Kim, S. Park and M. Lee, "Second harmonic generation in periodically poled nonlinear polymer waveguides," *Opt. Lett.*, 29(1), 2004, pp. 89-91.
- [68] I. Kaminov and J. Carruthers, "Optical waveguiding layers in LiNbO₃ and LiTaO₃," *Appl. Phys. Lett.*, 22, 1973, pp. 326-328.
- [69] R. V. Schmidt, I. P. Kaminow, "Metal-diffused optical waveguides in LiNbO₃," *Appl. Phys. Lett.*, 25(8), 1974, pp. 458-460.
- [70] Thèse David HANNAPE, "Modélisation et optimisation de composants optique intégré sur niobate de lithium :aide à la conception,"(chap. 1), Paris VI, 1996.
- [71] M. J. Adams, "An introduction to optical waveguides," John Wiley & sons, 1981.
- [72] G. B. Hocker and W. K. Burns, "Mode dispersion in diffused channel waveguides by the effective index method," *Appl. Opt.*, 16, 1977, pp. 113-118.
- [73] G. B. Hocker, "Strip loaded diffused optical waveguide," *IEEE QE.*, 12, 1976, pp. 232-236.
- [74] G. B. Hocker and W. K. Burns, "Modes in diffused optical waveguides of arbitrary index profile," *IEEE QE.*, 11, 1976, pp. 270-276.
- [75] H. Nishihara, M. Haruna and T. Suhara, "Optical integrated circuits," McGraw-Hill Optical and Electrooptical Engineering series.
- [76] H. Taylor, "Dispersion characteristics of diffused channel waveguides," *IEEE QE.*, 12, 1976, pp. 748-752.
- [77] N. H. Zhu and R. M. Wang, "A simple variational analysis of diffused channel waveguides," *Opt. and Quant. electron.*, 25, 1993, pp. 57-62.
- [78] N. H. Zhu, Y. K. Lin, Z. D. Wu and W. Lin, "Analytical expressions of guided mode field distribution: Analysis and comparison," *IEEE QE.*, 28(6), 1992, pp. 1424-1428.
- [79] Y. Saad, "Iterative Methods for Sparse Linear Systems," 2nd edition, SIAM, 2003.
- [80] C. R. Pollock, M. Lipson (2003), *Photonics intégré*, Springer.
- [81] J. Yamauchi, J. Shibayama, H. Nakano, "Fast-fourier transform beam-propagation method using Fadé approximant operators," *Elect. and communications in Japan*, 78(3), 2007, 12-18.
- [82] L. Alcantara, F. Teixeira, A. Cesar and B. -H. Borges, "An improved wide-angle FD-BPM for nonlinear and nonreciprocal waveguides," *IEEE Trans. Magn.*, 39(3), 2003, pp. 1223-1226.

- [83] J. Shibayama, A. Yamahira, T. Mugita, J. Yamauchi and H. Nakano, "A finite-difference time-domain beam-propagation method for TE- and TM-wave analyses," *J. Lightwave Technol.*, 21(7), 2003, pp. 1709-1715.
- [84] J. Shibayama, T. Takahashi, J. Yamauchi, and H. Nakano, "Efficient Time-Domain Finite-Difference Beam Propagating Methods for the analysis of slabs and circularly symmetric waveguides," *J. of Lightwave Technology*, 3(18), 2000, pp. 437-442.
- [85] F. B. Hildebrand, "Finite-Difference Equations and Simulations," Section 2.2. Prentice-Hall, Englewood Cliffs, New Jersey, 1968.
- [86] W. F. Ames, "Numerical Method for Partial Differential Equations," Section 1.6. Academic Press, New York, 1977.
- [87] C. Yeh, K. Ha, S. Dong and W. Brown, "single mode optical waveguides," *Appl. Opt.*, 18, 1979, pp.1490-1504.
- [88] S. A. Obayya and B. M. A. Rahman, "New full-vectorial numerically efficient propagation algorithm based on the finite element method," *J. Lightwave Technol.*, 18(3), 2000, pp. 409–415.
- [89] S. A. Obayya and B. M. A. Rahman, K. T. V. Gratan and H. A. El-Mikati, "Full vectorial finite-element-based imaginary distance beam propagation solution of complex modes in optical waveguides," *J. Lightwave Technol.*, 20(6), 2002, pp. 1054-1060.
- [90] S. D. Gedney, "An anisotropic perfectly matched layer absorbing media for the truncation of FDTD lattices," *Antennas and Propagation, IEEE Transactions*, 44, 1996, pp. 1630-1639.
- [91] G. Mur, "Absorbing boundary conditions for the finite-difference approximation of the time-domain electromagnetic field equations," *Electromagnetic Compatibility, IEEE Transactions*, 23, 1981, pp. 377-382.
- [92] K. Shlager and J. Schneider, "A selective survey of the finite-difference time-domain literature," *IEEE Antennas Propagat. Mag.*, 37(4), 1995, pp. 39-56.
- [93] Thèse C. Lazar, "Filtre de fréquences optiques par double cavité Fabry-Perot accordable. Etude Théorique et de faisabilité en optique intégrée sur LiNbO₃," Franche-Comté, 1997.

Chapitre 2

Matériau et technologies

1. Introduction

Ce chapitre a pour but de rappeler l'essentiel des propriétés fondamentales du niobate de lithium, de justifier l'intérêt qu'il présente pour l'optique intégrée d'une part, et de présenter la technologie utilisée pour la réalisation du guide distribué sur ce substrat, d'autre part.

2. Applications et propriétés du LiNbO_3

2.1. Quelques applications du LiNbO_3

Le niobate de lithium s'est imposé comme le substrat de choix pour la réalisation de dispositifs optiques de haute technologie. Les applications envisagées avec ce matériau sont nombreuses grâce à l'association remarquable et unique de ses propriétés physiques (électro-optique, photo élastique, piézoélectrique et optique non linéaire).

Les mémoires photo-réfractives font l'objet de nombreux efforts et le $\text{Fe}:\text{LiNbO}_3$ constitue le matériau de référence. L'arrivée à maturité des méthodes de l'inversion périodique de la polarisation spontanée dans le LiNbO_3 donne d'ores et déjà de bons résultats en génération de seconde harmonique et promet l'extension de la technique du quasi-accord de phase à d'autres fonctions non-linéaires [1].

Dans le domaine de l'optique intégrée, le débouché principal des substrats de niobate de lithium est aujourd'hui celui des dispositifs dans le domaine des transmissions optiques [2]. Les composants fabriqués se prêtent en effet assez bien aux connections avec des fibres monomodes standards et leurs propriétés électro-optiques répondent de plus aux besoins gourmands en bande passante du marché. On peut citer l'exemple des modulateurs couramment utilisés sur les lignes à haut débit jusqu'à plusieurs Gbit/s ainsi que les dispositifs acousto-optiques ou les systèmes à solitons temporels [3].

Le niobate de lithium est largement utilisé comme doubleur de fréquence pour les longueurs d'onde plus grandes que 1 mm et les oscillateurs optiques paramétriques (OOPs) pompés à 1064 nm, à cause de ses larges coefficients électro-optiques et acousto-optiques.

Enfin, les propriétés du LiNbO_3 lui ont conféré un statut privilégié pour ce qui est des applications à l'optoélectronique en général et à l'optoélectronique intégrée en particulier. En effet, outre le fait de posséder des coefficients électro-optiques élevés ($r_{33} = 30,8 \text{ pm/V}$), d'avoir un axe optique correspondant à l'axe ferroélectrique, d'être transparent dans une gamme de longueurs d'onde variant de $0,4 \mu\text{m}$ à $4,5 \mu\text{m}$, le niobate de lithium peut être un milieu où quelques métaux peuvent être diffusés par de moyens relativement simples pour réaliser des guides d'onde optiques.

Les diffusions les plus classiques sont obtenues par diffusion à haute température (en dessous du point de Curie) de titane ou par échange protonique entre les ions Li^+ du niobate de lithium et les protons H^+ d'un acide. Le dopage par le titane induit des augmentations d'indice comprises entre 10^{-3} et 10^{-2} aussi bien sur l'indice ordinaire que sur l'indice extraordinaire. L'échange protonique provoque une augmentation de l'indice extraordinaire pouvant atteindre 10^{-1} et une légère baisse de l'indice ordinaire.

L'association de ces propriétés électro-optiques avec les techniques de l'optique intégrée et les méthodes interférométriques font de lui un des matériaux les plus utilisés en optique intégrée pour la réalisation de composants optoélectroniques actifs et miniaturisés tels que modulateurs acousto-optiques, électro-optiques, d'intensité, de phase ou de cohérence, coupleurs directionnels, filtres de fréquence ou à ondes acoustiques de surface (radiocommunications), amplificateurs optiques, cellules de Pockels (lasers déclenchés), les guides diélectriques, les détecteurs pyro-électriques, etc...) [4]-[6]. Ce matériau est utilisé aussi dans les technologies laser.

Après avoir décrit d'une manière non exhaustive les propriétés du niobate de lithium, ainsi que les effets électro-optiques qui lui sont associés, on s'intéresse dans ce qui suit à quelques rappels sur les méthodes de guidage éprouvées en optique intégrée sur LiNbO_3 permettant de dégager la technologie la plus appropriée pour s'affranchir des effets indésirables (pertes).

2.2. Propriétés structurales

Le niobate de lithium (LiNbO_3) est l'un des matériaux les plus attractifs pour l'optoélectronique. C'est un cristal biréfringent uniaxe. Une grande variété de structures a été développée, basée sur le fait que ce matériau ayant des propriétés non-linéaires, ferroélectrique, pyroélectrique, électrooptiques, photoélastiques et piézoélectrique uniques, combinées avec une bonne stabilité mécanique et chimique.

Du point de vue des propriétés mécaniques, les plaquettes de niobate de lithium, d'environ 1mm d'épaisseur et de quelques cm^2 à quelques dizaines de cm^2 de surface, typiquement utilisées en optique intégrée sont suffisamment peu fragiles pour les manipuler comme des lames de microscopie, que ce soit au cours des opérations de nettoyage, de fabrication de structures guidantes ou le recuit à haute température. Mais, le fait que ces échantillons ont les faces et les tranches polies, leur manipulation doit se faire avec beaucoup de soin afin de permettre l'injection et le guidage de la lumière dans des structures guidantes. En fait, la moindre rayure sur la surface peut nuire au guidage de la lumière (pertes très importantes) comme une petite cassure au niveau des tranches peut empêcher l'injection de la lumière dans le guide. Le niobate de lithium est en outre assez facile à polir, mais cette étape reste assez délicate.

Ses propriétés (transparence, non linéarité, dommage optique, effet Kerr,...) correspondent aux principaux critères requis pour la réalisation de composants non linéaires. La croissance cristalline du niobate de lithium et les techniques de dopage (Er [7]-[10], Nd, H, Ti [11],

[12],...) sont bien maîtrisées. La structure cristalline ainsi que les propriétés du LiNbO_3 ont fait l'objet de nombreuses investigations [13], [14].

En dehors d'analyses par diffraction des rayons X, la mesure de température de Curie T_c , (appelée aussi température de transition), sensible aux écarts de composition, est aussi un indicateur de qualité. On rappelle ainsi qu'au dessus de T_c , les atomes de lithium reviennent dans une position symétrique par rapport aux plans des atomes d'oxygène. C'est la phase *paraélectrique* caractérisée par une polarisation diélectrique spontanée nulle. A température ambiante, ce matériau est au contraire dans une phase ferroélectrique orientée [15], c'est-à-dire qu'il possède une polarisation spontanée réversible résultant d'un décalage entre les barycentres des charges positives et des charges négatives du cristal. Ce matériau possède donc un cycle d'hystérésis électrique remarquable qui décrit le comportement non linéaire de la polarisation et son inversion en fonction du champ électrique appliqué (Figure 2.1) où P_s est la polarisation spontanée ($71\mu\text{C}/\text{cm}^2$) et E_c est le champ coercitif ($21\text{ kV}/\text{mm}$) (champ électrique nécessaire pour annuler la polarisation spontanée) [16]. La ferroélectricité du LiNbO_3 fut découverte en 1949 dans le laboratoire *Bell Telephone* [15].

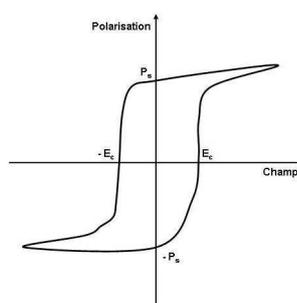


Figure 2.1 Représentation du cycle d'hystérésis (courbe polarisation ou déplacement en fonction du champ électrique) d'un cristal ferroélectrique.

Sa structure cristalline est décrite comme un empilement de plans composés chacun de trois atomes d'oxygène, deux plans formant un octaèdre. L'arrangement des cations au sein des octaèdres se présente sous la forme d'une séquence de Niobium (Nb), libre [17] comme le schématise la figure 2.2.

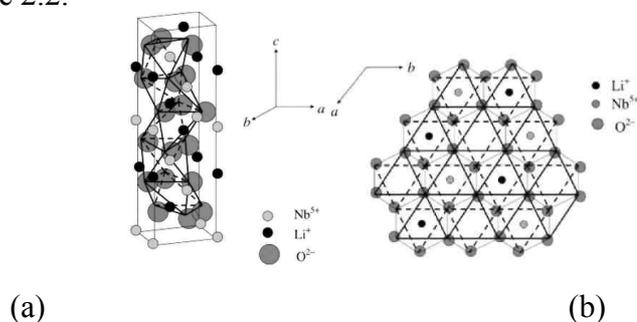


Figure 2.2 Structure cristallographique de LiNbO_3 [18].

- vue suivant l'axe c (notation cristallographique sera par la suite appelé l'axe z) d'une cellule unitaire.
- vue dans le plan ab .

Dans la phase paraélectrique où la température est au-dessus de T_c ($T_c = 1210$ °C), les atomes de lithium sont dans une position symétrique par rapport aux plans sur lesquels se placent les atomes d'oxygène, donc la polarisation spontanée (P_s) du cristal est nulle. Le déplacement des ions Nb^{5+} et Li^+ avant et après la transition de phase ferroélectrique est illustrée à la figure 2.3.

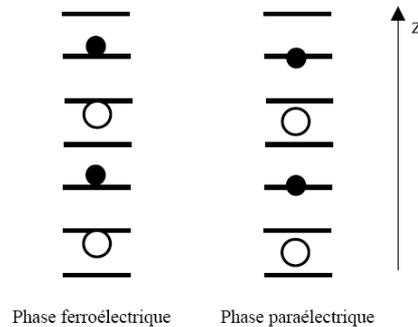


Figure 2.3 Plans oxygène et cations dans les deux phases ferroélectrique et paraélectrique de $LiNbO_3$

Les principales caractéristiques optiques des cristaux de $LiNbO_3$ sont exposées dans le tableau 2.1 suivant. Nous remarquons en particulier les valeurs des forts coefficients non linéaires d_{33} et électro-optique r_{33} .

2.3. Interaction électro-optique

Nous allons discuter dans ce paragraphe de la propagation de la lumière à travers un milieu soumis à un champ électrique externe. Tout matériau soumis à l'action d'une onde électromagnétique est le siège d'une polarisation induite qui détermine entièrement la réponse du milieu à l'excitation du rayonnement. Les fortes intensités lumineuses émises par les lasers produisent des champs électriques dont l'ordre de grandeur s'approche de celui du champ électrique assurant la cohésion des électrons aux noyaux des atomes ou des molécules. Elles provoquent un déséquilibre de la position des électrons : ceci est à l'origine de la non-linéarité optique des milieux diélectriques.

De façon générale, quand un champ électromagnétique est appliqué à un milieu, il en perturbe les propriétés diélectriques. Dans un milieu isotrope, une biréfringence est induite; dans un milieu anisotrope, la biréfringence est modifiée (ou altérée).

2.3.1. Effet électro-optique

L'effet électro-optique se traduit par une variation des constantes diélectriques et une rotation des axes diélectriques d'un cristal, sous l'action d'un champ électrique. Le champ électrique induit donc une déformation de l'ellipsoïde d'indice du cristal.

Propriétés du LiNbO ₃	
Système de symétrie	Trigonal
Groupe d'espace	R3C
Composition (% LiO ₂)	48,45
Paramètres de mailles (Å)	$a = 5,148, c = 13,863$
Densité (g/cm ³)	4,64
Point de fusion (°C)	1255 (+/- 5)
Température de Curie T_c (°C)	1140 (+/- 5)
Domaine de transparence (µm)	0,42 - 5,2
Dommages optiques (MW/cm ²) à $\lambda = 1.06 \mu\text{m}$	300
Résistivité ($\Omega \times \text{cm}$)	5×10^{-8} (à 400°C)
Dureté (échelle Mohs)	5
Coefficient d'absorption	$\sim 0.1\% / \text{cm}$ à 1064 nm
Solubilité	insoluble dans le H ₂ O
Indices de réfraction (à 25°C)	$n_e = 2.146, n_o = 2.220$ à 1300 nm $n_e = 2.156, n_o = 2.322$ à 1064 nm $n_e = 2,1719, n_o = 2,2507$ à 840 nm $n_e = 2.203, n_o = 2.286$ à 632.8 nm
Homogénéité optique	$\sim 5 \times 10^{-5} / \text{cm}$
Conductivité thermique	38 W / m / K à 25°C
Equations de Sellmeier (λ en µm)	$n_o^2(\lambda) = 4.9048 + 0.11768 / (\lambda^2 - 0.04750) - 0.027169 \lambda^2$ $n_e^2(\lambda) = 4.5820 + 0.099169 / (\lambda^2 - 0.04443) - 0.021950 \lambda^2$
Non linéarité (pm/V) à $\lambda = 1.06 \mu\text{m}$	$d_{22} = 3.07$ $d_{31} = d_{15} = 5.95$ $d_{33} = 34.4$
Coefficients électro-optiques (pm/V)	$r_{33} = 30.8, r_{31} = 8.6$ $r_{22} = 3.4, r_{51} = 2.8$

Tableau 2.1 Quelques propriétés optiques et physiques du LiNbO₃

L'ellipsoïde d'indice est une représentation, permettant de donner une interprétation géométrique des propriétés optiques d'un cristal. Les axes et les dimensions de l'ellipsoïde correspondent respectivement aux axes diélectriques (axes neutres) et aux valeurs des indices de réfraction du cristal. L'ellipsoïde d'indice d'un cristal s'exprime par la relation :

$$\varepsilon_0 \left(\frac{X^2}{\varepsilon_x} + \frac{Y^2}{\varepsilon_y} + \frac{Z^2}{\varepsilon_z} \right) = 1 \quad (2.1)$$

ou encore

$$\frac{X^2}{n_x^2} + \frac{Y^2}{n_y^2} + \frac{Z^2}{n_z^2} = 1 \quad (2.2)$$

où ε_0 est la permittivité diélectrique du vide, avec, n_x , n_y et n_z sont les indices de réfraction du cristal dans les directions des axes principaux x , y et z , respectivement, et sont donnés par

$$n_{x,y,z} = \sqrt{\frac{\varepsilon_{x,y,z}}{\varepsilon_0}} \quad (2.3)$$

On définit souvent le tenseur d'imperméabilité $\eta_{x,y,z} = \varepsilon_0 / \varepsilon_{x,y,z} = 1/n_{x,y,z}^2$. Dans le cas général, cette équation présente l'ellipsoïde d'un cristal biaxe qui possède deux axes optiques selon lesquels il se comporte comme un milieu isotrope.

Lorsque $n_x = n_y$, l'ellipsoïde est de révolution et le cristal est uniaxe possédant un seul axe optique ; c'est le cas du niobate de lithium. L'ellipsoïde des indices devient un ellipsoïde de révolution, ayant comme axe de symétrie OZ (Figure 2.4).

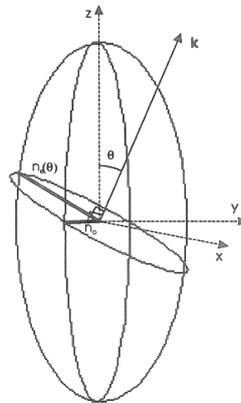


Figure 2.4 Ellipsoïde des indices.

La valeur commune de n_x et n_y est notée n_o et appelé indice ordinaire, alors que $n_z = n_e$ est l'indice extraordinaire. En particulier dans le cas du LiNbO_3 , $n_e - n_o < 0$; la biréfringence est négative. L'ellipsoïde des indices pour un matériau uniaxe s'écrit :

$$\left(\frac{X^2 + Y^2}{n_o^2} + \frac{Z^2}{n_e^2} \right) = 1 \quad (2.4)$$

Lorsque $n_x = n_y = n_z$, le matériau est isotrope et son ellipsoïde est représenté par une sphère.

Le tenseur d'imperméabilité $\eta_{x,y,z}$ dépend de la distribution des charges dans le cristal. L'application d'un champ électrique E a comme résultat une redistribution des charges liées et probablement, une légère déformation de la maille cristalline. Le résultat global est une modification du tenseur, donc une variation d'indice due à l'effet électro-optique, qui s'exprime par une relation générale du type [19]:

$$\frac{1}{n'^2} = \frac{1}{n^2} + rE + RE^2 + \dots \quad (2.5)$$

où n est l'indice du cristal dans une direction déterminée et n' est l'indice du cristal dans la même direction après application d'un champ électrique.

Considérons uniquement les deux premiers termes de ce développement. r et R sont respectivement les coefficients électro-optiques linéaire et quadratique du cristal. Nous écrivons donc la variation d'indice dû à l'effet électro-optique sous la forme :

$$\Delta\left(\frac{1}{n^2}\right) = rE + RE^2 \quad (2.6)$$

* Effet Kerr : Si la modification d'indice de réfraction est proportionnelle au carré du champ appliqué, il s'agit alors de l'effet électro-optique quadratique ou effet Kerr. Cet effet est normalement négligé quand l'effet linéaire est présent.

* Effet Pockels : Si elle est proportionnelle au champ appliqué, on parle d'effet électro-optique linéaire ou d'effet Pockels. C'est l'effet du premier ordre. Il est largement utilisé pour la réalisation de modulateurs LiNbO_3 , ou encore de «*Q-switching*» obtenus en associant les propriétés de guidage du cristal photonique et celles du LiNbO_3 . Les constantes diélectriques, donc les indices de réfraction, varient linéairement par rapport au champ électrique appliqué sur ce matériau. Cette propriété est observée uniquement dans les cristaux qui ne présentent pas de centre de symétrie cristalline (non-centrosymétriques) [19].

Pour tenir compte des différentes propriétés cristallines selon la direction considérée dans le cristal, et des directions des champs électriques appliqués, une relation tensorielle exprime la variation d'indice due à l'effet électro-optique.

$$\Delta\left(\frac{1}{n^2}\right)_{k,l} = r_{klm}E_m + R_{klmn}E_mE_n \quad (2.7)$$

où $k, l, m, n = 1, 2, 3$, correspondant respectivement à X, Y, Z . r_{klm} et R_{klmn} sont les coefficients des tenseurs électro-optiques linéaire et quadratique. Ces deux tenseurs sont caractéristiques du cristal considéré.

Dans le cas des cristaux non-centrosymétriques et compte tenu des intensités des champs lumineux et électriques utilisés, le terme quadratique, correspondant à l'effet Kerr, est négligeable en première approximation. En pratique, seul le terme linéaire correspondant à l'effet Pockels est pris en compte. La variation d'indice due à l'effet électro-optique se réduit à l'effet Pockels et on aura l'expression tensorielle suivante :

$$\Delta\left(\frac{1}{n^2}\right)_{k,l} = r_{klm} E_m = \Delta\left(\frac{1}{n^2}\right)_i = r_{im} E_m \quad (2.8)$$

L'indice i est obtenu en utilisant la réduction d'indices couramment utilisée. Le nombre de coefficients du tenseur électro-optique est alors réduit de 27 à 18 éléments. Pour déterminer le nouvel ellipsoïde d'indice induit par effet électro-optique, nous utilisons le formalisme suivant :

L'expression développée de l'équation tensorielle (2.8) peut s'écrire sous forme matricielle,

$$\begin{bmatrix} \Delta\left(\frac{1}{n^2}\right)_1 \\ \Delta\left(\frac{1}{n^2}\right)_2 \\ \bullet \\ \bullet \\ \bullet \\ \Delta\left(\frac{1}{n^2}\right)_6 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} r_{11} & r_{12} & r_{13} \\ r_{21} & r_{22} & r_{23} \\ \bullet & \bullet & \bullet \\ \bullet & \bullet & \bullet \\ \bullet & \bullet & \bullet \\ r_{61} & r_{62} & r_{63} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_1 \\ E_2 \\ E_3 \end{bmatrix} \quad (2.9)$$

où le tenseur électro-optique linéaire est $[r] = \begin{bmatrix} r_{11} & r_{12} & r_{13} \\ r_{21} & r_{22} & r_{23} \\ \bullet & \bullet & \bullet \\ \bullet & \bullet & \bullet \\ \bullet & \bullet & \bullet \\ r_{61} & r_{62} & r_{63} \end{bmatrix}$

Une matrice symétrique caractérisant la nouvelle distribution d'indice de réfraction dans le cristal peut ainsi être déterminée. L'expression de cette matrice est :

$$\left(\frac{1}{n^2}\right) = \begin{bmatrix} \frac{1}{n_x^2} + \Delta\left(\frac{1}{n^2}\right)_1 & \Delta\left(\frac{1}{n^2}\right)_6 & \Delta\left(\frac{1}{n^2}\right)_5 \\ \Delta\left(\frac{1}{n^2}\right)_6 & \frac{1}{n_x^2} + \Delta\left(\frac{1}{n^2}\right)_2 & \Delta\left(\frac{1}{n^2}\right)_4 \\ \Delta\left(\frac{1}{n^2}\right)_5 & \Delta\left(\frac{1}{n^2}\right)_4 & \frac{1}{n_x^2} + \Delta\left(\frac{1}{n^2}\right)_3 \end{bmatrix} \quad (2.10)$$

Cette matrice représente les indices induits par effet électro-optique. Le changement d'indice induit par le champ électrique dans un cristal donné peut être décrit par la modification de l'ellipsoïde des indices: et l'équation de l'ellipsoïde d'indice déformé peut être exprimée sous la forme générale [20] :

$$\begin{aligned} & \left(\frac{1}{n_x^2} + \Delta\left(\frac{1}{n^2}\right)_1\right) X^2 + \left(\frac{1}{n_y^2} + \Delta\left(\frac{1}{n^2}\right)_2\right) Y^2 + \left(\frac{1}{n_z^2} + \Delta\left(\frac{1}{n^2}\right)_3\right) Z^2 \\ & + 2\Delta\left(\frac{1}{n^2}\right)_4 YZ + 2\Delta\left(\frac{1}{n^2}\right)_5 XZ + 2\Delta\left(\frac{1}{n^2}\right)_6 XY = 1 \end{aligned} \quad (2.11)$$

La présence d'une variation d'indice dans le terme carré indique qu'il y a variation de la longueur des axes principaux de l'ellipse, donc changement de l'indice de réfraction dans cette

direction. Les termes croisés montrent qu'il y a rotation des axes de l'ellipse, donc rotation des axes neutres du cristal. Cette rotation s'accompagne également de variations d'indice sur les nouvelles lignes neutres induites. Les nouvelles orientations des axes neutres du cristal et les indices de réfraction dans ces directions sont déterminés en exprimant l'équation de l'ellipsoïde déformé sous sa forme canonique :

$$\frac{X'^2}{n_x'^2} + \frac{Y'^2}{n_y'^2} + \frac{Z'^2}{n_z'^2} = 1 \quad (2.12)$$

Les axes X' , Y' et Z' se déduisent des axes X , Y et Z par simple rotation dans l'espace. Ce formalisme permet de déterminer l'ellipsoïde d'indice d'un cristal déformé par effet électro-optique. Par ailleurs, l'effet électro-optique dépend des orientations du champ électrique et de la polarisation de la lumière par rapport à la coupe du cristal. En général, les axes principaux de l'ellipsoïde des indices perturbés ne coïncident pas avec les axes à champ nul; il s'agit donc de chercher à partir de l'équation de l'ellipsoïde des indices les nouveaux axes et les valeurs des indices de réfraction associés. On s'intéresse maintenant au cas particulier du niobate de lithium qui fait l'objet de ce travail.

2.3.2. Effet électro-optique dans le LiNbO_3

Les cristaux de symétrie $3m$ ont une grande importance, en particulier le niobate de lithium. Ils présentent un effet électro-optique fort. Du fait des symétries propres aux cristaux du groupe $3m$, le niobate de lithium possède deux constantes diélectriques indépendantes (cristal uniaxe). Les propriétés optiques de ce type de matériau sont entièrement déterminées par deux indices:

a) L'indice ordinaire n_o qui correspond à une direction de propagation perpendiculaire à l'axe cristallin Z .

b) L'indice extraordinaire n_e , qui correspond à une polarisation parallèle à l'axe Z .

Leur tenseur électro-optique (symétrie $3m$) comprend les éléments suivants:

$$[r] = \begin{bmatrix} 0 & -r_{22} & r_{13} \\ 0 & r_{22} & r_{13} \\ 0 & 0 & r_{33} \\ 0 & r_{51} & 0 \\ r_{51} & 0 & 0 \\ -r_{22} & 0 & 0 \end{bmatrix}$$

Pour ce matériau, l'ellipsoïde d'indice déformé par effet électro-optique se déduit de l'équation générale (2.11), en remplaçant les variations d'indice par leurs expressions calculées à partir de la relation (2.9). L'équation de l'ellipsoïde des indices pour LiNbO_3 , compte tenu d'un champ électrique $\vec{E} = (E_x, E_y, E_z)$ s'écrit:

$$\left(\frac{1}{n_o^2} - r_{22}E_y + r_{13}E_z\right)X^2 + \left(\frac{1}{n_o^2} + r_{22}E_y + r_{13}E_z\right)Y^2 + \left(\frac{1}{n_e^2} + r_{33}E_z\right)Z^2 + 2r_{51}E_yYZ + 2r_{51}E_xZX - 2r_{22}E_xXY = 1 \quad (2.13)$$

On remarque que sous l'action du champ électrique appliqué, la forme de l'ellipsoïde se modifie [20]. Les coefficients électro-optiques linéaires les plus élevés dans le niobate de lithium sont r_{33} et r_{13} (voir tableau 2.1). Ce sont ces coefficients qui provoquent les déformations les plus importantes de l'ellipsoïde d'indice, donc les variations d'indice les plus grandes. Dans de nombreux cas, les coupes des cristaux et les directions des champs électriques appliqués sont choisies de manière à utiliser au mieux ces coefficients.

Pour illustrer les conséquences de l'effet électro-optique nous étudions maintenant deux exemples qui mettent en évidence deux conséquences caractéristiques de l'effet électro-optique.

a)-Considérons une onde se propageant selon la direction Y d'un cristal de niobate de lithium, la section de l'ellipsoïde par un plan normal à Y donne une ellipse d'équation :

$$\left(\frac{1}{n_o^2} - r_{22}E_Y + r_{13}E_Z\right)X^2 + \left(\frac{1}{n_e^2} + r_{33}E_Z\right)Z^2 + 2r_{51}E_X ZX = 1 \quad (2.14)$$

Dans le plan $[X, Z]$, l'équation de l'ellipsoïde d'indice au repos s'exprime par la relation:

$$\frac{X^2}{n_o^2} + \frac{Z^2}{n_e^2} = 1 \quad (2.15)$$

On applique un champ électrique $(0, 0, E_Z)$ puisque l'effet électro-optique maximum est obtenu avec le coefficient r_{33} . L'équation (2.14) se simplifie :

$$\left(\frac{1}{n_o^2} + r_{13}E_Z\right)X^2 + \left(\frac{1}{n_e^2} + r_{33}E_Z\right)Z^2 = 1 \quad (2.16)$$

Il s'agit d'une ellipse dont les axes sont orientés suivant les directions OZ (normal à la surface) et OX (parallèle à la surface). Le champ E_Z n'a comme effet que la déformation de l'ellipse dans le plan $[X, Z]$; son orientation reste inchangée. Dans le substrat, les deux ondes propres ont les polarisations respectivement verticale et horizontale et les indices (demi-axes de cette ellipse) varient sous l'action du champ respectivement comme :

$$\frac{1}{\sqrt{\left(\frac{1}{n_e^2} + r_{33}E_Z\right)}} \text{ et } \frac{1}{\sqrt{\left(\frac{1}{n_o^2} + r_{13}E_Z\right)}} \quad (2.17)$$

Les nouveaux indices peuvent s'exprimer à partir de la relation (2.5) utilisée pour introduire le formalisme de l'effet électro-optique comme,

$$\begin{aligned} \frac{1}{n_x^2} &= \frac{1}{n_o^2} + r_{13}E_Z \\ \frac{1}{n_z^2} &= \frac{1}{n_e^2} + r_{33}E_Z \end{aligned} \quad (2.18)$$

Les valeurs de ces nouveaux indices dans les directions des axes neutres X et Z se déterminent à partir des équations précédentes par une approximation du premier ordre. Ces valeurs s'expriment par les relations suivantes :

$$\begin{aligned} n_x &= n_o - \frac{1}{2} r_{13} n_o^3 E_z \\ n_z &= n_e - \frac{1}{2} r_{33} n_e^3 E_z \end{aligned} \quad (2.19)$$

Les variations de l'indice sous l'action de la composante E_z du champ électrique appliqué sont :

$$\begin{aligned} \Delta n_e &\approx -\frac{1}{2} r_{33} n_e^3 E_z \\ \Delta n_o &\approx -\frac{1}{2} r_{13} n_o^3 E_z \end{aligned} \quad (2.20)$$

Comme Δn_e est plus grand que Δn_o (puisque $r_{33} \gg r_{13}$), on choisit le mode de polarisation en fonction de la coupe, pour une propagation suivant l'axe Y :

- Dans le cas où le cristal est en coupe Z , le mode est quasi-TM.
- Dans le cas où le cristal est en coupe X , le mode est quasi-TE.

En général, pour d'autres configurations (coupe, direction de propagation ou direction du champ électrique appliqué), la variation de l'indice suit une loi de la forme :

$$\Delta n \approx -\frac{1}{2} r n^3 E \quad (2.21)$$

où r et E sont choisis en fonction de la configuration du guide et des électrodes. Le choix de la coupe et la polarisation dans notre cas sera justifié dans le chapitre suivant. Par la suite, cette formule est appliquée pour obtenir la variation de l'indice effectif dans le guide

$$\Delta n_{eff} \approx -\frac{1}{2} r n_{eff}^3 E \quad (2.22)$$

b)- Considérons une onde se propageant selon la direction Z dans un cristal de niobate de lithium. Dans le plan $[X, Y]$, l'équation de l'ellipsoïde d'indice est l'équation d'un cercle, montrant qu'une onde se propageant dans cette direction " voit " un milieu isotrope. Cette équation est :

$$\frac{X^2}{n_o^2} + \frac{Y^2}{n_o^2} = 1 \quad (2.23)$$

L'application d'un champ électrique $(E_x, 0, 0)$ déforme l'ellipsoïde d'indice et son équation dans ce plan, d'après (2.13), est de la forme

$$\frac{X^2}{n_o^2} + \frac{Y^2}{n_o^2} + 2r_{12} E_x XY = 1 \quad (2.24)$$

La présence d'un terme croisé indique qu'il y a rotation des axes principaux de l'ellipsoïde, donc rotation des axes neutres. Les nouveaux axes $[X', Y']$ se déduisent des axes $[X, Y]$ par rotation. L'expression canonique de l'ellipsoïde d'indice sur les nouveaux axes principaux permet de déterminer l'angle de rotation, ainsi que les valeurs des indices sur ces nouveaux axes. Dans le nouveau repère d'axes principaux, cette équation s'exprime par la relation :

$$\left(\frac{1}{n_o^2} + r_{12} E_x\right) X'^2 + \left(\frac{1}{n_o^2} - r_{12} E_x\right) Y'^2 = 1 \quad (2.25)$$

Dans ce cas simple, la rotation des axes est de 45° . Les valeurs des nouveaux indices se déduisent de l'équation (2.25) de la même manière que précédemment.

$$\begin{aligned} n_{x'} &= n_o - \frac{1}{2} r_{12} n_o^3 E_x \\ n_{y'} &= n_o + \frac{1}{2} r_{12} n_o^3 E_x \end{aligned} \quad (2.26)$$

Dans cet exemple, le champ électrique appliqué E_x induit, par effet électro-optique, une rotation de 45° des axes lents du cristal et une modification de l'indice de signe opposé dans chacune des directions de ces axes exprimée par $\pm \frac{1}{2} r_{12} n_o^3 E_x$. L'onde se propageant dans la direction Z "voit" maintenant un milieu biréfringent. Le niobate de lithium est devenu biaxe par effet électro-optique.

Après ces quelques rappels généraux sur l'effet électro-optique, nous abordons dans ce qui suit l'effet électro-optique dans le cas de l'optique intégrée où le champ électrique appliqué est inhomogène.

2.4. Indices de réfraction, biréfringence et guidage optique

Un bref examen des indices de réfraction qui vont de concert avec une large fenêtre de transparence souligne encore l'intérêt de ce matériau. Le niobate de lithium possédant une polarisation spontanée, est optiquement anisotrope (Un milieu homogène est dit "anisotrope" quand certaines de ses propriétés vectorielles ne sont pas les mêmes dans les diverses directions qui rayonnent autour d'un point), et on remarque que LiNbO_3 est un matériau uniaxe négatif. Les indices ordinaires et extraordinaires varient avec la longueur d'onde mais l'écart entre l'indice ordinaire et extraordinaire varie peu dans le domaine visible et proche de l'infrarouge.

Les modes des guides réalisés dans du LiNbO_3 sont dus à de faibles variations d'indice. Rappelons que selon la méthode d'élaboration des guides, et les valeurs des indices ordinaire ou extraordinaire, les variations peuvent être positives ou négatives [21]-[23]. La principale spécificité d'un tel guidage, dit à faible variation d'indice (10^{-2}), est la simplification du problème vectoriel en une équation de propagation scalaire. Les solutions orthogonales correspondent alors aux deux états de polarisation possible du champ incident. On définit de cette façon les modes TE (transverse électrique) pour lesquelles les composantes E_y et H_x sont dominantes, et les modes TM (transverse magnétique) pour lesquelles les composantes dominantes sont E_x et H_y .

En pratique, on retient que la faible variation d'indice est suffisante pour assurer la réflexion totale au sein du guide et laisse toutefois le milieu homogène du point de vue des effets liés à la polarisation.

Du point de vue quantitatif, même après les simplifications ci-dessus, il n'y a pas de solution analytique exacte au problème de propagation d'une structure à deux dimensions. Diverses techniques de calcul ont donc été développées afin de modéliser les caractéristiques du mode propagé à partir du profil d'indice réel dans une section du guide [24]. La méthode

des indices effectifs (voir paragraphe I.6) est en particulier souvent choisie pour établir des abaques des paramètres de fabrication des guides et prévoir avec une précision raisonnable de la dimension et la longueur d'onde de coupure des modes guidés [25].

3. Guides d'onde optique

3.1. Guide d'onde optique créé par diffusion de Ti dans le LiNbO_3

Dans ce paragraphe, on va décrire la structure d'un guide obtenu par la diffusion de titane (Ti) dans le LiNbO_3 , le profil d'indice ainsi que la forme du mode fondamental véhiculé par le guide. La diffusion du titane produit dans la maille cristalline de LiNbO_3 un accroissement d'indice qui crée des guides. Pour obtenir un guide, un gradient d'indice doit être créé à la surface du cristal [26] (Figure 2.5).

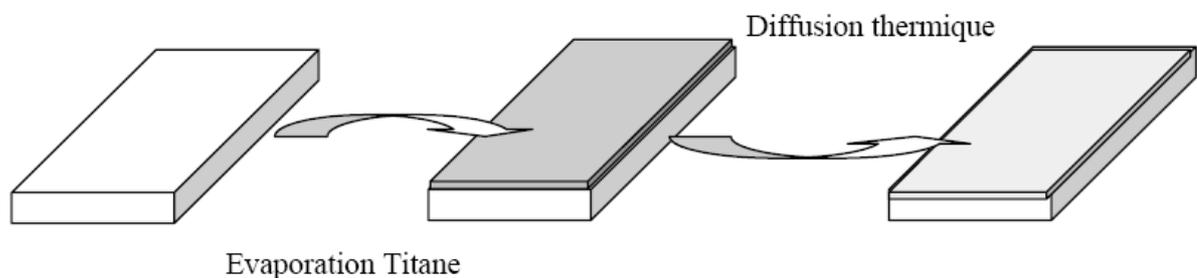


Figure 2.5 Schématisation de la réalisation de guide titane

Pour obtenir un guide rectiligne, une étape de masquage et de lithographie intervient avant la diffusion thermique (Figure 2.6). En effet, après l'évaporation du Titane, une résine photosensible positive est déposée et insolée aux UV à travers un masque. Les parties insolées sont ôtées grâce à un développeur puis, une attaque chimique permet d'éliminer le titane non protégé. Le masque et la résine sont alors enlevés. Le titane restant est diffusé au sein du cristal.

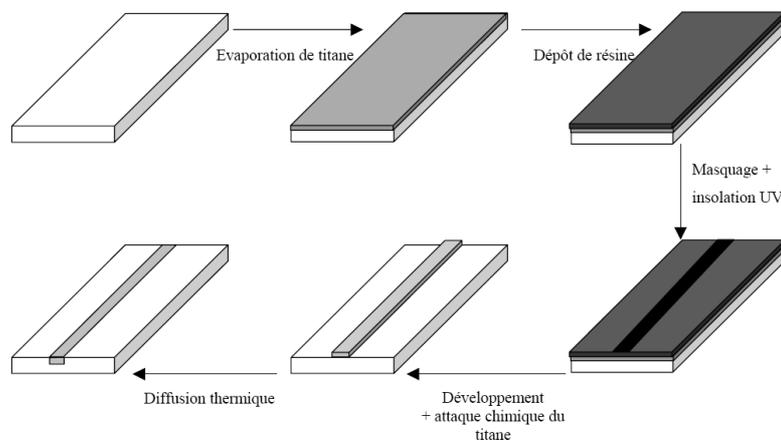


Figure 2.6 Principe de la réalisation d'un guide rectiligne Ti sur LiNbO_3

Une couche de titane de 10 à 100 nm est déposée par évaporation sous vide. Le processus de diffusion s'effectue sous flux d'oxygène à 1020 °C. En fonction de l'épaisseur de la couche de Ti et des différents paramètres du processus de diffusion (durée et température), les profils d'indice de réfraction des guides peuvent être définis grâce à des relations bien établies [27]-[29]. Le profil est gaussien en profondeur (Figure 2.7).

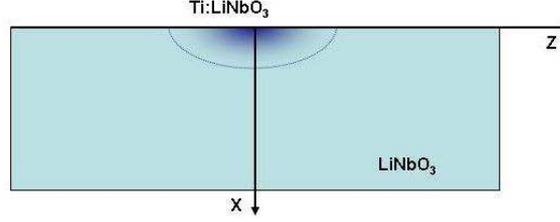


Figure 2.7 Section dans le substrat de niobate après diffusion.

Le ruban de titane est caractérisé par son épaisseur τ , sa largeur W , la densité et la masse molaire de Ti ($\rho_{Ti} = 4,54.10^3 \text{ kg/m}^3$ et $M_{Ti}=47,9 \text{ kg / kmol}$), respectivement. La concentration d'atomes de Ti dans ce ruban est : $C_R = N_A \rho_{Ti}/M_{Ti} = 5,71.10^{28} \text{ atomes/m}^3$ ($N_A = 6.0221367.10^{26}$ est le nombre d'Avogadro).

On exprime la concentration dans chaque point du guide à tout instant comme

$$C(X,Y,Z,t) = \frac{1}{2\sqrt{\pi D_X(t-t_0)}} \frac{1}{2\sqrt{\pi D_Y(t-t_0)}} \frac{1}{2\sqrt{\pi D_Z(t-t_0)}} \cdot \int_{-\infty}^{+\infty} dZ' \int_{-\infty}^{+\infty} dY' \int_{-\infty}^{+\infty} dX' \cdot \exp\left(-\frac{(Y-Y')^2}{4D_Y(t-t_0)} - \frac{(Z-Z')^2}{4D_Z(t-t_0)}\right) \cdot \left[\exp\left(-\frac{(X-X')^2}{4D_X(t-t_0)}\right) + \exp\left(-\frac{(X+X')^2}{4D_Z(t-t_0)}\right) \right] \cdot C\left(X',Y',Z',t_0\right) \quad (2.27)$$

où les constantes de diffusion D_X , D_Y et D_Z respectent également la loi d'Arrhenius sur la variation en température :

$$\begin{aligned} D_X &= D_{0X} \cdot e^{-\frac{E_{0X}}{kT}} \\ D_Y &= D_{0Y} \cdot e^{-\frac{E_{0Y}}{kT}} \\ D_Z &= D_{0Z} \cdot e^{-\frac{E_{0Z}}{kT}} \end{aligned} \quad (2.28)$$

Pendant la phase initiale (jusqu'à environ 950°C), le titane passe par différentes phases intermédiaires. Pendant la période initiale de diffusion dans le niobate, les atomes de Ti constituent une couche superficielle dont la surface est constante mais dont l'épaisseur τ' est différente de l'épaisseur τ déposée. La concentration de Ti dans la couche superficielle est C_S (concentration de saturation d'atomes de Ti dans le LiNbO₃), différente de C_R . La conservation du nombre d'atomes impose l'égalité $C_R \tau = C_S \tau'$, d'où $\tau' = \tau C_R/C_S$.

La concentration volumique dans le substrat en fonction des coordonnées, à l'instant initial t_0 (avant le début de la diffusion) est non nulle et constante :

- en X : entre $X = 0$ et $X = \tau'$
- en Y : entre $Y = -W/2$ et $Y = +W/2$

Ceci permet d'exprimer la concentration à l'instant initial comme étant de la forme :

- en X : $\sigma(X) - \sigma(X - \tau')$
- en Y : $\sigma(Y + W/2) - \sigma(Y - W/2)$

où $\sigma(X)$ est la fonction - échelon (*Heaviside*). La concentration à l'instant initial s'écrit :

$$C(X, Y, Z, t) = C_s [\sigma(X) - \sigma(X - \tau')] \cdot \left[\sigma\left(Y + \frac{W}{2}\right) - \sigma\left(Y - \frac{W}{2}\right) \right] \quad (2.29)$$

En introduisant l'expression (2.29) dans (2.27), on obtient l'expression de la concentration dans le substrat à un instant $t > t_0$ quelconque :

$$\begin{aligned} C(X, Y, Z, t) = & \frac{1}{2\sqrt{\pi D_x(t-t_0)}} \frac{1}{2\sqrt{\pi D_y(t-t_0)}} \frac{1}{2\sqrt{\pi D_z(t-t_0)}} \\ & \cdot \int_{-\infty}^{+\infty} dZ' \int_{-\infty}^{+\infty} dY' \int_{-\infty}^{+\infty} dX' \cdot \exp\left(-\frac{(Y-Y')^2}{4D_y(t-t_0)} - \frac{(Z-Z')^2}{4D_z(t-t_0)}\right) \\ & \cdot \left[\exp\left(-\frac{(X-X')^2}{4D_x(t-t_0)}\right) + \exp\left(-\frac{(X+X')^2}{4D_x(t-t_0)}\right) \right] \\ & \cdot C_s [\sigma(X') - \sigma(X' - \tau')] \cdot \left[\sigma\left(Y' + \frac{W}{2}\right) - \sigma\left(Y' - \frac{W}{2}\right) \right] \end{aligned} \quad (2.30)$$

La concentration de Ti dans le substrat, après diffusion complète est :

$$\begin{aligned} C(X, Y, Z, t) = & \frac{C_s}{4} \left[\operatorname{erf}\left(\frac{X + \tau'}{2\sqrt{D_x(t-t_0)}}\right) - \operatorname{erf}\left(\frac{X - \tau'}{2\sqrt{D_x(t-t_0)}}\right) \right] \\ & \cdot \left[\operatorname{erf}\left(\frac{W - 2Y}{4\sqrt{D_y(t-t_0)}}\right) + \operatorname{erf}\left(\frac{W + 2Y}{4\sqrt{D_y(t-t_0)}}\right) \right] \end{aligned} \quad (2.31)$$

où la fonction erreur est

$$\operatorname{erf}(Z) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^Z e^{-t^2} dt \quad (2.32)$$

Si $t_0 = 0$ et pour des diffusions longues ($\tau' \ll 2\sqrt{D_x(t-t_0)}$), un développement limité au premier ordre en τ' autour de $\tau' = 0$ nous conduit à une dépendance en X de type gaussien (Figure 2.8):

$$C(X, Y, Z, t) \approx \frac{C_s}{2} \frac{\tau'}{\sqrt{\pi D_x t}} \exp\left(-\frac{X^2}{4D_x t}\right) \left[\operatorname{erf}\left(\frac{W - 2Y}{4\sqrt{D_y(t-t_0)}}\right) + \operatorname{erf}\left(\frac{W + 2Y}{4\sqrt{D_y(t-t_0)}}\right) \right] \quad (2.33)$$

ou encore

$$C(X, Y, Z, t) \approx \frac{C_0}{2\sqrt{\pi D_x t}} \exp\left(-\frac{X^2}{4D_x t}\right) \left[\operatorname{erf}\left(\frac{W - 2Y}{4\sqrt{D_y(t-t_0)}}\right) + \operatorname{erf}\left(\frac{W + 2Y}{4\sqrt{D_y(t-t_0)}}\right) \right] \quad (2.34)$$

avec

$$C_0 = \frac{N_A \rho_{Ti}}{M_{Ti}} \text{ atomes/m}^2 \quad (2.35)$$

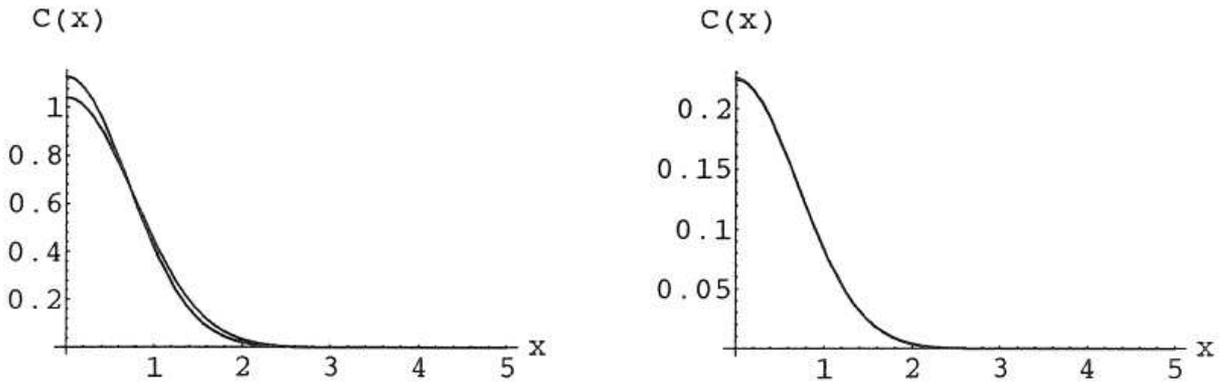


Figure 2.8 Erreur sur le profil de diffusion en profondeur lorsqu'on réalise l'approximation gaussienne de la différence des fonctions erf. La longueur de diffusion est de 1 μm . L'épaisseur τ' est de 0,5 μm pour le graphique de gauche et 0,1 μm pour le graphique de droite (dans ce dernier cas, les deux courbes sont quasiment confondues). L'origine de l'abscisse se trouve à la surface du substrat.

Un autre modèle qui conduit à la même expression, consiste à considérer que, à la fin de la période initiale de dissolution dans le niobate, tous ces atomes de titane se trouvent concentrés dans une couche infiniment mince. La concentration surfacique de cette couche serait C_0 et donc la concentration à l'instant t_0 pourrait s'exprimer comme :

$$C(X, Y, Z, t_0) = C_0 \delta(X) \left[\sigma\left(Y + \frac{W}{2}\right) - \sigma\left(Y - \frac{W}{2}\right) \right] \quad (2.36)$$

Remarque : Puisque l'équation de diffusion est à variables séparées, cette concentration peut s'écrire à l'aide de la concentration d'un guide plan diffusé dans les mêmes conditions $C_{plan}(X, t)$:

$$C(X, Y, Z) = \frac{C_{plan}(X, t)}{2} \left[\text{erf}\left(\frac{W - 2Y}{4\sqrt{D_Y t}}\right) + \text{erf}\left(\frac{W + 2Y}{4\sqrt{D_Y t}}\right) \right] \quad (2.37)$$

On rassemble les résultats de ce paragraphe dans une formule exprimant le profil de la concentration de Ti en fonction des coordonnées et des paramètres de diffusion :

$$C(X, Y, Z, t) = C(X, Y, t) = \frac{N_A \cdot \tau \cdot \rho_{Ti}}{M_{Ti} \sqrt{\pi} \cdot D_Z t} \cdot \exp\left(-\frac{X^2}{4D_X t}\right) \cdot \frac{1}{2} \left[\text{erf}\left(\frac{W - 2Y}{4\sqrt{D_Y t}}\right) + \text{erf}\left(\frac{W + 2Y}{4\sqrt{D_Y t}}\right) \right] \quad (2.38)$$

3.2. Guide d'onde optique créé par échange protonique dans le LiNbO_3

L'échange protonique est un processus chimique, connu depuis 1982 [30], [31], qui permet de modifier en surface les indices de réfraction du niobate de lithium. Le processus chimique mis en jeu est une réaction de substitution entre les ions Li^+ de la surface du niobate de lithium et des protons H^+ d'une source d'acide. Un nouveau composé cristallin de stœchiométrie différente de celle du substrat de base est ainsi créé en surface de celui-ci.

L'indice extraordinaire du niobate de lithium, par cette réaction chimique, est fortement augmenté, alors que l'indice ordinaire diminue légèrement.

3.2.1. Différentes techniques d'échange protonique

On distingue différentes techniques d'échange protonique dans le LiNbO_3 comme l'échange protonique doux, l'échange protonique inverse et l'échange protonique en phase vapeur.

3.2.1.1. Guide par échange protonique « doux » (*Soft Proton Exchange* : LiNbO_3)

Pour rendre l'échange protonique moins agressif, on peut utiliser une solution d'acide benzoïque dilué avec du benzoate de lithium. Du fait de la différence des pressions de vapeurs saturantes de l'acide et du benzoate, pour éviter toute variation du taux d'acidité du bain dans le temps (qui donne une mauvaise reproductibilité des résultats), l'échange en solution diluée doit être effectué dans un récipient scellé, placé dans un four à température d'échange de 300°C [32] pendant quelques dizaines de minutes selon la profondeur souhaitée (jusqu'à $10\ \mu\text{m}$).

3.2.1.2. Échange protonique inverse (*Reverse Proton Exchange*)

La technique RPE est la seule variante de l'échange protonique qui permet également de réaliser aussi des guides pour la polarisation ordinaire.

L'échange protonique inverse [33], [34] conduit à des guides protoniques enterrés grâce à un double échange ionique (Figure 2.9). Dans un premier temps, un PE s'effectue libérant des ions Li^+ dans la source et absorbant les ions H^+ . Dans un second temps, le guide PE ainsi réalisé est plongé dans un bain de $\text{KNO}_3 / \text{NaNO}_3 / \text{LiNbO}_3$. Ainsi, il y a substitution des protons H^+ par Li^+ , ce qui permet de reconstituer le substrat en surface.

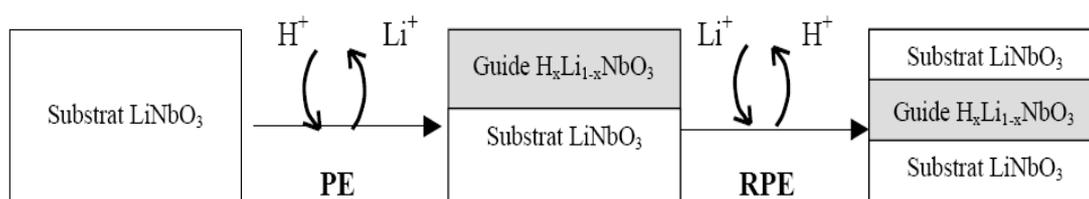


Figure 2.9 Principe du double échange ionique sur LiNbO_3

3.2.1.3. Guide à échange protonique en phase vapeur

L'échange protonique en phase vapeur (VPE pour *Vapor Proton Exchange*) [35]-[37] permet d'obtenir des guides d'indice élevé capables de préserver la non-linéarité ; toutefois, la technologie nécessaire est plus complexe et le contrôle des paramètres du processus est plus difficile que celui rencontré avec l'échange en phase liquide.

3.2.2. Phénoménologie de l'échange protonique

L'échange protonique a été rapporté la première fois en 1982 par J. Jackel et C. Rice [30] et M. De Micheli et al [31], pour réaliser dans le niobate de lithium des guides d'onde à forte variation d'indice extraordinaire. Les résultats expérimentaux indiquent que l'indice extraordinaire n_e du matériau augmente de $\Delta n_{PE} = 0.13$, tandis que l'indice ordinaire n_o diminue de -0.04 . Dans ce paragraphe, le processus chimique, son contrôle, ainsi que ses effets sur LiNbO_3 sont décrits. Différentes théories s'opposent pour décrire ce processus chimique. Nous proposons de rapporter ici ces différentes interprétations.

3.2.2.1. Le processus chimique

a) La réaction

L'échange protonique entraîne un accroissement de l'indice de réfraction extraordinaire (ce qui crée le guide) et une diminution de l'indice ordinaire. Pour réaliser un échange protonique, le cristal est plongé dans une source d'acide riche en protons [38]-[41]. Un échange ionique s'effectue entre les ions Li^+ à la surface de l'échantillon et les protons H^+ de la source [42], [43], que l'on peut représenter par la réaction suivante :



où x étant le taux de substitution.

La source de protons généralement utilisée est un bain d'acide benzoïque porté à ébullition. D'autres sources d'acides chauds peuvent être utilisées tels que l'acide phosphorique [44], l'acide pyrophosphorique [45], l'acide sulfurique [46] et divers acides organiques [47]. Ces différents acides conduisent à des effets similaires sur le niobate de lithium. Par cette réaction chimique, un nouveau composé de formule chimique $\text{H}_x\text{Li}_{1-x}\text{NbO}_3$ est créé en surface du cristal. Une étude cristallographique de poudres de niobate de lithium, ayant subi un échange protonique, a permis à C. Rice et J. Jackel de déterminer le diagramme de phase de ce composé (Figure 2.10) [48].

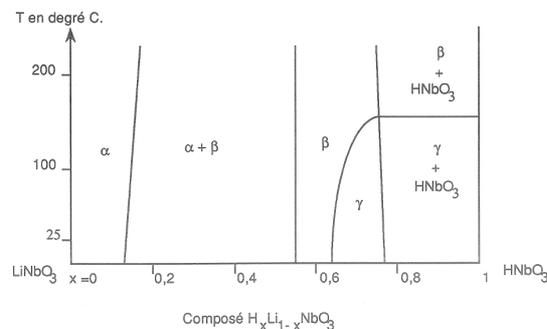


Figure 2.10 Diagramme de phase du système $\text{LiNbO}_3\text{-HNbO}_3$ [48].

Ce diagramme montre l'existence de différentes phases selon le taux de substitution $H^+ \Leftrightarrow Li^+$. Pour un taux inférieur à 13%, le composé est dans sa phase α et a une maille cristalline identique à celle du niobate de lithium. Pour un taux de substitution supérieur à 13%, il y a successivement coexistence des phases α et β , et ensuite existence de la phase β seule. Il est à noter que la phase possède une maille cristalline différente de celle du niobate de lithium (Figure 2.11) [49]. Une troisième phase γ est obtenue lorsque le taux de substitution est de l'ordre de 70%. La transition entre la phase β et la phase γ dépend des différents effets thermiques subis par le cristal.

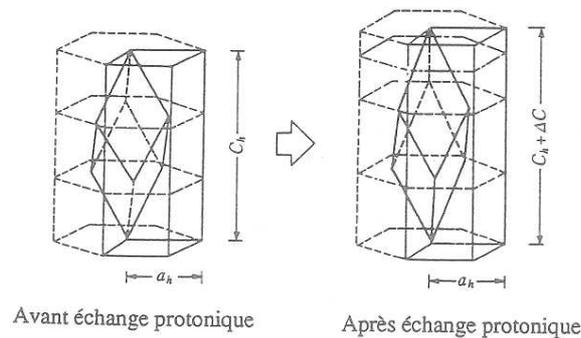


Figure 2.11 Variation de la taille de la maille cristalline du niobate de lithium.

b) La cinétique

Deux thèses s'opposent pour décrire la cinétique de la réaction chimique. Nous présentons dans ce paragraphe succinctement ces deux théories.

La première de ces deux thèses, développée à partir des travaux de J. Jackel et G. Rice [30], décrit le processus d'échange protonique par l'équation de diffusion du processus général d'échange ionique. Cette relation s'écrit sous la forme [50].

$$\frac{\partial C}{\partial t} = D_a \frac{\partial}{\partial Z} \left(\frac{1}{1 - \alpha C} \frac{\partial C}{\partial Z} \right) \quad (2.39)$$

avec C est la concentration, Z est la direction de diffusion, t est la durée de diffusion, D_a est le coefficient de diffusion des protons et $\alpha = 1 - \frac{D_a}{D_b}$ où D_b est le coefficient d'exodiffusion des ions Li^+ .

D. Clark et al ont montré que pour l'échange protonique, le coefficient $D(T)$ est proche de l'unité, conduisant ainsi à un profil d'indice de type saut d'indice [50]. La cinétique de l'échange est caractérisée à partir d'un coefficient $D(T)$ de diffusion. Ce coefficient est calculé à partir de la profondeur de diffusion d exprimée par la relation :

$$d = 2\sqrt{tD(T)} \quad (2.40)$$

La dépendance du coefficient $D(T)$ en fonction de la température T est donnée par la loi d'Arrhenius :

$$D(T) = D_0 \exp\left(-\frac{Q}{RT}\right) \quad (2.41)$$

avec D_0 est la constante de diffusion de l'échange protonique dans la direction Z du niobate de lithium, Q est l'énergie d'activation du processus, R est la constante des gaz parfaits et T est la température absolue du mélange.

La figure 2.12 montre les variations du coefficient de diffusion en fonction de la température du bain d'acide benzoïque entre 150°C et 230°C (il est à noter que le point d'ébullition de l'acide benzoïque est à 249°C dans les conditions normales). Le coefficient de diffusion augmente avec la température du bain d'acide.

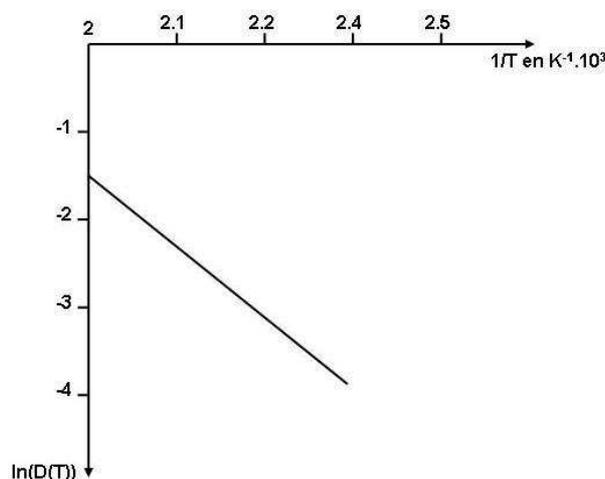


Figure 2.12 Variation du coefficient de diffusion avec la température [50].

La deuxième description développée notamment dans la thèse de J. Ph. Baretty [51], est fondée sur des résultats expérimentaux conduisant à une interprétation différente. J. Ph. Baretty constate également que la vitesse de pénétration augmente avec la température d'échange, mais il relie l'épaisseur de la couche de composé créé au temps d'échange par une loi expérimentale du type :

$$\text{Log}(d) = \alpha \text{Log}(t) + \beta \quad (2.42)$$

avec : * $\alpha = 0,42 \pm 0,01$ est une constante indépendante de la température et du pourcentage de benzoate de lithium dilué.

* β est un paramètre fonction de la température et du pourcentage de benzoate de lithium dilué.

J. Ph. Baretty pense que la valeur de la constante α est trop éloignée de la valeur 0,5 pour que l'on puisse considérer que la cinétique de l'échange protonique est similaire à celle d'un processus de diffusion.

3.2.2.2. Contrôle de la variation d'indice

a) La variation d'indice

Différentes explications de l'augmentation d'indice ont été données. C. Rice et al [52] ont proposé de lier cette variation d'indice à la présence de protons interstitiels modifiant, par leur présence au centre de groupes oxygène, la polarisabilité spontanée dans certains sites. M. Minakata et al [49] ont montré que la maille cristalline est déformée par l'échange protonique et considèrent que cette déformation engendre une réduction du coefficient électro-optique r_{33} de 1/10 et donc entraîne une variation d'indice extraordinaire. L'explication est celle de W. Hou et al [53]: ils attribuent la forte augmentation d'indice extraordinaire à la réduction de polarisabilité spontanée qui provient de la substitution d'ions Li^+ par des protons H^+ . La présence de protons interstitiels, au centre des groupes oxygène et non pas dans les sites laissés vacants par les ions Li^+ , modifie la polarisabilité spontanée. W. Hou et al relie cette variation de polarisabilité au taux de substitution entre les ions Li^+ et les ions H^+ . On peut considérer que chaque substitution modifie le moment dipolaire et entraîne une variation de la polarisabilité spontanée. La variation d'indice extraordinaire peut s'exprimer de la manière suivante en fonction du coefficient électro-optique:

$$\Delta n_e = -\frac{r_{33} n_e^3 p \Delta N}{2 \epsilon_0 (\epsilon_{33} - 1)} \quad (2.43)$$

avec : * p : moment dipolaire.

* ΔN : concentration de protons dans les sites laissés vacants par les Li^+ .

* $\Delta P_s = p \Delta N$: variation de polarisabilité spontanée.

Pour un taux d'occupation de 70% des sites laissés vacants par les Li^+ , la variation d'indice est ainsi évaluée à 0,11.

b) Contrôle

M. Li et J. Ph. Baret ont montré au cours de leurs thèses comment contrôler la variation d'indice extraordinaire obtenue par échange protonique [51]-[54]. La dilution de sel de benzoate de lithium dans le bain d'acide benzoïque permet de contrôler le taux de substitution $\text{H}^+ \Leftrightarrow \text{Li}^+$ au cours de l'échange protonique. Selon la proportion de sel de benzoate de lithium diluée, la stœchiométrie du composé $\text{H}_x\text{Li}_{1-x}\text{NbO}_3$ peut être ainsi modifiée. La présence de benzoate de lithium dilué dans le bain d'acide ralentit la cinétique de l'échange protonique et améliore la qualité optique des guides d'onde. Ainsi ce contrôle permet de réaliser des guides ayant des propriétés cristallines différentes et des qualités optiques comparables à celle des guides obtenus par diffusion de titane. La figure 2.13 montre différents profils d'indice obtenu par échange protonique, avec des pourcentages différents de benzoate de lithium dilué.

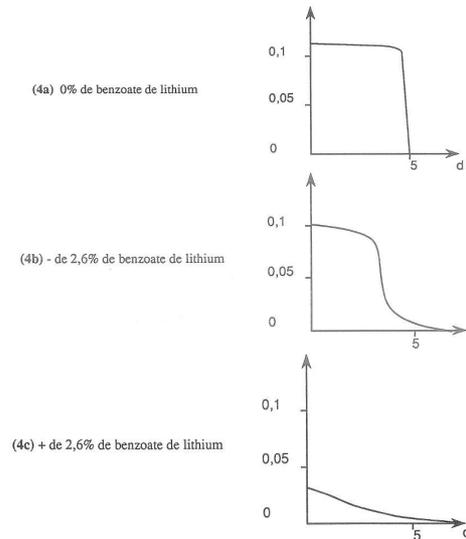


Figure 2.13 Effet de la dilution de benzoate de lithium sur le profil d'indice. Les échanges protoniques sont réalisés dans les mêmes conditions de température et de durée [54].

M. Abouelleil et F. Leonberger définissent une loi de variation de l'indice extraordinaire, en surface du cristal, en fonction du pourcentage de benzoate de lithium, dilué dans le bain, de type saut d'indice [55]. La figure 2.14 représente cette loi expérimentale, observée aussi par M. Li [54].

Mais de manière générale, le profil d'indice obtenu, par attaque chimique, dans un bain d'acide benzoïque pur est de type "saut d'indice": c'est à dire que la variation d'indice est constante sur toute la profondeur de composé créé par échange protonique.

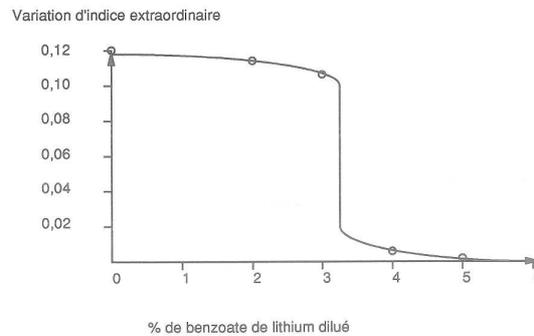


Figure 2.14 Loi de variation de l'indice extraordinaire en surface du cristal en fonction du pourcentage de benzoate de lithium dilué [55].

3.2.3. Le recuit

Un guide APE:LiNbO₃ (*Annealed-Proton-Exchanged* LiNbO₃) est obtenu par recuit (à environ 300°C) d'un guide PE:LiNbO₃. Le recuit permet la diffusion plus en profondeur des ions H⁺ de la couche initiale ayant subit le processus d'échange protonique. Cela crée un guide plus profond avec un saut d'indice plus faible par rapport au guide initial. La technique APE est une des plus répandues pour des applications optiques non-linéaires [56]-[59].

Le recuit est un processus bien connu pour ramener dans sa structure initiale un matériau qui a subi un effet thermique. Pour améliorer les qualités des guides (pertes de propagation et profil d'indice), des recuits sont réalisés à des températures variant de 200°C à 400°C.

L'effet du recuit est de modifier l'allure du profil d'indice Δn_{PE} en fonction de la profondeur, obtenu par échange protonique. Pendant le recuit, la migration des protons dans le cristal se poursuit. Le profil d'indice extraordinaire après recuit présente en surface un écart d'indice $\Delta n_{PE} = \Delta n_{PE}(0)$ plus faible et une profondeur de pénétration plus importante. J. Ph. Baretty [51] a montré, par une étude spectroscopique, que le recuit modifie la répartition des protons dans le cristal. Les protons interstitiels responsables du désordre dans la maille cristalline et de la mauvaise qualité optique (pertes de propagation élevées) tendent à disparaître au profit de protons occupants les sites cristallins laissés vacants par les ions Li^+ du cristal de niobate de lithium. Le contrôle du taux de protons interstitiels par dilution de benzoate de lithium ou par recuit, permet d'obtenir des guides d'onde présentant de bonnes qualités optiques.

Les constatations expérimentales montrent qu'un recuit de durée t n'est pas équivalent à deux recuits de durée $t/2$ réalisés à une température identique. Les études menées sur le vieillissement des guides montrent qu'au cours des premiers jours qui suivent l'échange protonique, l'écart d'indice diminue rapidement et qu'il tend à se stabiliser par la suite. Le recuit permet d'accélérer ce phénomène de vieillissement rapide et permet d'obtenir des guides ayant un écart d'indice plus faible, mais relativement plus stable.

L'échange protonique résulte d'une variation d'indice ayant un profil à saut d'indice. Grâce au recuit, ce profil devient à gradient d'indice avec une queue d'indice qui se présente à l'interface entre le guide et le substrat. Plus on augmente la durée du recuit, cette queue d'indice sera plus longue et le guide sera plus profond (Figure 2.15).

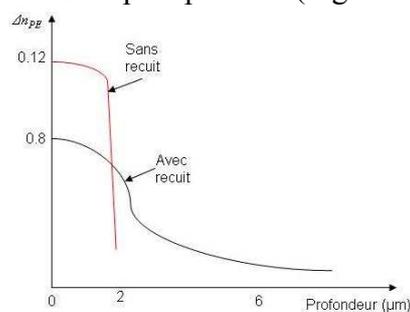


Figure 2.15 Profil d'indice sans et avec recuit

En conclusion, l'échange protonique permet donc de créer en surface du cristal de LiNbO_3 une couche de formule chimique $\text{H}_x\text{Li}_{1-x}\text{NbO}_3$. L'indice extraordinaire de cette couche subit un accroissement de $\Delta n_{PE} = 0,13$ et l'indice ordinaire une décroissance de $-0,04$. Différents paramètres de réalisation de l'échange protonique (dilution de benzoate de lithium et recuit à température moyenne de 300°C à 400°C) permettent le contrôle de la variation d'indice extraordinaire et la qualité optique obtenue. Ce sont les opérations d'échange protonique réalisées avec de l'acide benzoïque pur qui ont la cinétique la plus rapide et qui permettent de réaliser les couches les plus profondes.

4. Structuration du LiNbO_3

On distingue entre les méthodes de structuration conduisant à une corrugation de la surface du guide et celles visant à moduler l'indice effectif du guide.

4.1. Structuration par corrugation de la surface du guide

4.1.1. Inversion périodique des domaines ferroélectriques

LiNbO_3 étant un matériau ferroélectrique, sa polarisation est susceptible d'être inversée. Pour réaliser des structures périodiques bidimensionnelles sur LiNbO_3 , nous utilisons l'inversion périodique des domaines ferroélectriques, associée à une attaque chimique sélective afin de révéler les zones inversées. Cette méthode permet d'obtenir des réseaux périodiques topographiques.

Dans cette partie, nous développerons les principales techniques d'inversion de polarisation sur LiNbO_3 , qui permettent de réaliser des structures de domaines ferroélectriques périodiquement inversés.

4.1.1.1. Application d'un champ électrique (*poling*)

L'application d'un champ électrique parallèlement à l'axe de polarisation spontanée (axe Z) et dans le sens opposé à celui-ci, est la méthode la plus directe pour réaliser une inversion de polarisation (Figure 2.16).

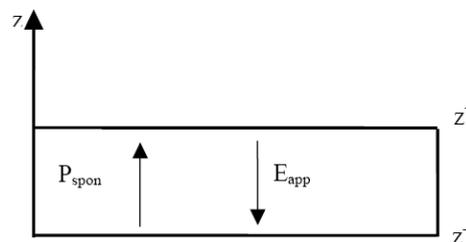


Figure 2.16 Représentation de la direction de la polarisation spontanée et du champ électrique à appliquer.

Un déplacement des ions Li^+ et Nb^{5+} de l'autre côté de la couche des ions oxygène, est provoqué par le champ électrique. La probabilité des ions à se trouver d'un côté ou de l'autre du plan oxygène est la même. Afin de réduire la valeur du champ électrique à appliquer, on peut augmenter la température. En effet, près de T_c , la polarisation spontanée diminue, l'inversion de polarisation nécessite donc un champ électrique plus petit.

Le dispositif utilisé est constitué d'électrodes liquides [60] placées de part et d'autre du substrat où un masque diélectrique, périodiquement déposé sur sa face Z^+ , définit la périodicité d'inversion (Figure 2.17).

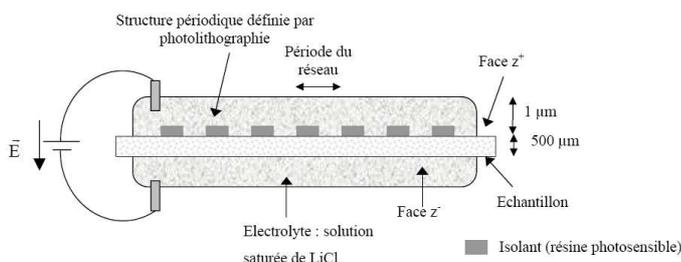


Figure 2.17 Dispositif nécessaire à l'inversion de polarisation des domaines périodiques par application d'un champ électrique [61].

4.1.1.2. *Backswitching* [62]

Pour limiter l'élargissement des domaines inversés par rapport aux zones sur lesquelles sont appliquées des électrodes lors d'un poling classique et donc obtenir des périodes de réseau plus faibles, une seconde technique est étudiée : le *backswitching*.

Une structure d'électrodes de NiCr espacées périodiquement et orientées suivant l'axe Y est déposée sur la face Z^+ du wafer (Figure 2.18-a). La surface est recouverte d'une fine couche d'isolant d'environ 0,5 mm d'épaisseur (résine photosensible). Une impulsion de tension élevée, produisant un champ électrique supérieur au champ coercitif du matériau, est appliquée sur la structure à travers un mélange contenant un électrolyte liquide (LiCl) [63], [64]. La forme de l'onde pour le *backswitching* se décompose en trois parties : « un champ fort », « un champ faible » et « un champ de stabilisation ». L'inversion (*switch*) de domaine a lieu durant l'application du champ fort et le *backswitching* [65]-[67] se produit lors de l'application du champ faible.

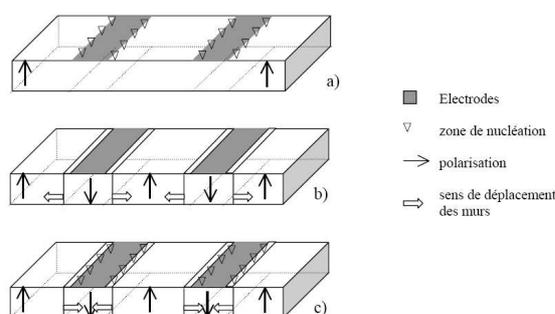


Figure 2.18 Etapes de l'évolution des domaines pendant le *backswitching*

Le procédé commence par une nucléation de domaines sur la face Z^+ , le long des bords des électrodes (Figure 2.18-a). Ensuite, ces domaines croissent et se propagent à travers le cristal : des domaines laminaires avec des murs plans sont formés. Des domaines inversés sont également observés en dehors des zones recouvertes par les électrodes (Figure 2.18-b). Après une diminution rapide du champ électrique, le *backswitching* commence par le rétrécissement des domaines laminaires dû à un déplacement des murs et la nucléation de domaines le long du bord des électrodes (Figure 2.18-c).

4.1.1.3. Exodiffusion du lithium

A des températures supérieures à 900°C, le traitement de LiNbO_3 provoque une perte de molécules Li_2O en surface. C'est le phénomène d'exodiffusion. Ceci engendre une augmentation de l'indice extraordinaire et une inversion de domaine de la polarisation ferroélectrique du matériau. Pour contrôler la profondeur de la couche exodiffusée, il suffit de prolonger la température de recuit. Les réseaux sont créés en déposant un masque de silice qui sert de barrière à l'exodiffusion. Ensuite, cette couche de silice ainsi que la surface du matériau doivent être ôtées par polissage [68] puisqu'en effet, à ces températures, la silice réagit avec le cristal, ce qui rend impossible le retrait du masque avec des solutions chimiques.

4.1.1.4. Bombardement par faisceau d'électrons

L'inversion de polarisation peut également être obtenue par bombardement par faisceau d'électrons de la face Z (Figure 2.19). Les premières expériences [69] nécessitaient de chauffer le cristal et d'appliquer un champ électrique d'environ 10 V/cm. En augmentant la fluence d'électrons (nombre d'électrons par unité de surface), l'inversion de domaine de polarisation a été observée, à température ambiante, sans l'application de champ [70]-[72].

Le mécanisme d'inversion des domaines ferroélectriques par faisceau d'électrons peut être considéré comme l'application d'un champ électrique local. En effet, LiNbO_3 étant un isolant, les charges des électrons déposés sur la face Z engendrent un champ électrique à travers l'épaisseur du matériau. L'inversion de polarisation spontanée est effectuée grâce aux déplacements des ions dans la structure : les ions Li^+ et Nb^{5+} se déplacent dans la direction Z^+ , dans les plans oxygène. Ce phénomène est réalisé si un champ électrique, d'une intensité supérieure à celle du champ coercitif est créé dans le sens opposé au sens de la polarisation spontanée du cristal. Quand le champ électrique généré par les électrons incidents remplit ces conditions, une inversion de polarisation des domaines ferroélectriques est créée et la zone inversée croît dans l'épaisseur du cristal. Le principal avantage de cette technique est qu'elle ne nécessite pas de masquage, étape qui prend du temps et dont le coût est en général élevé.

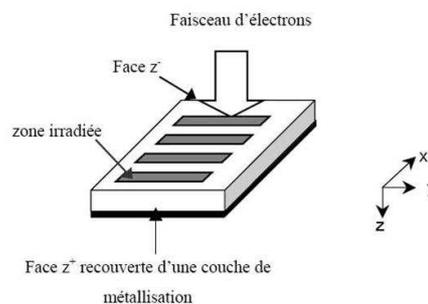


Figure 2.19 Représentation du bombardement du LiNbO_3 par faisceau d'électrons

Les différentes techniques d'inversion de polarisation suivies d'une attaque chimique sélective permettent une structuration de LiNbO_3 mais il existe d'autres techniques (RIE, ablation laser, LIFE,...) permettant d'obtenir des structures de périodes submicroniques.

4.1.2. RIE (*Reactive Ion Etching*)

Deux techniques utilisant la RIE vont être décrites ci-dessous : la RIE avec mélange de gaz $\text{CF}_4/\text{Ar}/\text{H}_2$ et avec CHF_3 .

4.1.2.1. RIE avec mélange de gaz $\text{CF}_4/\text{Ar}/\text{H}_2$

L'échantillon est recouvert d'un masque réalisé par photolithographie en Ni. Il subit ensuite une RIE avec un mélange de gaz $\text{CF}_4/\text{Ar}/\text{H}_2$ [73]. Les atomes et les molécules en surface sont pulvérisés par les ions incidents. La gravure s'effectue par réaction chimique entre l'échantillon et les radicaux produits par la décharge. Des structures unidimensionnelles de 20 μm de période ont été obtenues avec une profondeur de 300 nm.

4.1.2.2. RIE avec CHF_3 sur LiNbO_3 avec guide protonique

Un masque est tout d'abord réalisé par lithographie par faisceau d'électrons puis est transféré sur une couche de chrome qui a été préalablement déposé par « *sputtering* » sur l'échantillon de LiNbO_3 avec guide protonique. Le réseau est obtenu par RIE avec CHF_3 [74]. Des réseaux unidimensionnels de période de l'ordre de 350 nm sont obtenus avec des sillons de 250 à 400 nm.

4.1.3. Microstructuration avec un laser

Il existe deux types de structuration avec un laser : les irradiations au-dessus et juste en-dessous du seuil d'ablation laser. La profondeur de gravure est limitée par la profondeur de pénétration des photons et par la nature et la concentration des centres colorés.

4.1.3.1. Irradiation en-dessous du seuil d'ablation

Cette technique est aussi appelée LIFE (*Light Induced Frustrated Etching*) [75]. Elle utilise des lasers UV XeCl (308 nm) et YAG triplé (355 nm). Elle consiste à illuminer un échantillon de LiNbO_3 avec un laser UV dont la puissance est inférieure au seuil d'ablation du matériau, puis l'échantillon subit une attaque chimique HF: HNO_3 (1 : 2 par volume). La lumière incidente libère des porteurs de charges, qui migrent à la surface du cristal par effet photovoltaïque. Une fois localisée à la surface, la densité de charges accumulées crée un domaine positif qui, lors de l'attaque chimique, sera gravé plus vite, formant ainsi un trou.

4.1.3.2. Ablation laser

L'ablation laser consiste à retirer de la matière à la surface d'un matériau au moyen d'un faisceau laser intense. L'ablation laser repose sur le fait qu'à de telles longueurs d'onde, la lumière est très rapidement absorbée dans les couches superficielles du matériau. Cette absorption s'accompagne d'une rupture des liaisons, l'énergie des photons étant supérieure à l'énergie de cohésion du cristal. Ces ruptures de type physico-chimiques, par interaction lumière-matière, se traduisent par une vaporisation de la surface du cristal traitée. Ce procédé

est donc peu destructif et conserve au matériau ses qualités physiques, ainsi que l'état de surface. Avec un laser XeCl (308 nm), des trous de 750 nm de profondeur ont été obtenus sur un échantillon de LiNbO_3 orienté X [75].

4.2. Structuration par modulation d'indice effectif : Guides TiPE

Différentes techniques de fabrication ont été mises au point pour réaliser des guides d'onde par échange protonique (guides PE), en tirant parti des variations d'indices induites [51]. Ces guides d'onde, dont le profil d'indice est contrôlé par le processus de fabrication, ont des qualités optiques comparables à celles des guides réalisés dans le niobate de lithium par diffusion de titane (guide $\text{Ti}:\text{LiNbO}_3$) [54]. Il est également possible d'associer les deux techniques de diffusion de titane (Ti) et d'échange protonique (PE). Il a été montré que l'échange protonique ne modifiait pas le profil de concentration de titane dans le matériau. Ces guides ($\text{TiPE}:\text{LiNbO}_3$) présentent des propriétés de propagation et des qualités différentes de celles des guides Ti ou PE [31], et peuvent être utilisés notamment pour contrôler la biréfringence de composants dont le fonctionnement repose sur un accord de phase [76], [77]. Ces guides sont plus résistants au laser que les guides $\text{Ti}:\text{LiNbO}_3$ [78].

Avant recuit, à la différence des guides $\text{PE}:\text{LiNbO}_3$, les guides $\text{TiPE}:\text{LiNbO}_3$ présentent un profil à saut d'indice à la surface, suivi d'une queue d'indice dans la profondeur du guide, grâce à la présence du guide $\text{Ti}:\text{LiNbO}_3$ avant le processus d'échange protonique.

En exploitant la forte variation d'indice extraordinaire, des lentilles de Fresnel peuvent, par exemple, être intégrées en réalisant, sur un guide plan (diffusé titane), un échange protonique à travers un masque reproduisant le motif de la lentille [79]. Pour l'application faisant l'objet de ce travail, nous utilisons l'échange protonique dans un but similaire. Nous implantons sur le guide diffusé titane, avec cette technique, des zones d'indice extraordinaire nettement supérieur à celui du guide $\text{Ti}:\text{LiNbO}_3$. Ces zones créent un réseau dans le guide qu'on l'appelle souvent « Réseau de Bragg ».

5. Choix de la coupe

Le choix de la coupe du niobate de lithium dépend des applications envisagées. Partant du principe que le processus d'échange protonique est plus lent suivant l'axe Z du niobate de lithium que celui suivant les deux autres axes X et Y , il faut choisir l'axe Z suivant la direction de propagation pour certaines applications liées à la fabrication d'un réseau de Bragg passif.

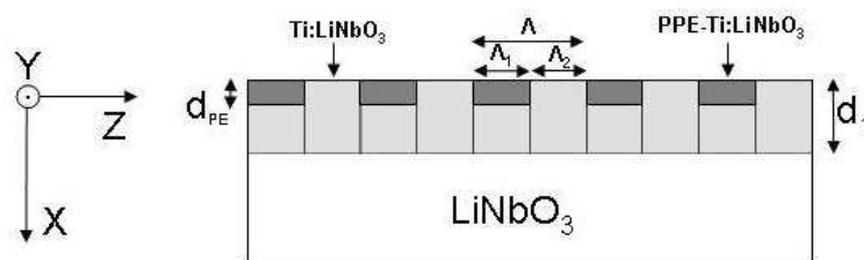


Figure 2.20 Propagation suivant l'axe Z pour un réseau de Bragg passif.

En effet, c'est ce choix-là qui conduit à la modulation d'indice la plus importante (suivant la coupe X ou Y) d'une part, et à limiter le recouvrement des zones échangées voisines, de l'autre part.

La réalisation des filtres optiques **reconfigurables** est notre objectif majeur dans cette étude. Puisque le niobate de lithium possède la propriété d'avoir une variation d'indice importante par échange protonique suivant l'axe Z , et pour pouvoir bénéficier du coefficient électro-optique le plus important (r_{33}), le choix de l'axe Z peut être pris suivant deux directions :

• **1^{ère} possibilité : l'axe Z correspond à l'axe de coupe du cristal**

Dans ce cas, on a une polarisation TM suivant cet axe. L'axe X ou l'axe Y peut être choisi comme axe latéral ou axe de propagation. Mais comme l'échange protonique est plus lent selon l'axe Z , il est alors peut directif suivant les directions de propagation et latérale, ce qui peut induire une réduction ou perte de la modulation d'indice constituant le réseau, et ce en raison du recouvrement longitudinal suivant l'axe de propagation.

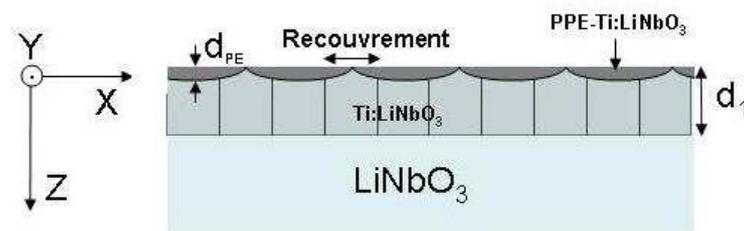


Figure 2.21 Recouvrement longitudinal suivant l'axe de propagation pour la coupe Z .

• **2^{ème} possibilité : l'axe Z est l'axe latéral**

Dans ce cas, on a une polarisation TE suivant cet axe. L'axe X ou l'axe Y peut être choisi comme axe de coupe ou axe de propagation. Mais comme la coupe Y du niobate de lithium présente des inconvénients majeurs au niveau de la fabrication [80], il sera favorable de choisir la coupe X et la propagation suivant Y .

Choix favori :

La direction de propagation de la lumière dans les guides a été choisie suivant l'axe Y du cristal, la coupe du cristal est suivant l'axe X et l'axe Z sera choisi comme axe latéral du réseau.

En effet, on peut bénéficier du coefficient électro-optique le plus important, l'échange protonique sera plus rapide, donc plus directif et l'effet latéral de la "bavure" sera réduit puisque l'échange protonique est plus lent suivant l'axe Z même si ça ne pose pas un problème majeur dans la structure.

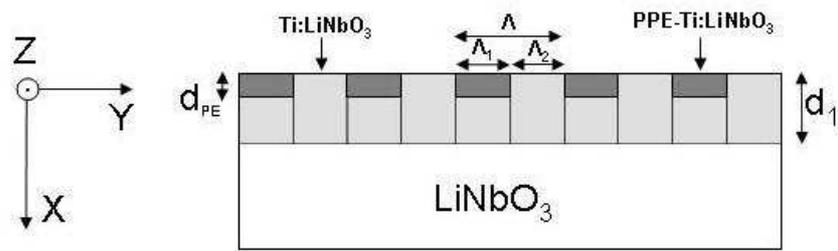


Figure 2.22 Choix favori : L'axe latéral est suivant Z , la coupe est suivant X et la propagation est suivant Y .

6. Conclusion

La diversité de fonctionnalités optiques réalisées sur le niobate de lithium légitime l'utilisation de matériau pour la fabrication de composants dédiés notamment au domaine des télécommunications, et ce grâce à ses excellentes propriétés et à la maîtrise de sa filière technologique. Il est considéré comme substrat favori pour la réalisation des guides optiques par diffusion de titane, échange protonique ou bien les guides à réseaux de Bragg par la combinaison des deux techniques.

L'étude analytique décrivant ces réseaux de Bragg ainsi que son application à n'importe quel profil d'indice fera l'objet du chapitre suivant.

7. Bibliographie du chapitre 2

- [1] J. Webjörn, D. Nam, S. Siala and R. Warts, "Nonlinear waveguides on the way to the market place," *Optics and Photonics News, OSA*, 4, 1997, pp. 16-20.
- [2] R. C. Alferness, "Integrated optics: technology and system applications converge," *Optics and Photonics News, OSA*, 9, 1997, pp. 16-22.
- [3] J. J. Veselka, S. K. Korotky, "Pulse generation for soliton systems using lithium niobate modulators," *IEEE J. Selec. Topics in Quantum Electron.*, 2, 1996, pp. 300-310.
- [4] I. Kaminov, "Introduction to Electro-Optics Devices," *Academic*, New-York, 1974.
- [5] S. C. Abraham, "Properties of lithium niobate," EMIS, Data Reviews Series N°5 (Institution of Electrical Engineers, London), 1989.
- [6] T. Tamir, "Guided-wave Optoelectronics," *Springer-Verlag*, New-York, 1990.
- [7] C. Buchal and S. Mohr, "Ion implantation, diffusion, and solubility of Nd and Er in LiNbO₃," *J. Matter Res.*, 6, 1991, pp. 134-137.
- [8] E. Lallier, J. P. Pocholle, M. Papuchon, Q. He, M. de Micheli, D. B. Ostrowsky, C. Grezes- Besset and E. Pelletier, "Integrated Nd:MgO:LiNbO₃ FM mode-locked waveguide laser," *Electron. Lett.*, 27(11), 1991, 936-937.
- [9] J. Amin, B. Dussardier, T. Schweitzer, M. Hempstead , "Spectroscopic analysis of Er[3+] transitions in lithium niobate," *J. Lumin.*, 69(1), 1996, pp. 17-26.
- [10] A. Polmar, "Photonic band gaps and holography," *J. Appl. Phys.*, 82(1), 1997, pp.60-64.
- [11] C. Sabatier and E. Caquot, "Influence of a dielectric buffer layer on the field distribution in an electrooptic guided-wave device IEEE," *J. Quantum Electron.*, 22(1) 1986, pp. 32-37.
- [12] D. P. Bimie, "Analysis of diffusion in lithium niobate," *J. Mater. Sci.*, 28(2), 1993, pp. 302-315.
- [13] A. M. Prokhorov and Yu. S. Kuz'minov, "Physics and Chemistry of Crystalline Lithium Niobate," *The Adam Hilger Series on Optics and Optoelectronics*, Bristol, 377, 1990.
- [14] E. Krätzig, O. F. Schirmer, "Photorefractive Materials and Their Applications I," *Springer, Berlin, Heidelberg*, 1988, pp.131-166.
- [15] B. T. Mathias and J. P. Remeika , "Ferroelectricity in the ilmenite structure," *Phys.Rev.* 76, 1949, pp. 1886-1887.
- [16] I. Inbar, R. E. Cohen, "Comparison of the electronic structures and energetics of ferroelectric LiNbO₃ and LiTaO₃," *Phys. Rev. B*, 53, 1993, pp. 1193-1204.
- [17] R. S. Weis and T. K. Gaylord, "Lithium niobate: summary of physical properties and crystal structure," *Appl. Phys. A.*, 37, 1985, pp. 191-203.
- [18] S. C. Abrahams, W. C. Hamilton and J. L. Bernstein, "Ferroelectric Lithium Niobate," *J. Phys.Chem.Solids*, 27, 1966, pp. 997-1026.

- [19] I. Kaminov and E. Turner, "Electrooptic Light Modulators," *AppL Opt*, 5, 1966, pp. 1612-1628.
- [20] T. Maldonado and T. Gaylord, "Electrooptic effect calculations : simplified procedure for arbitrary cases," *AppL Opt.*, 27(24), 1982, pp. 5051-5065.
- [21] Y. N. Korkishko and V. A. Fedorov, "Structural phase diagram of $H_xLi_{1-x}NbO_3$ waveguides: the correlation between optical and structural properties," *IEEE J. of Selected Topics of Quantum Electron.*, 2, 1996, pp. 187-196.
- [22] N. Korkishko, V. A. Fedorov, E. A. Baranov, M. V. Proyaeva, T. V. Morozova, F. Caccavale, F. Segato, C. Sada, S. M. Kostritskii, "Characterization of a-phase soft proton-exchanged $LiNbO_3$ optical waveguides," *J. Opt.Soc. Am. A*, 18(5), 2001, pp. 1186-1191.
- [23] S. Kostritskii, Y. N. Korkishko, V. A. Fedorov, A. N. Alkaev, V. S. Kritzak, P. Moretti, S. Tascu and B. Jacquier, "Leakage of a guided mode caused by static and light-induced inhomogeneities in channel HTPE- $LiNbO_3$ waveguides. Integrated Optical Devices: Fabrication and Testing," Giancarlo C. Righini, Editor Proceedings of SPIE 4944, 346, 2003.
- [24] R. Baets, P. Kaczmariski and P. Vankwikelberge, "Design and modeling of passive and active optical waveguide devices," *Waveguides Optoelectronics*, NATO ASI E226, Ed. J. H. Marsh & R. M. de la Rue, Kluwer Academic Publishers, 1992, pp. 21-71.
- [25] C. B. Hocker and W.K. Burns, "Mode dispersion in diffused channel waveguides by the effective index method," *Appl. Opt.* 16 (1), 1977, pp. 113.
- [26] A. Martinez and J. Hauden, "Recueil de communications, JNOG 99, 237, 1999.
- [27] W. K. Burns, P. H. Klein, E. J. West and L. E. Plew, "Ti diffusion in $Ti:LiNbO_3$ planar and channel optical waveguides," *J. Appl. Phys.*, 50, 1979, 6175-6182.
- [28] M. Fukuma, J. Noda and H. Iwasaki, "Optical properties in titanium-diffused $LiNbO_3$ strip waveguides," *J. Appl.Phys.*, 49, 1978, pp. 3693-3698.
- [29] F. Laurell, *Royal Institute of Technology*, Departement de Physique, Stockholm, Suede, 1990.
- [30] J. Jachel and C. Rice, "Proton exchange for high index waveguide in $LiNbO_3$," *Appl. Phys. Lett.*, 41, 1982, pp. 607-609.
- [31] M. De Micheli, J. Bottineau, P. Sibillot, D. B. Ostrowski and M. Papuchon, "Fabrication and characterization of titanium indiffused proton exchanged (TiPE) waveguides in lithium niobate," *Opt. Comm.*, 15, 1982, pp.101-103.
- [32] M. de Micheli, D. B. Ostrowsky, J. P. Baretty, C. Canali, A. Carnera, G. Mazzi and M. Papuchon, "Crystalline and optical quality of proton exchanged waveguides," *J. Lightwave Tech.*, 4, 1986, pp. 743-745.
- [33] J. L. Jackel and J. J. Johnson, "Reverse exchange method for burying proton exchanged waveguides," *Electron. Lett.*, 27(15), 1991, pp. 1360-1361.

- [34] J. Olivares and J. M. Cabrera, "Guided modes with ordinary refractive index in proton exchanged LiNbO₃ waveguides," *Appl. Phys. Lett.*, 62, 1993, pp. 2468-2470.
- [35] J. Masalkar, M. Fujimura, T. Suhara and H. Nishihara, "Vapour phase proton-exchange: technique for waveguide fabrication in LiNbO₃," *Electron. Lett.*, 33(6), 1997, pp. 519-520.
- [36] J. Rams, J. Olivares and J. M. Cabrera, "High-index proton-exchanged waveguides in Z-cut LiNbO₃ with undegraded nonlinear optical," *Appl. Phys. Lett.*, 70(16), 1997, pp. 2076-2078.
- [37] J. Rams, J. Olivares, J.M. Cabrera, "Preparation of proton-exchange LiNbO₃ waveguides in benzoic acid vapor," *J. Opt. Soc. Am. B*, 16, 1999, pp. 401-406.
- [38] S. M. Al-Shukri, J. F. Duffy, R. M. De la Rue, G. Mazzi, A. Carnera, M. N. Armenise, "Single-mode planar and stripe waveguides by proton exchange in lithium tantalate and lithium niobate," *SPIE 651, Integrated Optical Circuit Engineering III*, 1986, pp. 20-25.
- [39] V. A. Ganshin, Yu. N. Korkishko and T. V. Morozova, "Properties of proton exchanged optical waveguiding layers in LiNbO₃ and LiTaO₃," *Phys. Stat. Sol. (a)*, 110, 1988, pp. 397-402.
- [40] M. M. Howerton, W. K. Burns, P. R. Skeath, A. S. Greenblatt, "Dependence of refractive index on hydrogen concentration in protonexchanged LiNbO₃," *J. Quantum Elec.*, 27(3), 1991, pp. 593-601.
- [41] F. Zhou, A. M. Matteo, R. M. De La Rue, C. N. Ironside, "Swelling characteristics of proton-exchanged LiNbO₃ waveguides," *Elec. Lett.*, 28, 1992, pp. 87-89.
- [42] M. de Micheli, J. Botineau, S. Neveu, P. Sibillot, D. B. Ostrowsky, M. Papuchon, "Fabrication and characterization of titanium indiffused proton exchanged (TIPE) waveguides in lithium niobate," *Opt. Com.* 42, 1982, pp.101-103.
- [43] P. Baldi, M. R. Shenoy, S. Nouh, M. de Micheli, D. B. Ostrowsky, "Estimation of the extent and influence of longitudinal diffusion on LiNbO₃ proton exchanged segmented stripe waveguides," *Opt. Comm.*, 104(4-6), 1994, pp. 308-312.
- [44] E. PUN, K. LOI et P. CHUNG, "Proton exchanged waveguides in MgO:LiNbO₃ using phosphoric acid," *Elect. Lett.*, 27, 1991, pp. 168-169.
- [45] N. Goto and G. Yip, "Characterization of proton exchange and annealed LiNbO₃ waveguides with phosphoric acid," *Appl. Opt.*, 28, 1989, pp. 60-65.
- [46] G. Bogert and D. Moser, "Sulfuric acid proton exchanged channel waveguides fabricated in LiNbO₃," *IEEE. Phot. Tech. Lett.*, 22, 1990, pp. 632-633.
- [47] E. Pun, K. Loi and P. Chung, "Index profile of proton exchanged waveguides in lithium niobate using cinnamic acid," *Elect. Lett.*, 27, 1991, pp. 1282-1283.
- [48] C. Rice and J. Jackel, "Structural changes with composition and temperature in H_xLi_{1-x}NbO₃," *Mat. Res. Bull.*, 119, 1984, pp. 591-597.

- [49] M. Minakata, K. Kumagai and S. Kawakami, "Lattice constant changes and electrooptic effects in proton exchanged LiNbO₃ optical waveguide," *Optoelectronics*, 11, 1986, pp. 163-173.
- [50] D. Clark, A. Nutt, K. Wong, P. Laybourn and R. De La Rue, "Characterization of proton exchange slab optical waveguides in Z-cut LiNbO₃," *J. Appl. Phys.*, 54, 1983, pp. 6218-6220.
- [51] J. Ph. Baret, "Génération de second harmonique dans les guides d'ondes réalisés par échange protonique dans le niobate de lithium," Thèse, Nice, 1986.
- [52] C. Rice, "The structure and properties of Li_{1-x}H_xNbO₃," *J. Solid State Chemistry*, 64, 1986, pp. 188-199.
- [53] W. Hou, W. Hua, Y. Zhang and H. Tan, "Possible Mechanism for increase of extraordinary refractive index in proton exchanged LiNbO₃ waveguides," *Elect. Lett.*, 27, 1991, p. 755.
- [54] M. Li, M. De Micheli, D. B. Ostrowski and M. Papuchon, "Fabrication et caractérisation de guides PE présentant une faible variation d'indice et une excellente qualité optique," *J. Opt.*, 18, 1987, pp. 139-144.
- [55] M. Abouelleil and F. Leonberger, "Waveguides in lithium niobate," *J. Am. Ceram. Soc.*, 72, 1989, pp. 1311-1321.
- [56] M. L. Bortz, Thèse de Doctorat, Département de Physique Appliquée, Université de Stanford, Californie, USA, 1994.
- [57] K. P. Petrov, A. T. Ryan, T. L. Patterson, L. Huang, S. J. Field and D. J. Bamford, "Spectroscopic detection of methane by use of guided-wave diode-pumped difference-frequency generation," *Opt. Lett.* 23(13), 1998, pp. 1052-1054.
- [58] M. Yamada, N. Nada, M. Saitoh and K. Watanabe, "First-order quasi-phase matched LiNbO₃ waveguide periodically poled by applying an external field for efficient blue second-harmonic generation," *Appl. Phys. Lett.* 62(5), 1993, pp. 435-436.
- [59] M. Fujimura, M. Sudoh, K. Kintaka, T. Suhara, H. Nishihara, "Resonant waveguide quasi-phase-matched SHG devices with electrooptic phase-modulator for tuning," *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* 2(2), 1996, pp. 396-400.
- [60] L. E. Myers, R. C. M. Pejer, R. L. Byer and W. R. Bosenberg, *CLEO'95 Baltimore, Maryland*, Paper CThC3, 1995.
- [61] A. Martinez, "Thèse de doctorat n°915," Université de Franche-Comté, Besançon, 2002.
- [62] V. Ya Shur, E. Rumyantsev, E. V. Nikolaeva, E. I. Shishkin, D. V. Fursov, R. Batchko, L. A. Eyres, M. M. Fejer, R. L. Byer, W. R. Bosenberg, "Nanoscale backswitched domain patterning in lithium niobate," *Appl. Phys. Lett.*, 76(2), 2000, pp. 143-145.
- [63] G. D. Miller, R. G. Batchko, M. M. Fejer, R. L. Byer, "Visible quasi-phase-matched harmonic generation by electric-field-poled lithium niobate," *Proc. SPIE*, 2700, 1996, pp. 34-45.

- [64] L. E. Myers, R. C. Eckardt, M. M. Fejer, R. L. Byer, W. R. Bosenberg, "Multigrating quasi-phase-matched optical parametric oscillator in periodically poled LiNbO₃," *Opt. Lett.*, 21(8), 1996, pp. 591-593.
- [65] V. Ya Shur, R. Batchko, E. Romyantsev, G. D. Miller, M. M. Fejer, R. L. Byer, "Domain Engineering: Periodic Domain Patterning in Lithium Niobate," *Proc. 11th ISAF, Piscataway, IEEE, N.J.*, 1999, pp. 399-406.
- [66] V. Ya Shur, E. Romyantsev, R. Batchko, G. D. Miller, M. M. Fejer and R. L. Byer, "Physical Basis of the Domain Engineering in the Bulk Ferroelectrics," *Ferroelectrics*, 221, 1999, pp.157-167.
- [67] R. G. Batchko, V. Ya Shur, E. Romyantsev, M. M. Fejer, R. L. Byer, "Backswitch Poling in Lithium Niobate for High-fidelity Domain Patterning and Efficient Blue Light Generation," *Appl. Phys. Letters*, 75(12), 1999, pp.1673-1675.
- [68] J. Webjorn, F. Laurell, G. Arvidson, "Blue light generated by frequency doubling of laser diode light in a lithium niobate channel waveguide," *IEEE Photonics Technol. Lett.*, 1(10), 1989, pp. 316-318.
- [69] R. W. Keys, A. Loni, R. M. De La Rue, C. N. Ironside, J. H. Marsh, B. J. Luff, P. D. Townsend, "Fabrication of domain reversed gratings for SHG in LiNbO₃ by electron beam bombardment," *Electronics Letters*, 26(3), 1990, pp.188-190.
- [70] M. Yamada, K. P. Kishima, "Fabrication of periodically reversed domain structure for SHG in LiNbO₃ by direct electron beam lithography at room temperature," *Electronics Letters*, 27(10), 1991, pp. 828-829.
- [71] H. Ito, C. Takyu, "Fabrication of periodic domain grating in LiNbO₃ by electron beam writing for application of nonlinear optical processes," *Electronics Letters*, 27(14), 1991, pp. 1221-1222.
- [72] C. Restoin, C. Darraud-Taupiac, J. L. Decossas, J. C. Vareille, J. Hauden and A. Martinez, "Ferroelectric domain inversion by electron beam on LiNbO₃ and Ti:LiNbO₃," *Appl. Phys.*, 88(11), 2000, pp. 6665-6668.
- [73] M. Tamura and S. Yoshikado, "Etching characteristics of LiNbO₃ crystal by fluorine gas plasma reactive ion etching," *Science and Technol. Of Advanced Materials*, 2, 2001, pp. 563-569.
- [74] V. Foglietti, E. Cianci, D. Pezzetta, C. Sibilìa, M. Marangoni, R. Osellama and R. Ramponi, "Fabrication of band-gap structures in planar nonlinear waveguides for second harmonic generation," *Microelect. Engineering*, 67-68,2003, pp. 742-748.
- [75] P. T. Brown, S. Mailis, I. Zergoti and R. W. Eason, "Microstructuring of lithium niobate single crystals using pulsed UV laser modification of etching characteristics," *Optical Materials*, 20(2), 2002, pp. 125-134.
- [76] H. Porte, P. Mollier and J. p. Goedgebuer, "Réduction de la tension d'accord de phase dans un convertisseur TE-TM," *J. Phys. III*, 1, 1990, pp. 29-44.

- [77] H. Porte, P. Mollier, R. Ferriere, B. Carquille, J. P. Goedgebuer, "Determination of phase mismatch in a Z-propagating LiNbO₃ TE-TM converter," *Opt. and Quant. Elect.* 23, 1991, pp.657-664.
- [78] J. Jackel, A. M. Glass, G. E. Peterson, C. E. Rice, D. H. Olson and J. J. Veselka, "Damage-resistant LiNbO₃ waveguides," *J. Appl. Phys.*, 55(1), 1984, pp. 269-270.
- [79] T. Suhara, S. Fujiwara and H. Nishihara, "Proton exchanged Fresnel lenses in Ti:LiNbO₃ waveguides," *Appl. Opt.*, 25, 1986, pp. 3379-3383.
- [80] A. L. Dawar, S. M. Al-Shukri, R. M. De La Rue, A. C. G. Nutt and G. Stewart, "Fabrication and characterization of titanium-indiffused proton-exchanged optical waveguides in Y-LiNbO₃," *Appl. Opt.*, 25(9), 1986, pp. 1495-1498.

Chapitre 3

Analyse d'un guide Ti:LiNbO₃ Microstructuration par échange protonique partiel

1. Introduction

Les applications des guides optiques distribués, périodiques et pseudopériodiques, sont nombreuses et variées notamment pour la réalisation de fonctionnalités dédiées aux systèmes photoniques multi-longueur d'onde [1]. La compensation de dispersion, les multiplexeurs à insertion/extraction et les lasers à contre-réactions distribuées (DFB lasers pour *Distributed Feed-Back Lasers*) sont quelques unes des applications dans le domaine des télécommunications. Comme on a vu dans le chapitre précédent, le niobate de lithium s'est imposé comme l'un des matériaux de prédilection pour la réalisation de dispositifs optiques et ce grâce à l'association remarquable et unique des propriétés physiques multiples (électro-optique, photo-élastique, piézoélectrique, non-linéaire, ...) qu'il présente. Dans un tel substrat, plusieurs techniques d'inscription ou de micro-structuration telles que l'ablation laser [2], la gravure ionique [3], ou celle basée sur la photo réfractivité [4], ont été mises en œuvre pour la fabrication de telles structures.

Dans ce chapitre, nous présenterons une nouvelle approche pour l'étude des guides d'onde ayant un profil d'indice quelconque. Elle sera appliquée à la mise en œuvre d'un guide Ti:LiNbO₃ distribué par échange protonique dont la profondeur est plus petite que celle du guide. Ce type de guide distribué est réalisé par échange protonique à travers un masque reproduisant le motif de la structure périodique ou pseudopériodique à inscrire dans le guide diffusé titane. Cette étude sera alors appliquée à la réalisation de fonctions de filtrage.

L'organigramme de la figure 3.1 représente le cœur de nos travaux effectués dans le cadre de cette thèse. Après l'étude des guides à saut d'indice microstructurés par corrugation de la surface ou bien par un changement localisé d'indice de réfraction à la surface, on va traiter le cas des guides distribués à gradient d'indice.

Deux cas se présentent: la distribution d'indice de réfraction est considérée, soit constante ou bien variable, dans la même zone échangée suivant la direction de propagation.

Pour le cas d'une distribution d'indice constante, on va rappeler l'étude faite pour le calcul de l'indice effectif d'un guide de niobate de lithium diffusé titane, et généraliser cette étude pour un profil d'indice quelconque, pour des diffusions multiples et en particulier pour un guide de niobate de lithium à double diffusion (diffusion titane puis l'échange protonique).

Pour le cas d'une distribution d'indice variable, on va déterminer les valeurs des coefficients de diffusion de l'échange protonique dans le guide de niobate de lithium diffusé titane, déduire la relation entre la profondeur de pénétration d'échange protonique et la largeur d'ouverture du masque, étudier l'effet du recouvrement entre deux zones échangées et à la fin mettre à disposition la méthode utilisée pour calculer la variation d'indice suivant les trois directions.

A la fin, après le calcul de la réflectivité par la méthode matricielle pour une distribution d'indice, soit constante ou bien variable, dans la zone échangée suivant la direction de propagation, nous représenterons une comparaison entre un faible et un fort recouvrement pour ces deux cas.

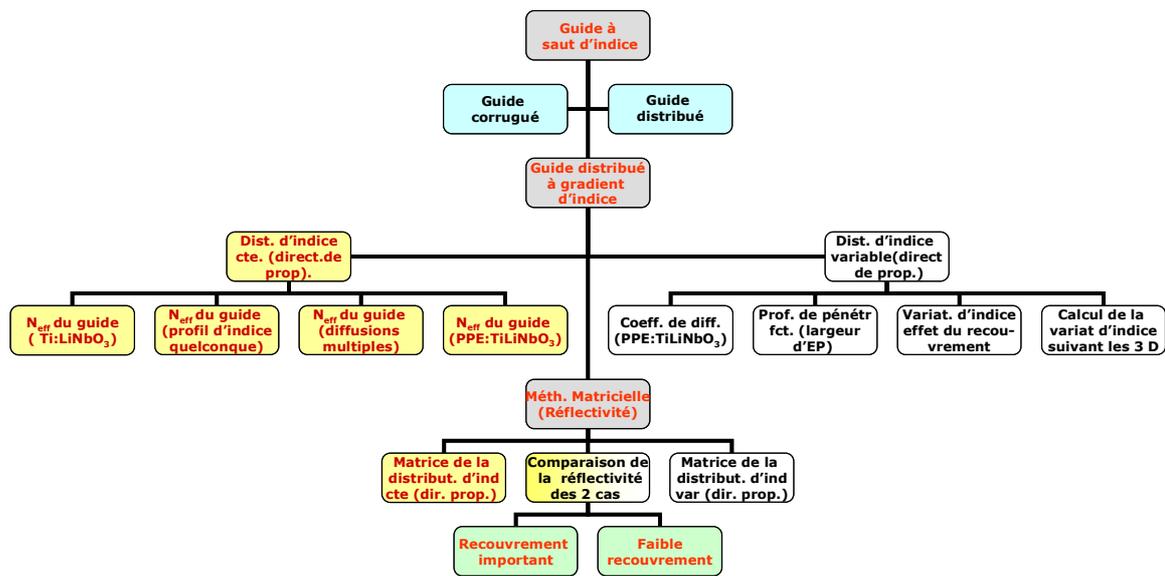


Figure 3.1 L'organigramme décrivant les différentes études dans ce chapitre.

2. Guides d'onde à saut d'indice

2.1. Cas d'un guide d'onde corrugué à saut d'indice

Nous savons que le calcul de l'indice effectif, l'indice vu par l'onde qui se propage dans le guide, permet de calculer la fonction de transfert de la structure. Pour cela, notre objectif est de mettre au point un outil analytique ou semi-analytique pour calculer l'indice effectif dans le cas d'un guide microstructuré par échange protonique.

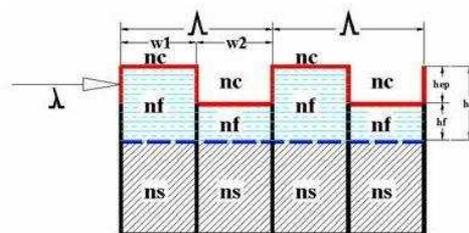


Figure 3.2 Guide d'onde corrugué à saut d'indice

En se basant sur le calcul de l'indice effectif d'un guide périodique corrugué (Figure 3.2), ayant un profil à saut d'indice, où n_c , n_f et n_s sont l'indice de l'air, du guide et du substrat, respectivement avec h_f est la profondeur de la zone corruguée et h_1 est celle du guide, et d'après l'équation de dispersion

$$V_k(1-b_k)^{1/2} = \tan^{-1}[(b_k+a)/(1-b_k)]^{1/2} + \tan^{-1}[b_k/(1-b_k)]^{1/2} + m\pi \quad (3.2)$$

où la fréquence normalisée V_k et l'indice effectif normalisé b_k sont donnés par

$$V_k = \frac{2\pi}{\lambda} h_f (n_f^2 - n_s^2)^{1/2} \quad (3.3)$$

$$b_k = \frac{N_k^2 - n_s^2}{n_f^2 - n_s^2} \quad (3.4)$$

avec λ est la longueur d'onde dans le vide et $a = (n_s^2 - n_c^2)/(n_f^2 - n_s^2)$, on déduit la valeur de l'indice effectif N_k sur une demi-période où $\beta = k_0 N_k$ est la constante de propagation du mode guidé d'ordre m et $k_0 = 2\pi/\lambda$ est le vecteur d'onde.

Chaque demi-période sera représentée par une matrice élémentaire fonction de l'indice effectif et de la longueur d'onde. La matrice caractéristique d'une période est le produit de ces deux matrices élémentaires et la matrice propre de la structure est une puissance p de la matrice élémentaire, p étant le nombre de période.

2.2.Cas d'un guide d'onde distribué à saut d'indice

Lors de la première approche, par souci de simplification, nous avons considéré que la diffusion de titane et l'échange protonique localisé induisent des variations d'indices constantes notées n_f et n_{ep} , respectivement, où h_{ep} est la profondeur des zones ayant subits l'échange protonique localisé (Figure 3.3). Dans ce cas, chaque période du réseau sera divisée en deux zones, l'une est constituée de trois couches (n_c , n_f et n_s) tandis que l'autre est constituée de quatre couches (n_c , n_{ep} , n_f et n_s).

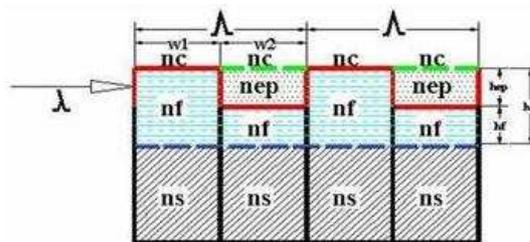


Figure 3.3 Guide d'onde distribué à saut d'indice

Si on applique la même démarche que celle adoptée pour le guide corrugué, on calcule les indices effectifs des zones constituées de trois ou quatre couches.

Nous avons approximé le calcul de l'indice effectif correspondant aux zones constituées de quatre couches en considérant que la deuxième et la troisième couche peuvent être remplacées par une seule couche n_{ef} , pour se retrouver dans le cas simple de trois couches (n_c , n_{ef} et n_s) (Figure 3.4).

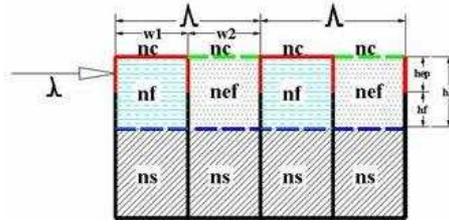


Figure 3.4 Guide d'onde distribué à saut d'indice

La valeur de n_{ef} sera écrite sous la forme suivante

$$n_{ef} = n_{ep} \left(\frac{h_{ep}}{h_1} \right) + n_f \left(\frac{h_f}{h_1} \right) \quad (3.5)$$

Ainsi, pour vérifier cette équation, on va prendre les cas limites suivants :

$$* h_{ep} = 0 \Rightarrow n_{ef} = n_f$$

$$* h_f = 0 \Rightarrow n_{ef} = n_{ep}$$

$$* h_{ep} = h_f = \frac{h_1}{2} \Rightarrow n_{ef} = \frac{n_{ep} + n_f}{2}$$

3. Guides d'onde à gradient d'indice

Pour être plus rigoureux dans notre calcul de l'indice effectif, nous avons étudié le cas réel du guide d'onde de niobate de lithium diffuse titane, microstructuré par échange protonique, ayant un profil en gradient d'indice.

On va présenter une méthode semi-analytique pour étudier un guide d'onde distribué de période A dans un substrat de niobate de lithium. Cette période est formée de deux zones de dimensions longitudinales, A_1 pour la zone échangée (PPE-Ti:LiNbO₃) et A_2 pour l'autre zone non-échangée (Ti:LiNbO₃), d'où $A = A_1 + A_2$.

Deux méthodes de calcul de la distribution d'indice ont été élaborées. Dans l'une on considère que la distribution d'indice est constante suivant la direction de propagation dans chacune des zones échangées (Figure 3.5-a), tandis que dans la deuxième méthode on considère qu'elle est variable (Figure 3.5-b).

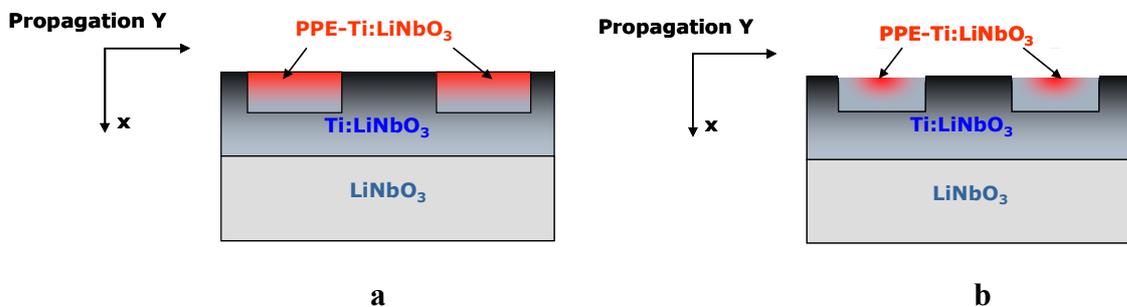


Figure 3.5 a-Distribution d'indice constante suivant la direction de propagation dans les zones échangées

b-Distribution d'indice variable suivant la direction de propagation dans les zones échangées

3.1. Distribution d'indice constante suivant la direction de propagation dans chacune des zones échangées

En première approximation, comme la distribution d'indice de réfraction est indépendante de la direction de propagation dans chacune des zones échangées, le guide distribué, illustré sur la figure 3.6, aura deux indices effectifs N_{eff1} et N_{eff2} propres aux zones échangées et non-échangées.

Les figures 3.7 et 3.8 représentent la répartition d'indice extraordinaire dans les deux zones Ti:LiNbO₃ et PPE-Ti:LiNbO₃, respectivement.

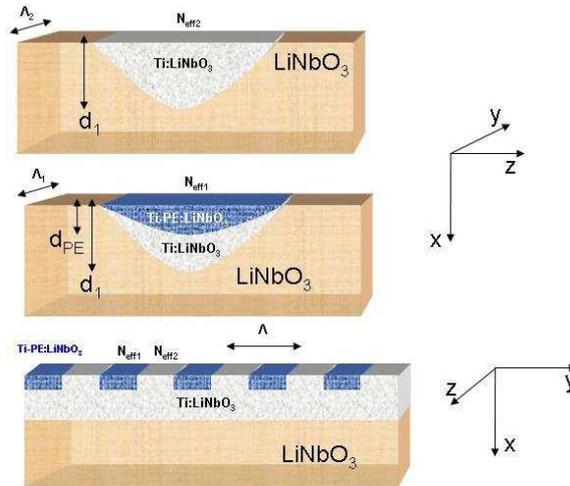


Figure 3.6 Guide d'onde distribué où N_{eff1} et N_{eff2} sont les indices effectifs des deux zones PPE-Ti:LiNbO₃ et Ti:LiNbO₃, respectivement.

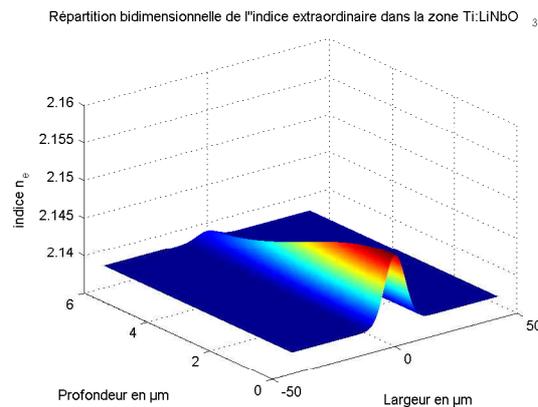


Figure 3.7 Répartition bidimensionnelle d'indice dans la zone Ti:LiNbO₃.

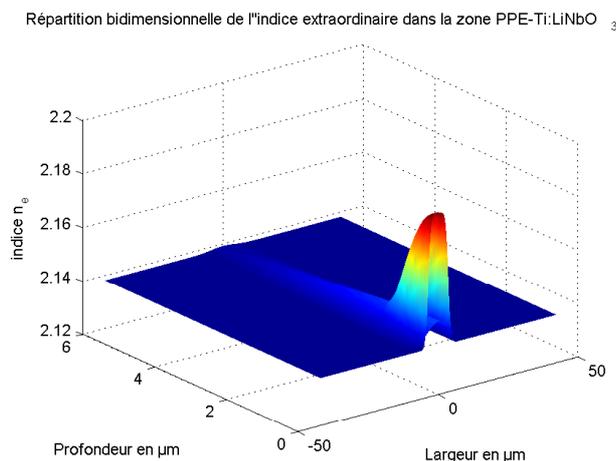


Figure 3.8 Répartition bidimensionnelle d'indice dans la zone PPE-Ti :LiNbO₃.

3.1.1. Principe de la méthode analytique

L'optimisation des composants en optique intégrée exige la connaissance de l'indice effectif du guide d'onde et leur dépendance des paramètres de fabrication. L'étude suivante est développée pour calculer l'indice effectif d'un guide d'onde planaire, caractérisé par un profil à gradient d'indice suivant la profondeur. L'équation d'onde correspondante à ce profil pour un champ électrique E_y est généralement donnée par,

$$\frac{\partial^2 E_y}{\partial x^2} + (k_0^2 n^2(x) - \beta^2) E_y = 0 \quad (3.6)$$

Une solution analytique est obtenue seulement si la variation d'indice suit une loi exponentielle suivant la profondeur x . Cette équation est résolue par plusieurs méthodes approximatives comme la méthode des multicouches [5], « piece-wise approximation method » [6], la méthode de Wentzel-Kramers-Brillouin (WKB) [7], [8] et la méthode des rayons [9]. Nous avons choisi d'appliquer la méthode des rayons grâce aux résultats rigoureux qu'elle donne pour une large variété de profils, en particulier ceux qui correspondent aux guides monomodes [10]. Ensuite, la méthode de l'indice effectif sera appliquée dans le cas d'un guide d'onde canal [11]. Cette méthode permet de déterminer l'indice effectif ou bien la constante de propagation, en se basant sur des considérations approximatives.

Conventionnellement, les caractéristiques de dispersion modales d'un guide d'onde sont décrites par les courbes de dispersion (courbe $b=f(V)$, où b est l'indice effectif normalisé et V est la profondeur ou la fréquence normalisée) appliquées à tous les modes guidés d'après la figure 3.9.

Dans ce qui suit, on va adopter une technique analytique pour l'évaluation du profil d'indice du guide. On généralise la méthode des rayons pour le cas de plusieurs diffusions partielles et successives, puis on l'applique pour le cas particulier de l'échange protonique partiel dans un guide diffusé titane.

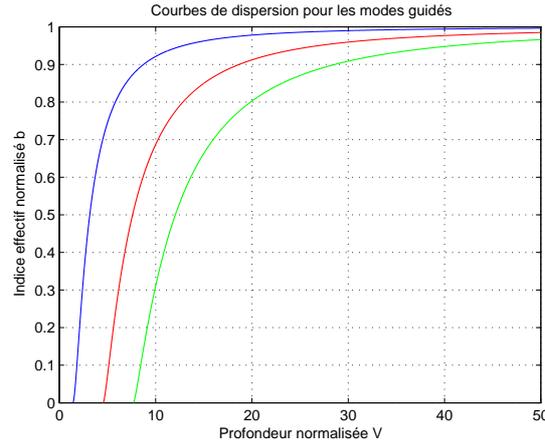


Figure 3.9 Courbes de dispersion pour les modes guidés.

3.1.2. Indice effectif du guide d'onde Ti:LiNbO₃

On rappelle que dans un guide d'onde optique à gradient d'indice (Figure 3.10), réalisé dans le niobate de lithium par diffusion de titane, le profil d'indice de réfraction $n(x)$ est approximé par une fonction monotone variable, continue et décroissante pour $x > 0$, en fonction de la profondeur x , ayant une valeur maximale à la surface $x = 0$.

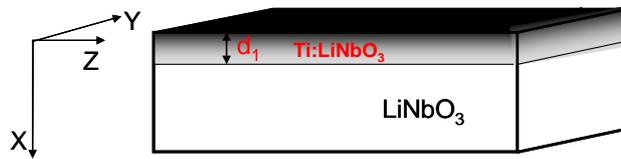


Figure 3.10 Guide d'onde optique Ti :LiNbO₃

Pour un guide d'onde occupant l'espace $x > 0$, le profil d'indice de réfraction s'écrit sous la forme

$$n(x) = n_s + \Delta n_{Ti} f(x/d_1) \tag{3.7}$$

où n_s est l'indice du substrat, d_1 est la profondeur de diffusion et Δn_{Ti} est la variation d'indice maximale donnée par

$$\Delta n_{Ti} = n_{g1} - n_s \tag{3.8}$$

avec n_{g1} est la valeur maximale de $n(x)$ à la surface après diffusion. La variation d'indice par diffusion de titane est décrite par une fonction de distribution gaussienne $f(x/d_1) = e^{-x^2/d_1^2}$ caractérisant le profil, où $0 < f(x/d_1) < 1$ et $f(x/d_1)$ égal à $1/e$ pour $x = d_1$. La courbe de la figure 3.11 montre le profil d'indice de réfraction correspondant.

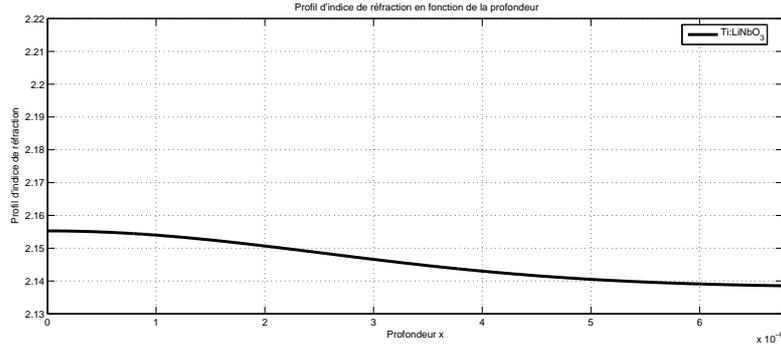


Figure 3.11 Profil d'indice de réfraction en fonction de la profondeur du guide Ti:LiNbO₃.

D'après la méthode des rayons, l'existence des modes guidés exige que la somme des déphasages transverses pour un tour complet d'un rayon lumineux traversant le guide soit un entier multiple de 2π . L'équation aux valeurs propres sera la suivante [4],

$$\sum_i \phi_i + 2\phi_s + 2\phi_{eff} = 2m\pi \quad (3.9)$$

où ϕ_i , ϕ_s et ϕ_{eff} sont les déphasage du $i^{\text{ème}}$ segment de la trajectoire du rayon par réflexion dans le substrat, à la surface du guide et au point de pénétration maximale à travers le guide connu sous le nom du point tournant, respectivement (Figure 3.12).

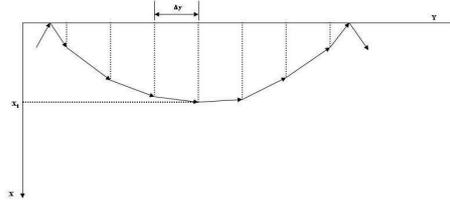


Figure 3.12 Trajectoire d'un rayon lumineux suivant la profondeur du guide.

L'équation (3.9) peut être écrite sous la forme d'une équation de dispersion du mode m propagé [12], [13],

$$k_0 \int_0^{x_{eff}} \sqrt{n^2(x) - N_{eff}'^2(m)} dx = m\pi - \phi_s - \phi_{eff} \quad (3.10)$$

avec $N_{eff}'(m) = n(x_{eff})$, où x_{eff} est le point tournant, défini comme étant le point de la profondeur maximale de pénétration du rayon, connue sous le nom de la profondeur effective du guide d'onde [14], $N_{eff}'(m)$ est l'indice effectif, et $\beta_m = k_0 N_{eff}'(m)$ est la constante de propagation du mode guidé d'ordre m qui peut avoir des valeurs entières 0, 1, 2, ..., .

On pose la nouvelle variable $\xi = x/d_1$ avec $\xi_{eff} = x_{eff}/d_1$. En introduisant la profondeur de diffusion normalisée V' et l'indice effectif normalisé b' définis respectivement comme,

$$V' = k_0 d_1 \sqrt{n_{g1}^2 - n_s^2} \quad (3.11)$$

$$b' = \frac{N_{eff}'^2(m) - n_s^2}{n_{g1}^2 - n_s^2} = e^{-x_{eff}^2/d_1^2} = e^{-\xi_{eff}^2} = f(\xi_{eff}) \quad (3.12)$$

et en considérant $\Delta n_{Ti} \ll n_s$, l'équation (3.7) sera approximée par,

$$\Delta n_{Ti}^2 = n_{g1}^2 - n_s^2. \tag{3.13}$$

et le profil d'indice sera écrit sous la forme,

$$n^2(x) = n_s^2 + (n_{g1}^2 - n_s^2) f(\xi) \tag{3.14}$$

En utilisant les équations (3.11), (3.12), (3.13) et (3.14), la forme générale de l'équation (3.10), obtenue par l'application de la méthode des rayons, s'écrit sous la forme

$$2V' \int_0^{\xi_{eff}} \sqrt{f(\xi) - b'} d\xi = 2m\pi - 2\phi_s - 2\phi_{eff} \tag{3.15}$$

L'équation (3.15) est résolue numériquement pour déterminer l'indice effectif $N'_{eff}(m)$ des zones Ti:LiNbO₃ qui vont constituer le guide distribué, comme l'indique la figure 3.13.

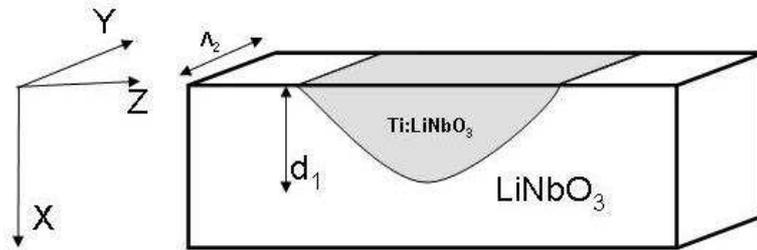


Figure 3.13 Zone Ti:LiNbO₃ ayant la profondeur d_1 et la longueur A_2 .

3.1.3. Généralisation

Partant du même principe mathématique, on va généraliser cette méthode pour deux cas particuliers. Dans le premier cas, il s'agit de calculer l'indice effectif d'un guide ayant un profil d'indice quelconque, alors que la deuxième approche concernera le cas de plusieurs diffusions partielles consécutives, où chacune de ces diffusions doit être caractérisée par une profondeur plus petite que celle correspondante à la diffusion qui la précède.

3.1.3.1 Indice effectif d'un guide d'onde ayant un profil d'indice quelconque

D'après l'étude précédente appliquée à une seule diffusion, une nouvelle équation de dispersion généralisée est dérivée, caractérisant n'importe quel profil d'indice de réfraction d'un guide donné. Par conséquent, l'indice effectif sera calculé avec une grande précision. Considérons un profil d'indice quelconque, comme illustré sur la figure 3.14. La méthode adoptée consiste à « échantillonner » ce profil en plusieurs parties, où chacune sera modélisée par une forme analytique qui ressemble à celle correspondant à la diffusion de titane présentée dans le paragraphe précédent. La « somme » de ces parties reconstruit exactement le même profil d'indice (Figure 3.15).

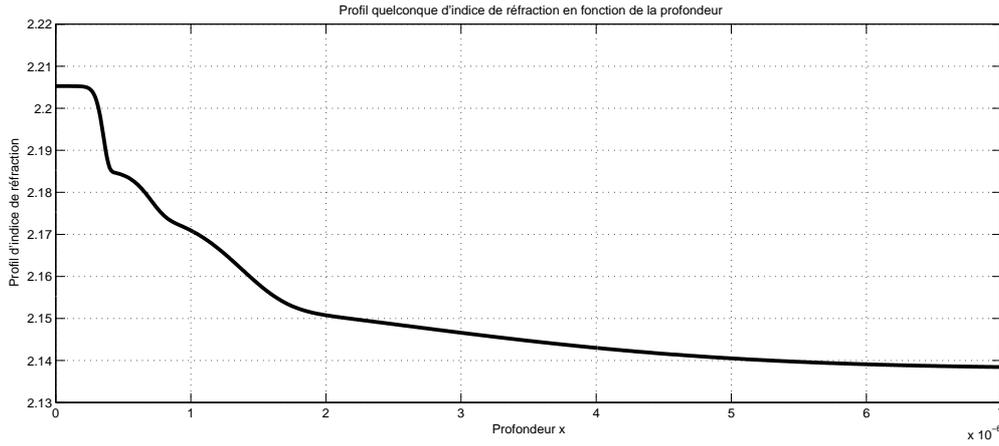


Figure 3.14 Profil quelconque d'indice de réfraction en fonction de la profondeur

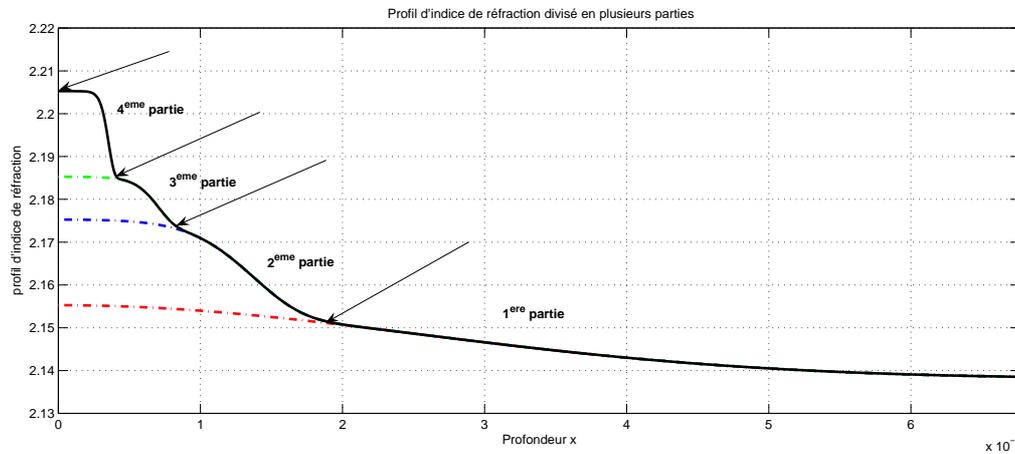


Figure 3.15 "Échantillonnage" du profil d'indice de réfraction quelconque en fonction de la profondeur

On modélise analytiquement le profil d'indice par la somme d'éléments représentant les profils d'indice de ces parties,

$$n^2(x) = n_s^2 + \Delta^2 n_1 f_1(\xi_1) + \Delta^2 n_2 f_2(\xi_2) + \dots + \Delta^2 n_n f_n(\xi_n) = n_s^2 + \sum_{i=1}^n \Delta^2 n_i f_i(\xi_i) \quad (3.16)$$

où chaque élément est exprimé comme suit,

$$\Delta^2 n_i f_i(\xi_i) = \Delta^2 n_i \exp(\xi_i^{-a_i}) \quad (3.17)$$

alors que $f_1(\xi_1)$, $f_2(\xi_2)$, ..., $f_n(\xi_n)$ représentent les variations d'indice en fonction de la profondeur qui peuvent être représentées par différentes formes comme une fonction erreur, une gaussienne, une exponentielle, ou bien qui peuvent être décrites par une fonction mathématique simple. La forme la plus générale est écrite sous la forme [15],

$$f_i(\xi_i) = \exp(\xi_i^{-a_i}) \quad (3.18)$$

où a_i est un paramètre associé à la forme de chaque profil et dont la flexibilité permet de représenter une vaste gamme de fonctions (les valeurs $a_i = 1, 2$ et 10 correspondent à la forme du profil exponentiel, Gaussien, et à saut d'indice, respectivement).

Puisque les variations d'indice ($\sim 10^{-2}$) sont négligeables devant les valeurs des indices du substrat et du guide ($\sim 2,14$ pour le niobate de lithium, par exemple),

$$\Delta n_1 \ll n_s, \Delta n_2 \ll n_{g1}, \dots, \Delta n_{gn} \ll n_{g(n-1)} \quad (3.19)$$

on peut alors établir les approximations suivantes,

$$\Delta^2 n_1 = n_{g1}^2 - n_s^2, \Delta^2 n_2 = n_{g2}^2 - n_{g1}^2, \dots, \Delta^2 n_n = n_{gn}^2 - n_{g(n-1)}^2 \quad (3.20)$$

où $n_{g1}, n_{g2}, \dots, n_{gn}$ sont définies comme étant les valeurs fictives des indices de réfraction à la surface du guide pour chaque profil élémentaire constituant une partie du profil total et n_1, n_2, \dots, n_n sont les valeurs des indices de réfraction au niveau des profondeurs d_1, d_2, \dots, d_n , respectivement, avec $d_1 > d_2 > \dots > d_n$. On fait le changement des variables suivant $\xi_1 = x/d_1, \xi_2 = x/d_2, \dots, \xi_n = x/d_n$ avec $\xi_{1eff} = x_{eff}/d_1, \xi_{2eff} = x_{eff}/d_2, \dots, \xi_{neff} = x_{eff}/d_n$. L'indice de réfraction correspondant à cette profondeur sera l'indice effectif $n(x_{eff}) = N_{eff}(m)$, où m est le numéro du mode propagé.

L'indice effectif normalisé et la fréquence normalisée sont exprimés respectivement par

$$\begin{aligned} b &= \frac{\Delta^2 N}{\Delta^2 n_M} = \frac{N_{eff}^2 - n_s^2}{n_{gn}^2 - n_s^2} = \sum_{i=1}^n \frac{\Delta^2 n_i}{\Delta^2 n_M} f_i(\xi_{ieff}) \\ &= \frac{\Delta^2 n_1}{\Delta^2 n_M} f_1(\xi_{1eff}) + \frac{\Delta^2 n_2}{\Delta^2 n_M} f_2(\xi_{2eff}) + \dots + \frac{\Delta^2 n_n}{\Delta^2 n_M} f_n(\xi_{neff}) \end{aligned} \quad (3.21)$$

$$V_{d_1} = k_0 d_1 \sqrt{n_{gn}^2 - n_s^2} \quad (3.22)$$

et la fonction de distribution d'indice est notée,

$$\begin{aligned} f(\xi) &= \frac{\Delta^2 n}{\Delta^2 n_M} = \frac{n^2(x) - n_s^2}{n_{gn}^2 - n_s^2} = \sum_{i=1}^n \frac{\Delta^2 n_i}{\Delta^2 n_M} f_i(\xi_i) \\ &= \frac{\Delta^2 n_1}{\Delta^2 n_M} f_1(\xi_1) + \frac{\Delta^2 n_2}{\Delta^2 n_M} f_2(\xi_2) + \dots + \frac{\Delta^2 n_n}{\Delta^2 n_M} f_n(\xi_n) \end{aligned} \quad (3.23)$$

où $\Delta^2 n = n^2(x) - n_s^2$, $\Delta^2 N = N_{eff}^2 - n_s^2$ et $\Delta^2 n_M = n_{gn}^2 - n_s^2$.

Pour un guide d'onde à gradient d'indice, l'équation aux valeurs propres (3.9) s'écrit,

$$k_0 \int_0^{x_{eff}} \sqrt{n^2(x) - N_{eff}^2(m)} dx = m\pi - \phi_s - \phi_{eff} \quad (3.24)$$

En utilisant le changement des variables précédent et la valeur de V_{d_1} dans l'équation (3.22), l'équation (3.24) sera mise sous la forme suivante,

$$V_{d_1} \int_0^{\xi_{eff}} \sqrt{\frac{n^2(x) - N_{eff}^2(m)}{n_m^2 - n_s^2}} d\xi = m\pi - \phi_s - \phi_{eff} \quad (3.25)$$

En remplaçant les équations (3.21) et (3.23) dans (3.25), on obtient l'équation de dispersion,

$$V_{d_1} \int_0^{\xi_{eff}} \sqrt{f(\xi) - b} d\xi = m\pi - \phi_s - \phi_{eff} \quad (3.26)$$

Une nouvelle équation aux valeurs propres est dérivée pour ce guide d'onde ayant un profil d'indice quelconque et l'indice effectif correspondant en sera alors déduit.

3.1.3.2 Indice effectif d'un guide d'onde réalisé par des diffusions partielles consécutives

En plus de son application à un guide d'onde ayant un profil d'indice quelconque, l'étude analytique précédente, peut être appliquée, en particulier, pour le calcul de l'indice effectif d'un guide d'onde réalisé par plusieurs diffusions partielles consécutives. Chaque diffusion induit une variation d'indice relative, mais à la différence du cas précédent d'un profil quelconque, les valeurs des indices de réfraction à la surface du guide ne sont plus fictives, mais correspondent plutôt aux différents processus de diffusion où elles seront notées $n_{g1}, n_{g2}, \dots, n_{gn}$ (Figure 3.16-c). On aura la même équation de dispersion (3.26), et l'indice effectif sera calculé en utilisant le même principe.

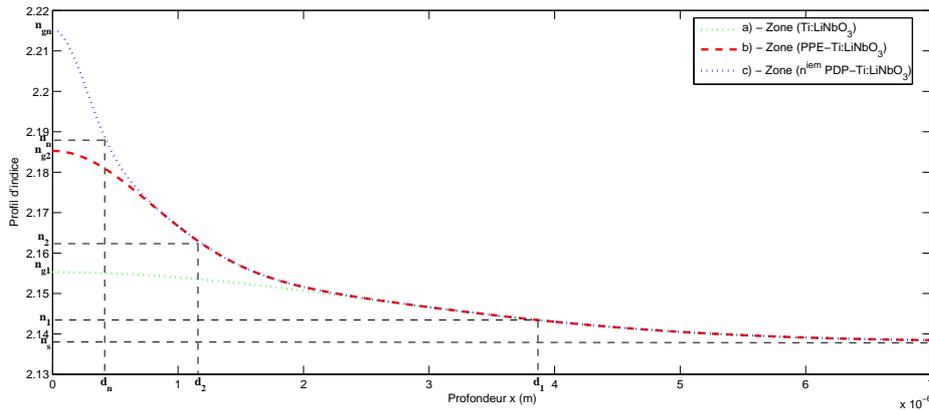


Figure 3.16 Profil d'indice de réfraction de plusieurs diffusions partielles en fonction de la profondeur

Dans ce qui suit, on va limiter l'approche généralisée pour le cas d'un double processus de diffusions partielles, réalisé par échange protonique dans un guide de niobate de lithium diffusé titane, où la profondeur d'échange protonique doit être plus petite que celle du guide Ti:LiNbO₃.

3.1.4. Indice effectif d'un guide Ti:LiNbO₃ ayant subi un échange protonique partiel

On réalise un échange protonique partiel dans un guide Ti:LiNbO₃ et on obtient un guide PPE-Ti:LiNbO₃ (PPE pour *Partially-Proton-Exchanged*) présenté sur la figure 3.17.

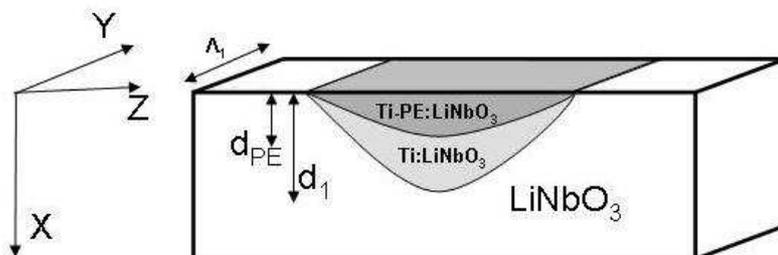


Figure 3.17 La zone PPE-Ti:LiNbO₃ a une profondeur d_1 et une longueur A_1 . Elle est subdivisée en deux couches: Ti-PE:LiNbO₃ est la couche supérieure entre la surface du guide et la profondeur d_{PE} ($0 < x < d_{PE}$) et Ti:LiNbO₃ est la couche inférieure entre la profondeur d_{PE} et la profondeur d_1 ($d_{PE} < x < d_1$).

Pour calculer l'indice effectif dans un tel guide, nous présentons une nouvelle approche pour calculer tout d'abord l'indice effectif du guide planaire (Figure 3.18), puis nous utilisons la méthode de l'indice effectif présentée au chapitre 1.



Figure 3.18 Guide d'onde planaire PPE-Ti:LiNbO₃

En posant $\Delta n_{PE}^2 = n_m^2 - n_g^2$ où n_m est la valeur maximale de l'indice de réfraction à la surface du guide, et en tenant en considération que $\Delta n_{PE} \ll n_g$, le nouveau profil d'indice prend la forme,

$$n^2(x) = n_s^2 + \Delta n_{Ti}^2 e^{-x^2/d_1^2} + \Delta n_{PE}^2 e^{-x^2/d_{PE}^2} \quad (3.27)$$

où d_{PE} est la profondeur de l'échange protonique.

A la profondeur maximale de pénétration x_{eff} dans le guide PPE-Ti:LiNbO₃, l'indice de réfraction sera considéré comme l'indice effectif de ce guide $n(x_{eff}) = N_{eff}''(m)$.

L'indice effectif normalisé et la fréquence normalisée sont exprimés respectivement par,

$$b'' = \frac{N_{eff}''^2 - n_s^2}{n_m^2 - n_s^2} = \frac{n_g^2 - n_s^2}{n_m^2 - n_s^2} e^{-x_{eff}^2/d_1^2} + \frac{n_m^2 - n_g^2}{n_m^2 - n_s^2} e^{-x_{eff}^2/d_{PE}^2} \quad (3.28)$$

$$V_{d_1}'' = k_0 d_1 \sqrt{n_m^2 - n_s^2} \quad (3.29)$$

L'équation aux valeurs propres est définie par,

$$k_0 \int_0^{x_{eff}} \sqrt{n^2(x) - N_{eff}''^2(m)} dx = m\pi - \phi_s - \phi_{eff} \quad (3.30)$$

En posant le changement des variables $\xi = x / d_1$ et $\xi_{eff} = x_{eff} / d_1$ et en les remplaçant dans l'équation (3.30), on obtient,

$$V_{d_1}'' \int_0^{\xi_{eff}} \sqrt{\frac{n^2(x) - N_{eff}''^2(m)}{n_m^2 - n_s^2}} d\xi = m\pi - \phi_s - \phi_{eff}. \quad (3.31)$$

Le rapport de profondeurs des deux diffusions défini par $r_d = d_{PE} / d_1$ et les paramètres

$A = \frac{n_g^2 - n_s^2}{n_m^2 - n_s^2}$ et $B = \frac{n_m^2 - n_g^2}{n_m^2 - n_s^2}$ sont remplacés par leurs valeurs dans l'équation (3.31), pour

obtenir l'équation suivante,

$$V_{d_1}'' \int_0^{\xi_{eff}} \sqrt{f(\xi) - b''} d\xi = m\pi - \phi_s - \phi_{eff} \quad (3.32)$$

où la fonction de distribution d'indice est notée,

$$f(\xi) = A e^{-\xi^2} + B e^{-\xi^2/r_d^2} \quad (3.33)$$

et l'indice effectif normalisé sera simplifié et mis sous la forme,

$$b'' = A e^{-\xi_{eff}^2} + B e^{-\xi_{eff}^2/r_d^2}. \quad (3.34)$$

Une nouvelle équation aux valeurs propres pour le guide PPE-Ti:LiNbO₃ est obtenue, ainsi que l'indice effectif correspondant.

3.2. Distribution d'indice variable suivant la direction de propagation dans chacune des zones échangées

Dans ce cas, nous considérons que la distribution d'indice de réfraction dépend de la direction de propagation. Par conséquent, l'indice effectif sera alors lui-même variable suivant cette direction.

En effet, sur la figure 3.19, on considère qu'il existe une variation d'indice de réfraction suivant la direction de propagation **Y**, puisque la dimension de l'ouverture du masque dans ce sens est tellement petite et même inférieure à la largeur du guide (7 μm). Si on choisit l'ordre 7 par exemple, la période correspondante à une longueur d'onde de Bragg $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$ est $A = 2.5\mu\text{m}$, ce qui correspond à une ouverture du masque dans le sens de la propagation de $W = 1.25 \mu\text{m}$ (pour un rapport cyclique de 0.5).

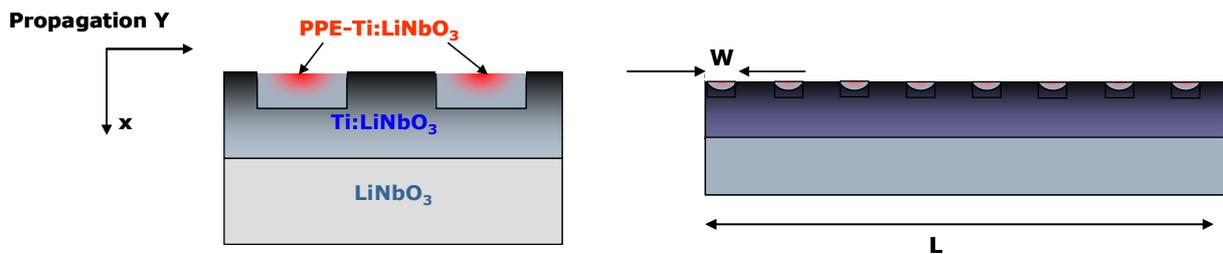


Figure 3.19 Guide d'onde ayant une distribution d'indice variable suivant la direction de propagation du mode guidé dans chacune des zones échangées.

Il existe deux théories pour modéliser un guide APE (Pour *Annealed Proton Exchange*), le but consistant à simuler la diffusion des protons dans le LiNbO₃ ou bien le Ti:LiNbO₃ lors du recuit :

- a)- Le modèle non-linéaire de l'équation de diffusion qui consiste à dire que les coefficients de diffusion sont fonction de la concentration [16], [17]. Le problème avec cette méthode est qu'il n'y a pas de forme analytique simple pour exprimer le profil d'indice. Il faut avoir recourt à des méthodes numériques comme les méthodes des différences finies ou des éléments finis.
- b)- Le modèle linéaire de l'équation de diffusion mais avec une relation non-linéaire liant l'indice au profil en concentration [18]-[20]. Nous nous basons sur ce modèle qui possède l'avantage d'avoir une solution analytique. Le modèle linéaire permet donc de traduire le profil d'indice d'un guide canal APE en profil d'indice effectif analytique, ce qui donne un calcul plus simple et plus flexible que dans le cas du modèle non-linéaire.

3.2.1. Profondeur d'échange protonique

La répartition des ions H⁺ dans la maille cristalline suit une loi de substitution complexe. Le profil en concentration est caractérisé par une forme en marche d'escalier (Figure 3.20).

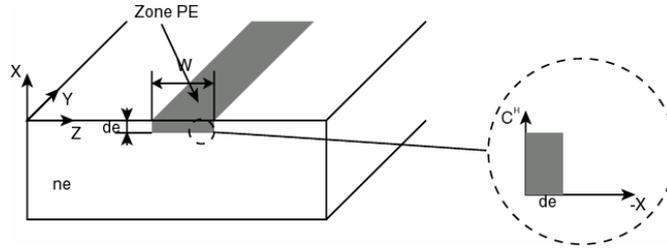


Figure 3.20 profil en concentration pour l'échange protonique sur le substrat

La concentration est donc constante sur une certaine couche de faible profondeur (notée profondeur de pénétration $de_{x,z}$), puis s'annule brutalement. Cette profondeur s'exprime analytiquement suivant une loi anisotrope de diffusion effective :

$$de_{x,z} = 2 \cdot \sqrt{De_{x,z} t_e} \tag{3.35}$$

avec t_e durée de l'échange protonique. Le coefficient de pénétration $De_{x,z}$ est interprété par une loi d'activation exponentielle du type :

$$De = De_{o,x,z} \cdot \exp\left(-\frac{Ea_{x,z}^e}{k.T_e}\right) \tag{3.36}$$

où $De_{o,x,z}$ correspond à la constante de pénétration, $Ea_{x,z}^e$ à l'énergie d'activation, k à la constante de Boltzmann et T_e à la température de l'échange.

Les coefficients utilisés dans la modélisation sont issus de données expérimentales de la littérature [21], [22]:

Pour les cristaux de niobate de lithium en coupe X (X-cut) :

$$De_{o,x} = 1,05 \cdot 10^9 \mu m^2 / h, \quad Ea_x^e = 0,924 eV$$

Pour les cristaux de niobate de lithium en coupe Z (Z-cut) :

$$De_{o,z} = 1,84 \cdot 10^9 \mu m^2 / h, \quad Ea_z^e = 0,978 eV$$

Il faut noter que ces coefficients sont donnés pour un échange protonique sur le substrat direct, sans tenir compte de l'influence de la présence du titane dans le guide Ti:LiNbO₃.

3.2.2. Valeurs des coefficients de diffusion par EP dans le Ti:LiNbO₃

Étant donné que la fabrication des guides optiques est basée sur des valeurs de coefficients de diffusion par échange protonique dans le substrat de niobate de lithium bien précises, une température d'échange de $T_e = 200^\circ C$ et une épaisseur initiale de titane de $\tau = 900 \text{ \AA}$, nous avons extrapolé ces coefficients dans le cas de l'échange protonique dans un guide de niobate de lithium diffusé titane, d'après le tableau 3.1 présenté ci-dessous [23].

Épaisseur initiale de titanium avant diffusion (nm)	D (220 °C)	D (250 °C)
0 nm	0.65	1.60
30 nm	0.40	1.20
50 nm	0.30	0.90

Tableau 3.1 Valeurs des coefficients de diffusion par EP dans le niobate de lithium

Dans un premier temps, on déduit les valeurs des coefficients de diffusion correspondantes aux températures de diffusion (220 °C et 250 °C), pour un dépôt de titane d'épaisseur $\tau = 900 \text{ \AA}$ par extrapolation, d'après la figure 3.21.

Puis, d'après ces deux valeurs extrapolées, on extrait les deux valeurs des coefficients de diffusion par dépôt de titane d'épaisseurs 90 nm et 0 nm, pour une température de 180 °C par une deuxième extrapolation, d'après la figure 3.22. Le rapport de ces deux dernières valeurs sera pondéré par la valeur connue du coefficient de diffusion pour le cas d'un échange protonique dans le LiNbO₃ pour obtenir la valeur du coefficient de diffusion de l'échange protonique dans le guide Ti:LiNbO₃.

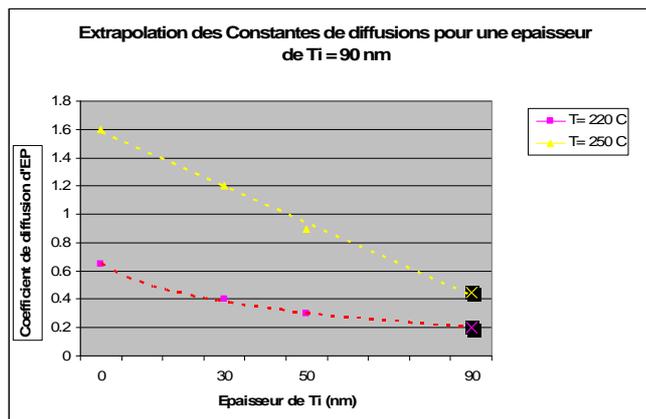


Figure 3.21 Extrapolation des constantes de diffusion pour un dépôt de Ti d'épaisseur $\tau = 90 \text{ nm}$.

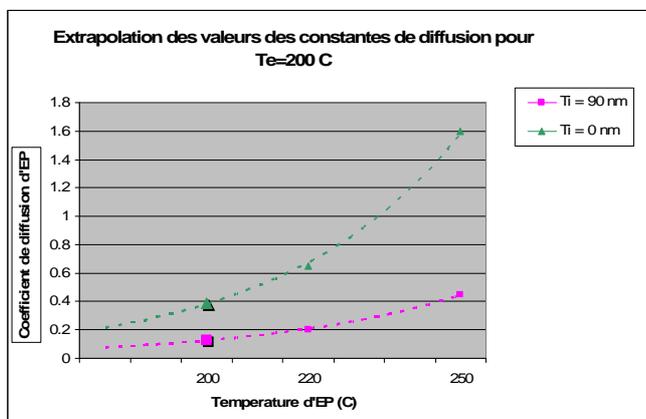


Figure 3.22 Extrapolation des constantes de diffusion pour une température d'échange protonique de $T_e=200^\circ\text{C}$

On trouve que le rapport de ces deux valeurs est égal à,

$$r_{90Ti/0Ti} \approx \frac{0.39}{0.13} = \frac{1}{3} \quad (3.37)$$

Cette valeur peut être considérée comme une bonne approximation pour relier les deux constantes de diffusion par échange protonique (avec ou sans diffusion de titane dans le substrat), et reflète la vitesse de diffusion dans les deux cas.

3.2.3. La profondeur de pénétration est une fonction de la largeur d'ouverture

Le modèle le plus simple (Figure 3.23-a) consiste à considérer que les zones d'échange protonique sont rectangulaires de dimensions :

$$S = A_1 \cdot d_x \quad (3.38)$$

où, A_1 et d_x sont la demi-période et la profondeur des zones échangées, respectivement.

En négligeant l'effet de la largeur d'ouverture du masque sur la profondeur de pénétration, un modèle plus réaliste de la figure 3.23-(b) consiste à considérer que la profondeur des zones d'échange protonique est une fonction de la longueur d'ouverture du masque, donc de A_1 , puisqu'il est tout à fait possible que l'échange protonique se fasse suivant les deux directions du plan (propagation, profondeur).

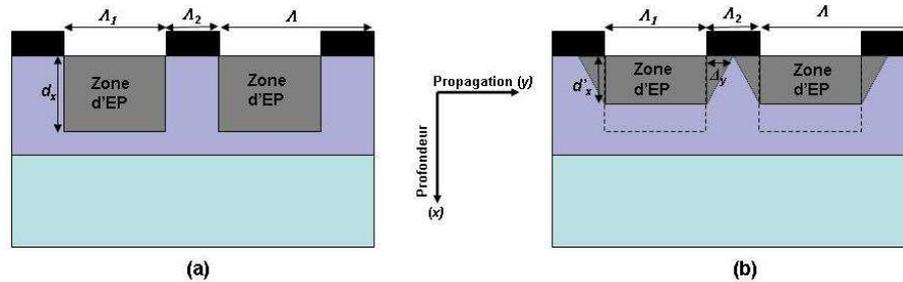


Figure 3.23 a- Modèle simple de deux zones voisines d'EP.

b- Modèle plus réaliste de deux zones voisines d'EP.

La valeur de d_x est issue des données expérimentales pour un guide plan. Il faut donc adapter et calculer la nouvelle profondeur équivalente d'_x dans le cas du modèle réaliste où les Δ_y correspondent aux bavures triangulaires d'échange protonique de part et d'autre pour chacune des zones échangées, suivant la direction de propagation. Pour cela, on considère que le volume de chaque zone échangée doit rester constant. Comme il y a une diffusion des deux cotés de cette zone suivant l'axe de propagation y , le volume de diffusion gagné en longueur sera perdu en profondeur et se traduit par une augmentation de la longueur qui devient $A_1 + \Delta_y$, et une diminution de la profondeur d_x qui devient d'_x d'après,

$$S = d_x \cdot A_1 = d'_x \cdot A_1 + d'_x \cdot \frac{\Delta_y}{2} + d'_x \cdot \frac{\Delta_y}{2} = d'_x \cdot (A_1 + \Delta_y) \quad (3.39)$$

$$d'_x = \frac{d_x \cdot A_1}{A_1 + \Delta_y} \quad (3.40)$$

Notons que cette nouvelle expression n'est qu'une approximation dans la mesure où le processus d'échange protonique n'est pas linéaire. La forme géométrique obtenue doit donc être plus compliquée en réalité.

Après l'échange protonique, le taux de remplacement des ions lithium est de 70%. Le cristal se trouve alors en phase β ($H_{0.7}Li_{0.3}NbO_3$) qui est caractérisée par la faiblesse de ses coefficients électro-optiques (baisse de 70% de leur efficacité) et la présence de phénomènes de « drift ». Il a été démontré que l'efficacité électro-optique pouvait être retrouvée lors d'un recuit des parties échangées [24]. De plus, cette méthode permet d'obtenir des gradients d'indice et donc des tailles de modes optiques compatibles avec ceux des fibres standards.

3.2.4. Variation d'indice et effet du recouvrement de deux zones échangées voisines

La figure 3.24 illustre le guide d'onde après diffusion et recuit. L'expression de la variation du profil d'indice communément admise [25] est la suivante :

$$\begin{cases} dne(x, y, \lambda) = U_\alpha(\lambda) \cdot F_\alpha(C^H) \\ C^H = C_S^{APE} \cdot f(y) \cdot g(x) \end{cases} \quad (3.41)$$

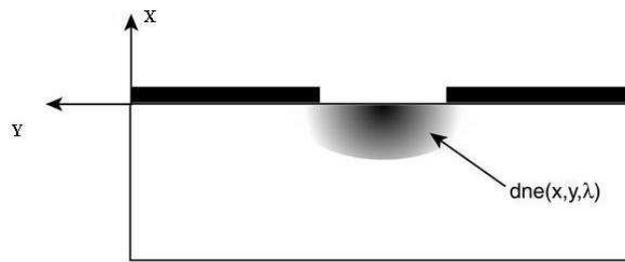


Figure 3.24 Guide d'onde après diffusion et recuit

• F_α : Facteur de lien entre la concentration et la variation d'indice à 633nm. Dans le cas présent, les durées et températures de recuit sont telles que nous sommes en phase cristalline α (moins de 20% de lithium remplacés par des protons). Ce facteur a fait l'objet d'un nombre très important de publications. La plupart du temps, le facteur est modélisé par un polynôme d'interpolation aux données expérimentales. Ce polynôme peut également être constitué de droites continues par morceaux suivant le type de phase dans lequel se trouve le LiNbO₃ (α , $\alpha+\beta$, β). A partir des résultats expérimentaux, et des différentes expressions proposées dans les publications, nous avons choisi la formule suivante [26] :

$$F_\alpha = 0.1623 \cdot C^H \text{ en phase } \alpha \ (C^H \leq 0.12) \quad (3.42)$$

$$F_{\alpha+\beta} = -0.2656 \cdot (C^H)^2 + 0.3636 \cdot C^H - 0.0203 \text{ en phase } \alpha+\beta \ (0.12 \leq C^H \leq 0.56) \quad (3.43)$$

- U_α : Dispersion de la variation d'indice en phase α . Ce terme s'exprime de manière relative par rapport à 633 nm puisque toutes les études sur F ont été faites à cette longueur d'onde [27]. La dispersion est donnée par un polynôme de Sellmeier adapté à partir de données expérimentales [16]:

$$U_\alpha(\lambda) = \frac{\sqrt{a_1 + \frac{a_2}{\lambda^2 - a_3^2}}}{\sqrt{a_1 + \frac{a_2}{0.633^2 - a_3^2}}} \quad (3.44)$$

avec $a_1 = 3,43 \cdot 10^{-5}$, $a_2 = 1,1 \cdot 10^{-5}$ et $a_3 = 0.326$.

- C^H : La solution normalisée de l'équation de diffusion linéaire anisotrope :

$$\frac{\partial C}{\partial t} = Da_x \frac{\partial^2 C}{\partial x^2} + Da_y \frac{\partial^2 C}{\partial y^2} \quad (3.45)$$

Dans le cas d'une source finie, en l'occurrence la zone d'échange protonique, et dans le cas d'un milieu de diffusion semi-infini (LiNbO₃), les solutions s'écrivent pour un guide de largeur $W+dey$ et de profondeur dex' :

$$\left\{ \begin{array}{l} f(y) = \frac{1}{2\text{erf}\left(\frac{W+dey}{2da_y}\right)} \left[\text{erf}\left(\frac{W+dey-2y}{2da_y}\right) + \text{erf}\left(\frac{W+dey+2y}{2da_y}\right) \right] \\ g(x) = \frac{1}{2\text{erf}\left(\frac{dex'}{da_x}\right)} \left[\text{erf}\left(\frac{dex'-x}{da_x}\right) + \text{erf}\left(\frac{dex'+x}{da_x}\right) \right] \end{array} \right. \quad (3.46)$$

- C_S^{APE} : Concentration surfacique maximale. Cette valeur se déduit de la loi de conservation au court du recuit :

$$N_{PE}^{H+} = N_{APE}^{H+} \quad (3.47)$$

$$C^{PE} \cdot (W+dey) \cdot dex' = C_S^{APE} \cdot \iint f(y)g(x)dx dy \quad (3.48)$$

$$C_S^{APE} = \frac{C^{PE} \cdot (W+dey) \cdot dex'}{\int f(y) \cdot dy \int g(x) \cdot dx} \quad (3.49)$$

Nous pouvons calculer les intégrales pour simplifier l'expression :

$$\left\{ \begin{array}{l} \Gamma_y = \int_{-\infty}^{+\infty} f(y)dy = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{1}{2\text{erf}\left(\frac{W+dey}{2da_y}\right)} \left[\text{erf}\left(\frac{W+dey-2y}{2da_y}\right) + \text{erf}\left(\frac{W+dey+2y}{2da_y}\right) \right] dy \\ \Gamma_x = \int_{-\infty}^{+\infty} g(x)dx = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{1}{2\text{erf}\left(\frac{dex'}{da_x}\right)} \left[\text{erf}\left(\frac{dex'-x}{da_x}\right) + \text{erf}\left(\frac{dex'+x}{da_x}\right) \right] dx \end{array} \right. \quad (3.50)$$

A l'aide de la relation suivante $\int \operatorname{erf}(y) dy = y \cdot \operatorname{erf}(y) + \frac{e^{-y^2}}{\sqrt{\pi}}$, nous pouvons déterminer très simplement la valeur des intégrales :

$$\left\{ \begin{array}{l} \Gamma_y = \frac{W + dey}{\operatorname{erf}\left(\frac{W + dey}{2da_y}\right)} \\ \Gamma_x = \frac{dex'}{\operatorname{erf}\left(\frac{dex'}{da_x}\right)} \end{array} \right. \quad (3.51)$$

Au final :

$$C_S^{APE} = C^{PE} \cdot \operatorname{erf}\left(\frac{dex'}{da_x}\right) \operatorname{erf}\left(\frac{W + dey}{2da_y}\right) \quad (3.52)$$

L'expression finale du profil d'indice généré dans le cas d'une ouverture de largeur W et en phase α :

$$\boxed{dne(x, y, \lambda) = 2 \cdot U_\alpha(\lambda) \cdot F_\alpha \left\{ \frac{C^{PE}}{4} \cdot \left[\operatorname{erf}\left(\frac{W + dey - 2y}{2da_y}\right) + \operatorname{erf}\left(\frac{W + dey + 2y}{2da_y}\right) \right] \right.} \quad (3.53)$$

$$\left. \cdot \left[\operatorname{erf}\left(\frac{dex' - x}{da_x}\right) + \operatorname{erf}\left(\frac{dex' + x}{da_x}\right) \right] \right\}$$

Remarque : Si le profil d'indice en profondeur est approximé par une fonction tangente hyperbolique de type $g(x) = \left(1 - M \cdot \tanh^2\left(N \cdot x/d_x\right)\right)$, alors il est possible d'exprimer analytiquement le profil d'indice effectif [28]:

$$\left\{ \begin{array}{l} Neff(y) = \sqrt{n_e^2 + (1 - M)2n_e dn_e(0, y, \lambda) + (1 + \mu(y))^2 A^2} \\ \mu(y) = \frac{1}{2} \left(1 - \sqrt{1 + \frac{8Mn_e dn_e(0, y, \lambda)}{A^2}}\right) \\ A = \frac{N}{\alpha k_0 d_y} \end{array} \right. \quad (3.54)$$

avec

$$dne(0, y, \lambda) = 2 \cdot U_\alpha(\lambda) \cdot F_\alpha \left\{ \frac{C^{PE}}{4} \cdot \operatorname{erf}\left(\frac{dex'}{da_x}\right) \cdot \left[\operatorname{erf}\left(\frac{W + dey - 2y}{2da_y}\right) + \operatorname{erf}\left(\frac{W + dey + 2y}{2da_y}\right) \right] \right\} \quad (3.55)$$

Nous appliquons cette dernière équation pour le cas de deux zones voisines ayant subies le processus d'échange protonique, à travers un masque, dans le guide Ti:LiNbO₃ comme illustré sur la figure 3.23. Nous avons pris en compte l'effet du recouvrement de ces deux zones voisines. On voit très bien l'effet du recouvrement sur les figures 3.25 et 3.26.

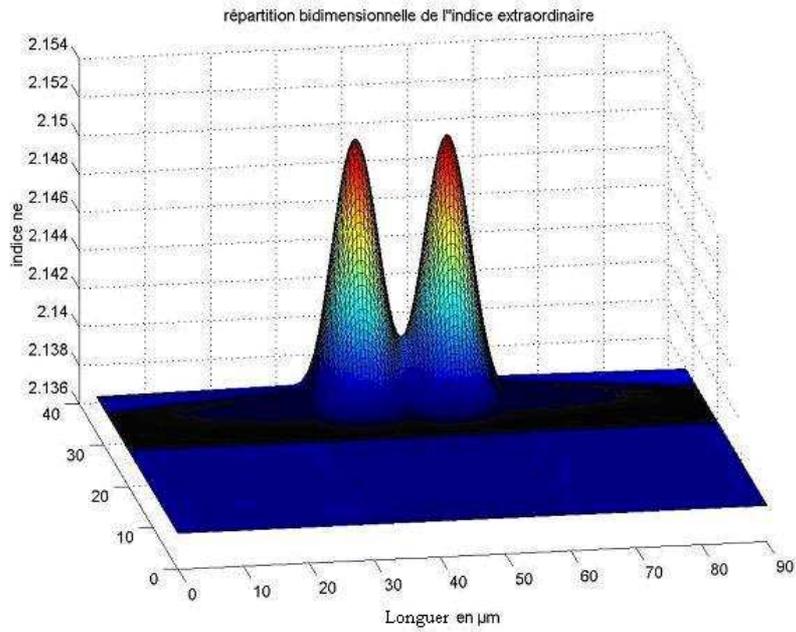


Figure 3.25 Répartition bidimensionnelle d'indice en fonction de la direction de la propagation.

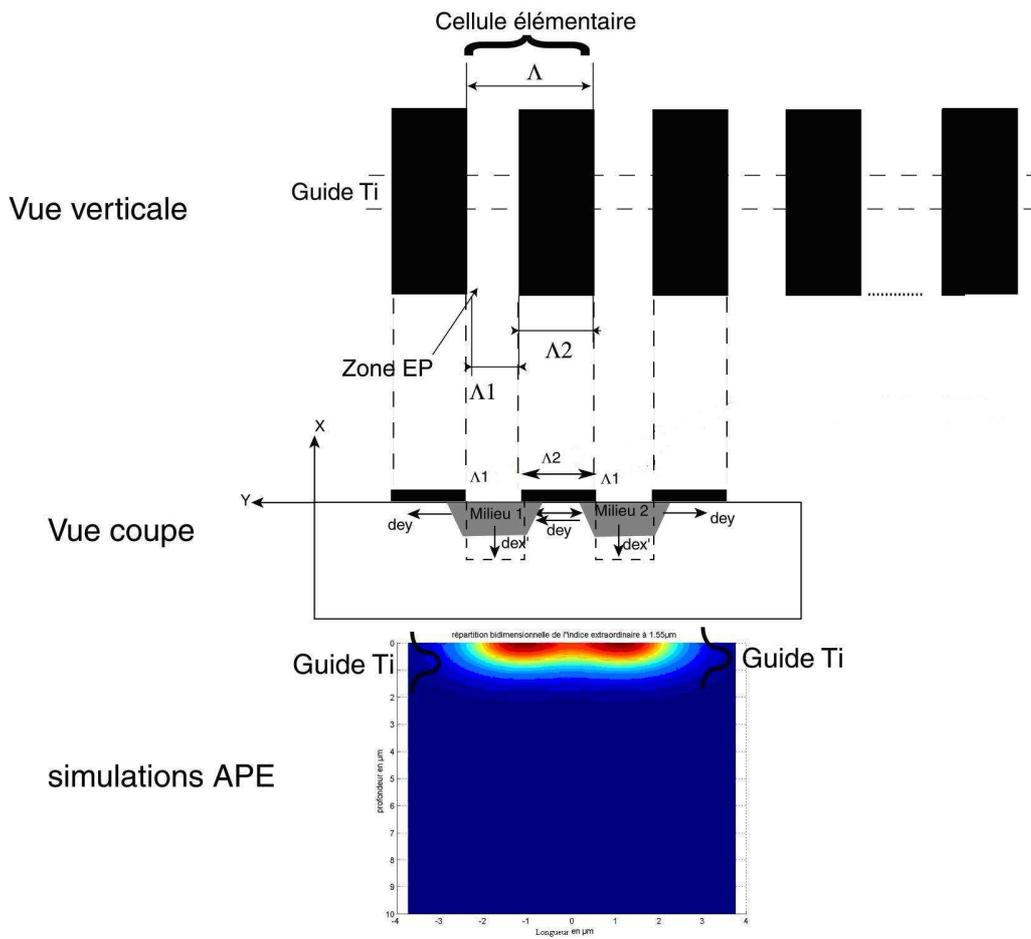


Figure 3.26 Gradient d'indice dans le sens de la propagation du mode guidé.

3.2.5. Méthode de calcul de la variation d'indice suivant les trois dimensions

Le calcul de dn_{eXYZ} , étant la variation d'indice induite par la diffusion de titane et par échange protonique suivant les trois directions (la profondeur, la largeur et la longueur), est détaillé comme il suit :

1^{ère} étape : on extrait les valeurs dn_{eXZ} de la variation d'indice dans le plan transversal, et le maximum de ces valeurs sera noté $[(dn_e)_{XZ}]_{\max}$, comme c'est montré sur la figure 3.27.

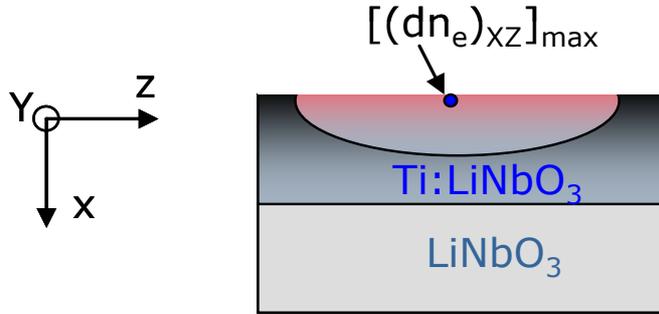


Figure 3.27 Coupe transversale du guide.

On définit le terme de normalisation de la variation d'indice dn_{eXYZ} comme,

$$Norm = \frac{dn_{eXZ}}{[(dn_e)_{XZ}]_{\max}} \quad (3.56)$$

2^{nde} étape : on extrait les valeurs de la variation d'indice à la surface du plan (propagation, profondeur) du guide (Figure 3.28). Ces valeurs constituent les composantes d'un vecteur qui sera noté \vec{pond} et qui correspondra dans ce qui suit au terme pondérant de la variation d'indice dn_{eXZ} relative au plan transversal du guide.

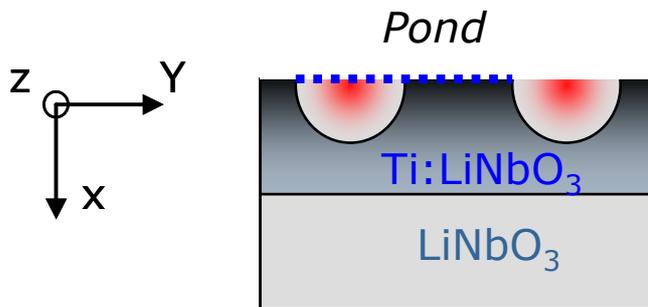


Figure 3.28 Coupe longitudinale suivant le plan (propagation, profondeur).

3^{ème} étape : La variation d'indice dn_{eXYZ} suivant les trois directions sera écrite sous la forme d'un produit du terme de normalisation par le terme de pondération,

$$dn_{eXYZ} = Pond \times Norm \quad (3.57)$$

Remarque : On a choisit le sens de la pondération et de la normalisation en tenant compte du fait que la largeur du guide (7 μm suivant l'axe Z) est plus grande, comparée à la période de la microstructuration ($\Lambda = 2.5 \mu\text{m}$ suivant l'axe Y pour l'ordre $m = 7$), et dans ce cas on peut considérer qu'il y a une invariance dans le plan longitudinal (X, Y).

4. Calcul de la réflectivité

4.1. Choix de la méthode

Plusieurs méthodes de calcul de la réflectivité pour une telle structure peuvent être appliquées. La méthode du couplage de modes a été largement utilisée pour l'analyse théorique du comportement du mode longitudinal des lasers à contre-réaction distribuée [29], [30]. L'un des paramètres les plus importants dans cette méthode est le coefficient de couplage qui donne une valeur relative de la puissance de couplage entre deux modes contra-directionnels par unité de longueur. L'évaluation exacte de ce coefficient de couplage pour les modes TM reste difficile puisque les conditions de continuité aux interfaces ne s'appliquent pas pour la solution du mode couplé conventionnel [31]. En plus, cette méthode est limitée à des corrugations peu profondes car elle est basée sur la théorie de la perturbation.

La *méthode matricielle* est une autre méthode, plus simple et fréquemment utilisée pour analyser les structures périodiques et aperiodiques [32]-[35]. Chaque section d'une corrugation est représentée par une matrice de transfert. La réflexion sur les interfaces de la corrugation des modes propagés dans le guide, peut être décrite par une discontinuité d'indice effectif de la même manière que la réflexion des ondes planes est décrite par un saut d'indice de réfraction. Par conséquent, la matrice de transfert de chaque section des corrugations peut être exprimée par les coefficients de réflexion et de transmission et des constantes de propagation des modes propagés.

4.2. Principe de la méthode matricielle: rappel

Le formalisme mathématique utilisé pour analyser les coefficients de réflexion et transmission d'un empilement de couches est la méthode des matrices caractéristiques [36]-[38]. C'est une méthode qui, plus généralement, s'applique à l'étude des propriétés optiques des milieux stratifiés.

Un milieu stratifié est caractérisé par une matrice caractéristique M . La matrice caractéristique relie les composantes x et y du champ électro-magnétique au point $z = z_1$ de celles du champ au point $z = z_2$.

$$\begin{bmatrix} E_x(z_1) \\ H_y(z_1) \end{bmatrix} = M(z_2 - z_1) \begin{bmatrix} E_x(z_2) \\ H_y(z_2) \end{bmatrix} \quad (3.58)$$

Soit un empilement de N milieux homogènes d'indices n_2, n_3, \dots, n_N entre deux milieux semi-infinis (homogènes) d'indices n_1 et n_l . Lorsqu'une onde plane est incidente normalement aux plans des interfaces, chaque couche sera caractérisée par une matrice M_k , ($k = 2, 3, \dots, N$) :

$$M_k = \begin{bmatrix} \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda} n_k h_k\right) & -\frac{j}{n_k} \sin\left(\frac{2\pi}{\lambda} n_k h_k\right) \\ -j n_k \sin\left(\frac{2\pi}{\lambda} n_k h_k\right) & \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda} n_k h_k\right) \end{bmatrix} \quad (3.59)$$

En fait, lorsque l'onde plane est incidente sous un certain angle θ par rapport à la normale aux interfaces, les matrices respectives dépendent de l'angle θ , ainsi que du plan de polarisation de l'onde. Pour la situation que nous intéressons (optique guidée), nous n'avons traité que le cas de l'incidence normale. L'empilement est caractérisé par une matrice égale au produit ordonné des matrices de chaque couche.

$$M = M_1 M_2 \dots M_N \tag{3.60}$$

Si A , R et T sont les amplitudes complexes de la composante électrique des ondes incidente, réfléchie et transmise respectivement, on définit les coefficients de transmission et de réflexion du milieu stratifié comme :

$$S_{11} = \frac{R}{A} \tag{3.61}$$

$$S_{21} = \frac{T}{A} \tag{3.62}$$

dans les conditions où il n'y a pas d'onde incidente depuis le milieu d'indice n_l (coté droit, sur la figure 3.29). Les deux autres termes S_{22} et S_{12} sont définis symétriquement.

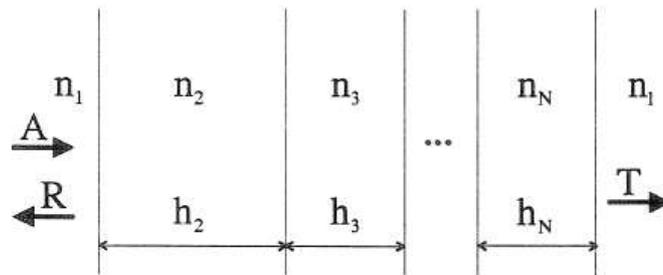


Figure 3.29 Un milieu stratifié est une succession de couches. Chaque couche est caractérisée par un indice n_k et une épaisseur h_k ($k = 2 \dots N$), qui définissent la matrice caractéristique de la couche. La matrice caractéristique de l'empilement est égale au produit des matrices caractéristiques de chaque couche. Le milieu d'entrée a l'indice n_1 , celui de sortie n_l . A , R et T sont les amplitudes complexes de l'onde incidente, réfléchie et transmise, considérées, dans notre cas en incidence normale par rapport à la surface des miroirs.

Si le milieu stratifié quelconque est caractérisé par la matrice M :

$$M = \begin{pmatrix} m_{11} & m_{12} \\ m_{21} & m_{22} \end{pmatrix} \tag{3.63}$$

et que les milieux semi-infinis ont les indices n_1 et n_l , alors les termes S_{11} et S_{21} , correspondant respectivement aux coefficients de réflexion et de transmission), sont donnés par [36] :

$$S_{11} = \frac{(m_{11} + m_{12}n_l)n_1 - (m_{21} + m_{22}n_l)}{(m_{11} + m_{12}n_l)n_1 + (m_{21} + m_{22}n_l)} \tag{3.64}$$

$$S_{21} = \frac{2n_1}{(m_{11} + m_{12}n_l)n_1 + (m_{21} + m_{22}n_l)} \tag{3.65}$$

La réflectivité, ou bien le rapport entre la puissance réfléchie et celle incidente, est $|S_{11}|^2$. Le rapport entre la puissance transmise et celle incidente est $\frac{n_l}{n_1}|S_{21}|^2$. Le facteur $\frac{n_l}{n_1}$ vient du changement de l'impédance du milieu entre le milieu d'entrée et celui de sortie. En particulier, la conservation de l'énergie s'écrit comme: $|S_{11}|^2 + \frac{n_l}{n_1}|S_{21}|^2 = 1$.

Dans ce qui suit, nous considérons deux configurations pour le calcul de la réflectivité, et ce en utilisant la méthode matricielle [39]. Dans la première, nous considérons que la distribution d'indice de réfraction est constante suivant la direction de propagation dans chacune des zones échangées PPE-Ti:LiNbO₃, tandis que dans l'autre, elle est variable suivant cette direction dans les mêmes zones.

4.3. Matrice d'une distribution d'indice constante dans la même zone

La matrice de transfert pour une seule période est notée [39],

$$M_{\Lambda} = \begin{bmatrix} a & b \\ c & d \end{bmatrix} \quad (3.66)$$

où

$$a = \left(1 - \frac{\Delta\beta_k}{2\beta_{k-1}}\right) \left(1 - \frac{\Delta\beta_{k+1}}{2\beta_k}\right) \exp[i(\beta_k w_k + \beta_{k+1} w_{k+1})] \\ + \frac{\Delta\beta_k}{2\beta_{k-1}} \frac{\Delta\beta_{k+1}}{2\beta_k} \exp[-i(\beta_k w_k - \beta_{k+1} w_{k+1})] \quad (3.67)$$

$$b = \left(1 - \frac{\Delta\beta_k}{2\beta_{k-1}}\right) \left(\frac{\Delta\beta_{k+1}}{2\beta_k}\right) \exp[i(\beta_k w_k - \beta_{k+1} w_{k+1})] \\ + \left(1 - \frac{\Delta\beta_{k+1}}{2\beta_k}\right) \frac{\Delta\beta_k}{2\beta_{k-1}} \exp[-i(\beta_{k+1} w_{k+1} + \beta_k w_k)] \quad (3.68)$$

$$c = \left(1 - \frac{\Delta\beta_{k+1}}{2\beta_k}\right) \left(\frac{\Delta\beta_k}{2\beta_{k-1}}\right) \exp[i(\beta_k w_k + \beta_{k+1} w_{k+1})] \\ + \left(1 - \frac{\Delta\beta_k}{2\beta_{k-1}}\right) \frac{\Delta\beta_{k+1}}{2\beta_k} \exp[-i(\beta_k w_k - \beta_{k+1} w_{k+1})] \quad (3.69)$$

$$d = \left(1 - \frac{\Delta\beta_k}{2\beta_{k-1}}\right) \left(1 - \frac{\Delta\beta_{k+1}}{2\beta_k}\right) \exp[-i(\beta_k w_k + \beta_{k+1} w_{k+1})] \\ + \frac{\Delta\beta_k}{2\beta_{k-1}} \frac{\Delta\beta_{k+1}}{2\beta_k} \exp[i(\beta_k w_k - \beta_{k+1} w_{k+1})] \quad (3.70)$$

et la matrice de transfert totale s'écrit $M = (M_{\Lambda})^N$ (3.71)

4.4. Matrice d'une distribution d'indice variable dans la même zone

Pour le calcul de la réflectivité, nous avons partagé chaque période en un nombre K de sections ayant chacune son propre indice effectif (Figure 3.30). Un produit matriciel sera nécessaire pour trouver la matrice d'une seule période écrite sous la forme

$$M_A = M_{N_{\text{eff}1}} M_{N_{\text{eff}2}} \dots M_{N_{\text{eff}K}} \quad (3.72)$$

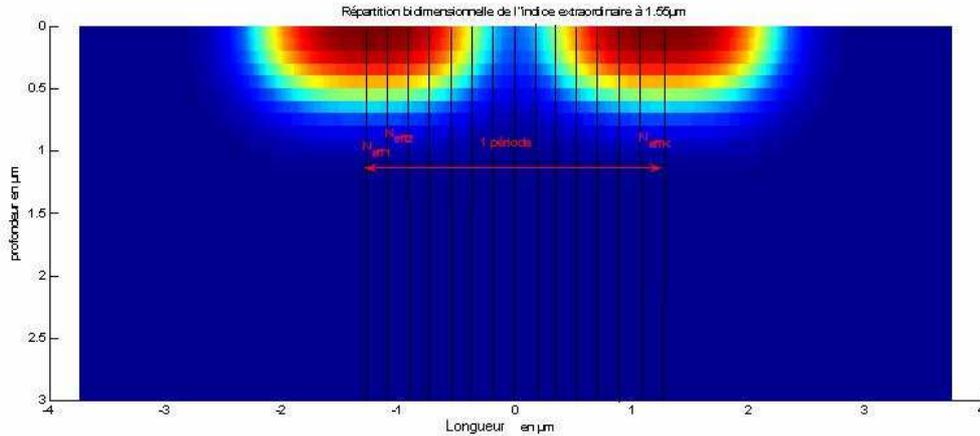


Figure 3.30 Période partagée en un nombre K de sections ayant chacune un indice effectif propre.

La matrice totale de toute la structure sera mise sous la forme (3.71) pour une microstructuration périodique ayant N périodes (Figure 3.31).

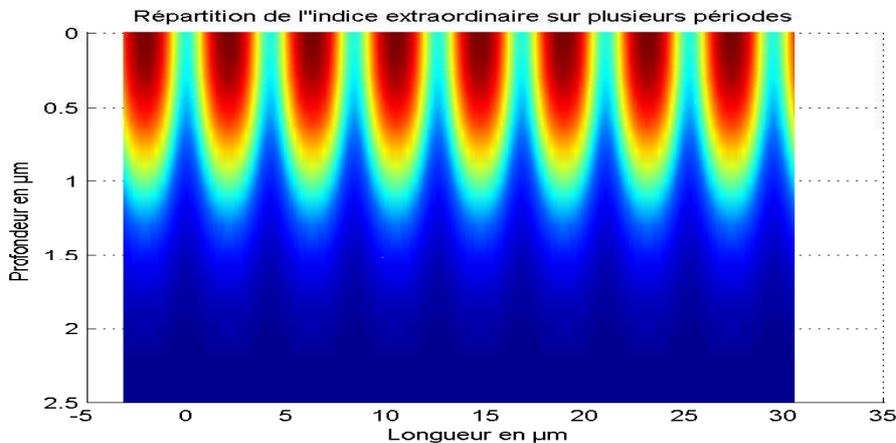


Figure 3.31 Répartition du profil d'indice sur plusieurs périodes.

4.5. Comparaisons entre les deux méthodes du calcul de l'indice effectif

L'accord des résultats de simulation entre les deux méthodes dépend de plusieurs paramètres: rapport cyclique, température et durée d'échange protonique, température et durée du recuit. Tous ces paramètres contrôlent le niveau de recouvrement entre deux zones voisines ayant subi un échange protonique.

a)- Recouvrement important entre les deux zones voisines d'EP.

Si on a un niveau de recouvrement important, on risque de perdre la notion de *réseau* du fait que la différence entre les valeurs des indices de réfraction dans une zone PPE-Ti:LiNbO₃ et les zones de Ti:LiNbO₃ qui l'entourent est assez réduite, ce qui implique une faible différence entre les indices effectifs de ces deux zones voisines, et par conséquent une faible valeur de la réflectivité. La distribution d'indice de réfraction en fonction de la longueur du réseau (la direction de propagation) et de la profondeur est représentée sur la figure 3.32.

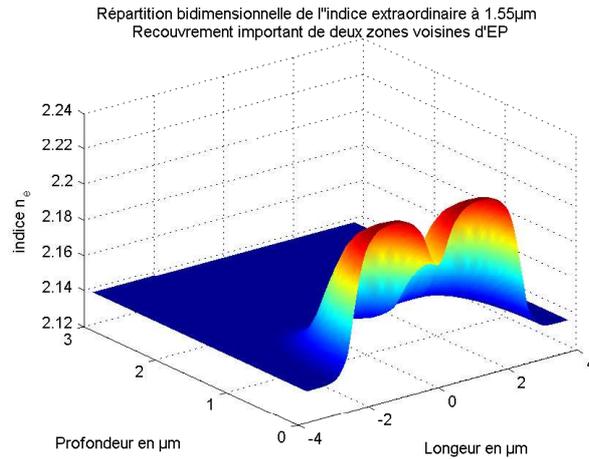


Figure 3.32 Profil d'indice pour un recouvrement important entre deux zones voisines d'EP.

Une comparaison entre les deux méthodes de calcul de la distribution d'indice, suivant qu'elle soit constante ou variable suivant la direction de propagation dans les mêmes zones échangées, est présentée sur la figure 3.33, montrant la grande différence entre ces deux profils et par conséquent, le désaccord de la réflectivité entre ces deux méthodes est illustré sur la figure 3.34.

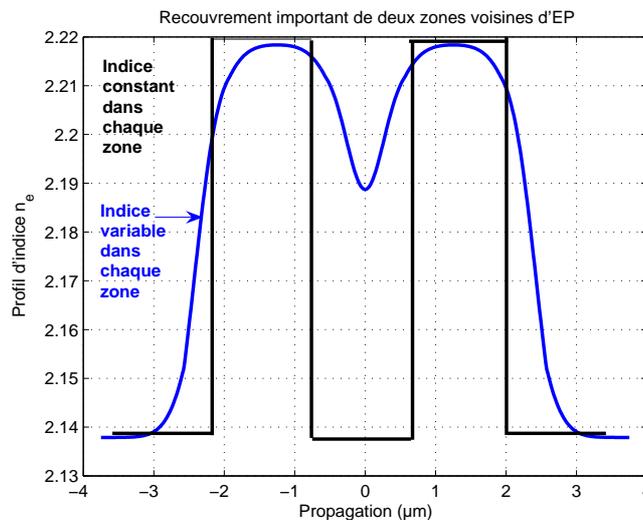


Figure 3.33 Comparaison entre les deux méthodes de calcul des profils d'indice pour un recouvrement important.

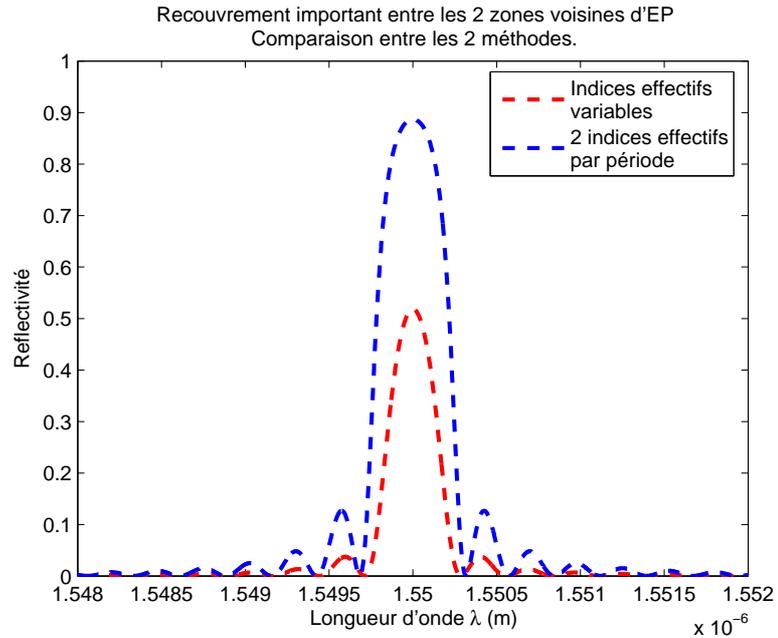


Figure 3.34 Comparaison entre les réflectivités correspondantes aux deux méthodes de calcul des profils d'indice pour un recouvrement important.

b)- Faible recouvrement entre les deux zones voisines d'EP.

Si on a un faible niveau de recouvrement, la différence entre les valeurs des indices de réfraction dans une zone PPE-Ti:LiNbO₃ et les zones de Ti:LiNbO₃ qui l'entoure est importante, ce qui implique une grande différence entre les indices effectifs de ces deux zones voisines, et par conséquent une grande valeur de la réflectivité. La distribution d'indice de réfraction en fonction de la longueur du réseau (la direction de propagation) et de la profondeur est représentée sur la figure 3.35.

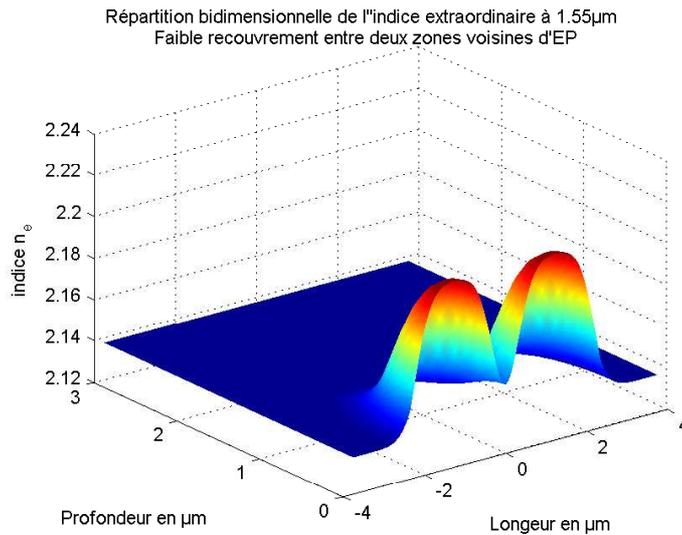


Figure 3.35 Profil d'indice pour un faible recouvrement entre deux zones voisines d'EP.

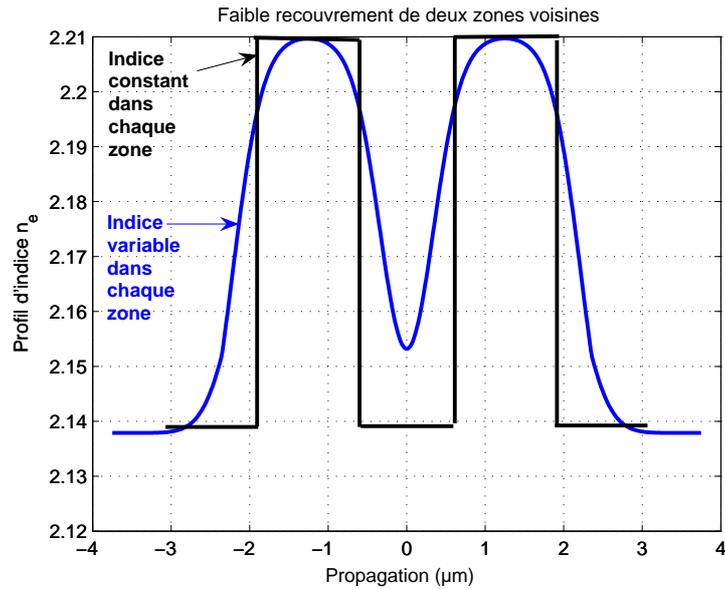


Figure 3.36 Comparaison entre les deux méthodes de calcul des profils d'indice pour un faible recouvrement.

Une comparaison entre les deux méthodes de calcul de la distribution d'indice, suivant qu'elle soit constante ou variable suivant la direction de propagation dans les mêmes zones échangées, est présentée sur la figure 3.36, montrant la légère différence entre ces deux profils et par conséquent, l'accord de la réflectivité entre ces deux approches est illustré sur la figure 3.37. Notons que le réseau fonctionne sur l'ordre $m = 7$.

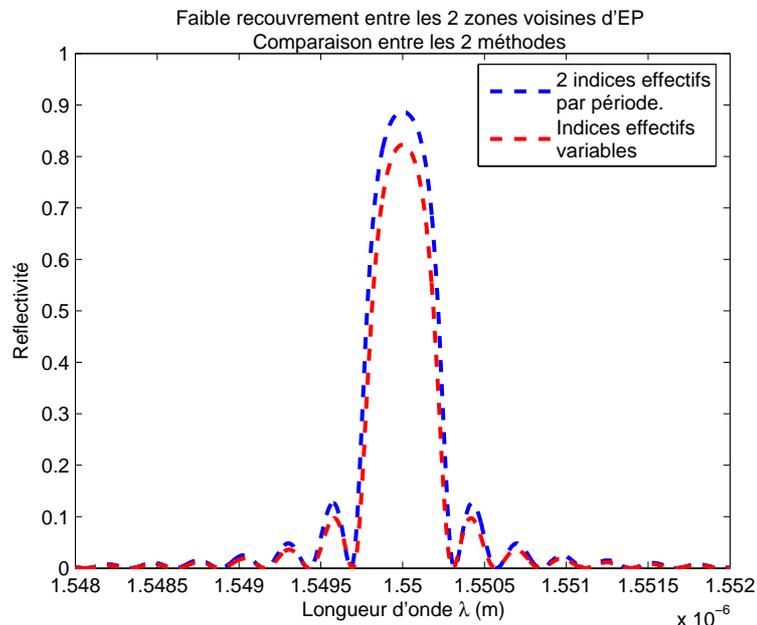


Figure 3.37 Comparaison entre les réflectivités correspondantes aux deux méthodes de calcul des profils d'indice pour un faible recouvrement.

5. Effets des paramètres de la microstructuration sur sa fonction de transfert.

On peut contrôler la bande passante par optimisation de quelques paramètres comme la longueur effective de la micro-structuration et la variation d'indice par échange protonique. En effet, le recuit peut être considéré comme un processus qui réduit cette variation d'indice, et par conséquent augmente la longueur effective du guide distribué (Figure 3.38).

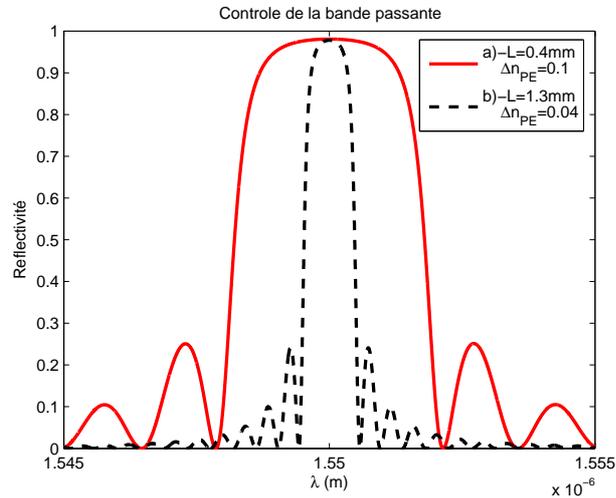


Figure 3.38 Contrôle de la bande passante par variation simultanée de la variation d'indice et de la longueur effective.

Une autre approche pour contrôler la bande passante consiste à changer la période et par conséquent l'ordre du réseau. Si on choisit le même nombre de périodes (dans notre cas, on a choisi 250 périodes) en faisant varier simultanément l'ordre et la période du réseau (ce qui correspond à une variation de la longueur de la structure), on obtient la même valeur du maximum de réflectivité mais la bande passante sera changée. En effet, pour une période et un ordre plus élevé, on aura une bande passante plus petite.

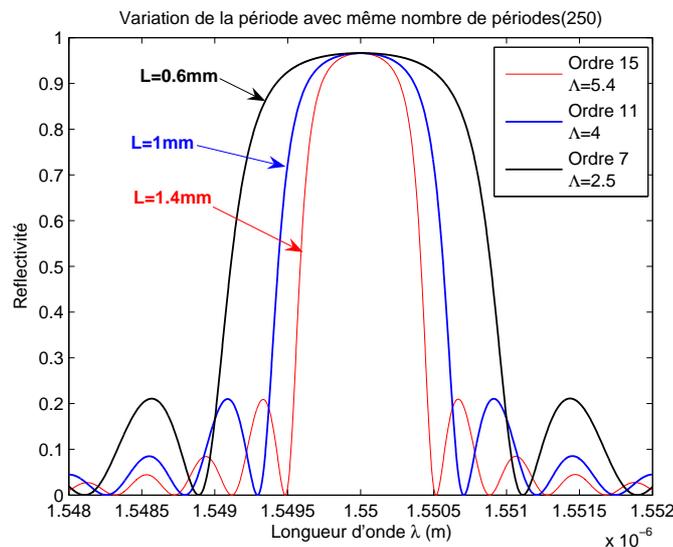


Figure 3.39 Contrôle de la bande passante par variation simultanée de la période et de l'ordre.

En plus, on peut voir les effets de la variation d'indice et de la profondeur du processus d'échange protonique sur la réflectivité (Figure 3.40). L'augmentation de la variation d'indice induite par échange protonique entraîne une augmentation de la réflectivité. De même, la profondeur d'échange protonique a le même effet sur la réflectivité.

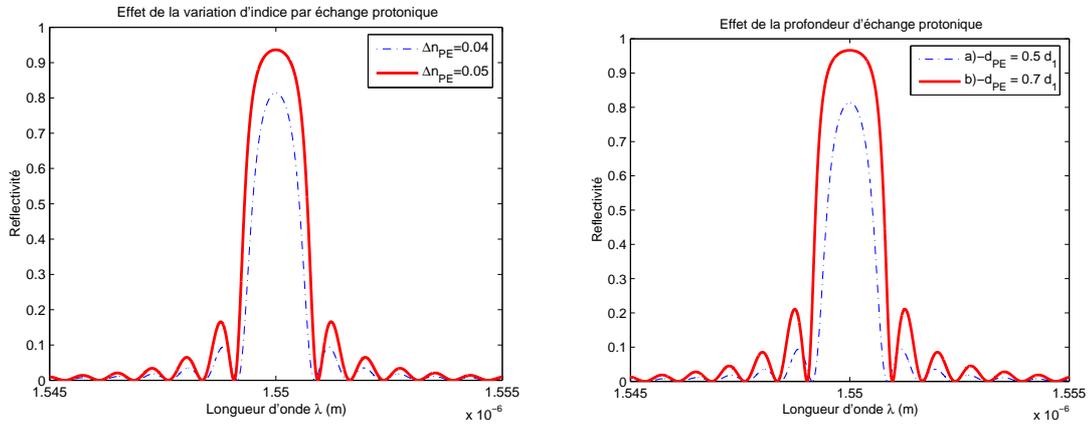


Figure 3.40 Les effets de la variation d'indice et de la profondeur d'échange protonique.

On a étudié le cas d'un filtre à deux longueurs d'onde différentes ($\lambda' = 1551.72$ nm et $\lambda'' = 1530.33$ nm) par insertion de deux réseaux juxtaposés où les périodes sont $\Lambda' = 2.49$ μm et $\Lambda'' = 2.53$ μm respectivement, et la longueur de chacun de ces réseaux est ~ 1 mm. La réflectivité est présentée sur la figure 3.41.

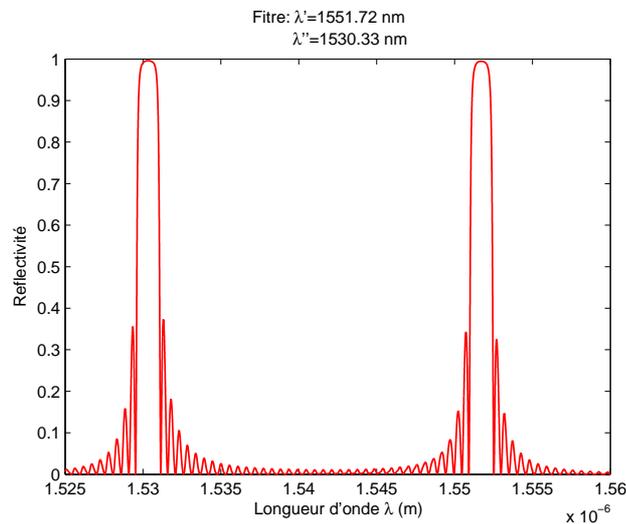


Figure 3.41 Filtre à deux longueurs d'onde différentes.

Cela démontre l'efficacité de la réalisation des réseaux de Bragg par échange protonique, qui propose, en plus des paramètres traditionnels de contrôle de la réflectivité, d'autres paramètres pour la réalisation de réflecteurs de Bragg, et plus précisément, de filtres à gabarits prédéfinis connus sous le nom de 'Tailored Optical Filters'.

6. Changement d'indice effectif par effet électro-optique

6.1. Champ électrique moyen

Afin de changer la longueur d'onde d'accord du guide, on change sa longueur optique en modifiant son indice effectif (Figure 3.42). La modification de l'indice effectif par action d'un champ électrique met en œuvre l'effet Pockels (déjà expliqué au chapitre 2).

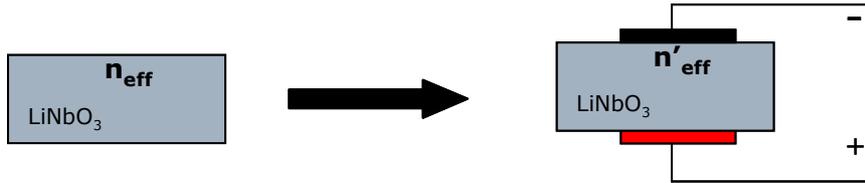


Figure 3.42 Changement d'indice effectif par effet électro-optique

Le champ électrique n'est pas uniforme dans les configurations typiques des électrodes utilisées en optique intégrée. C'est la valeur moyenne de la composante du champ électrique vue par le mode guidé qui agit sur le changement de son indice effectif. Cette valeur s'écrit sous la forme,

$$\langle E \rangle = \frac{\iint E_{op}^2(x, z) E_{el}(x, z) dx dz}{\iint E_{op}^2(x, z) dx dz} \quad (3.73)$$

où E_{op} est la composante électrique du champ optique, E_{el} est le champ électrique de commande..

Pour un mode m ayant les champs

$$\vec{E} = \vec{E}_m^{-j\beta_m y} \quad (3.74)$$

$$\vec{H} = \vec{H}_m^{-j\beta_m y} \quad (3.75)$$

où y est la direction de propagation, on obtient le champ électrique efficace ou moyen suivant,

$$\langle E_{el} \rangle \approx \frac{\iint E_{el} \vec{E}_m(x, z) \cdot \vec{E}_m^*(x, z) dx dz}{\iint \vec{E}_m(x, z) \cdot \vec{E}_m^*(x, z) dx dz} \quad (3.76)$$

Par ailleurs, on peut calculer le champ électrique moyen appliqué dans le volume du guide distribué pour une structure d'électrodes donnée.

6.2 Structure des électrodes

Le choix de la coupe X (propagation Y) et la polarisation TE (Transverse Électrique) étant déjà expliquées dans le chapitre précédent, où la composante transversale du champ électrique appliqué doit être alignée suivant l'axe Z du cristal qui a le coefficient électro-optique le plus fort. Cela oblige à placer le guide entre les électrodes (coupe X), comme illustré sur la figure 3.43.

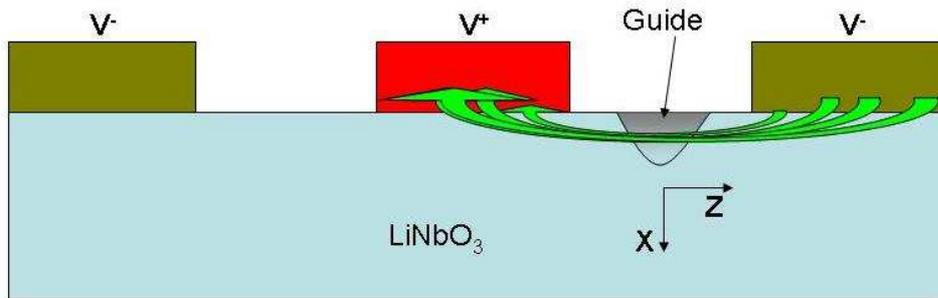


Figure 3.43 Structure des électrodes en coupe X

Dans le cas d'une coupe Z , les électrodes sont placées sur la face supérieure du guide. Cela nous oblige à placer une couche tampon entre les électrodes et le guide pour minimiser l'atténuation du mode optique à cause de l'absorption du métal (Figure 3.44). Pour le cas d'une coupe X , cette couche ne sera plus utile, puisque les électrodes ne sont plus en contact direct avec le guide.

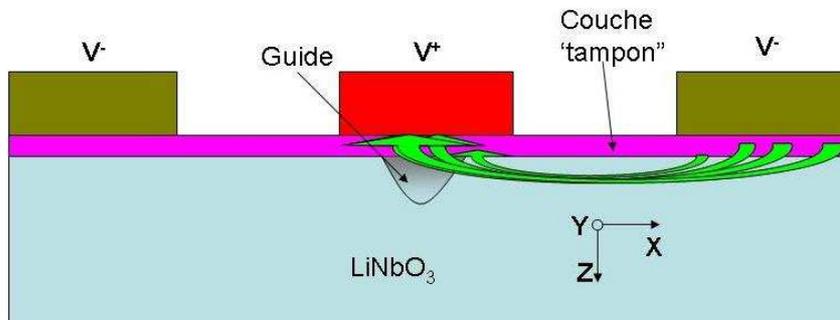


Figure 3.44 Structure des électrodes en coupe Z .

La réalisation d'un guide d'onde distribué par échange protonique dans un guide Ti:LiNbO₃ a un avantage important par rapport aux autres types de réseaux de Bragg en ce qui concerne la reconfigurabilité par effet électro-optique au moyen des électrodes placées à leur surface. En effet, grâce à la technique d'échange protonique, on peut avoir des variations d'indice locales sans être obligé à graver le guide et donc, avoir des corrugations ou bien des trous d'air. D'après cette technique d'échange protonique, l'architecture du dépôt des électrodes à la surface du guide est plus facile à manipuler, et ce grâce au contact direct et la liberté de choisir l'emplacement de ces électrodes.

7. Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons détaillé une méthode analytique pour le calcul de l'indice effectif d'une structure ayant subi plusieurs processus consécutifs de variation d'indice, en particulier le cas d'un guide de niobate de lithium diffusé titane, puis distribué par échange protonique. Nous avons démontré aussi que cette méthode peut être appliquée au calcul de l'indice effectif de n'importe quel profil d'indice de réfraction. Le calcul de la réflectivité, basé sur la méthode matricielle, est présenté suivant deux concepts : soit on considère qu'on a une distribution d'indice de réfraction indépendante de la direction de propagation dans la même zone du guide distribué, ou bien l'inverse.

8. Bibliographie du chapitre 3

- [1] C. A. Brachett, "Dense wavelength division multiplexing networks: Principles and applications," *IEEE J. Select. Areas Commun.*, 8, 1990, pp. 948-964.
- [2] Y. Sidorin and A. Cheng, "Integration of Bragg gratings on LiNbO₃ channel waveguides using laser ablation," *Electron. Lett.*, 17(5), 2001, pp. 312-314.
- [3] J. Söchtig, "Ti:LiNbO₃ stripe waveguide Bragg reflector gratings," *Electron. Lett.*, 24(14), 1988, pp. 844-845.
- [4] C. Becker, A. Greiner, T. Oesselke, A. Pape, W. Sohler, and H. Suche, "Integrated optical Ti: Er: LiNbO₃ distributed Bragg reflector laser with a fixed photorefractive grating," *Opt.Lett.*, 23(15), 1998, pp. 1194-1196.
- [5] Y. Suematsu and K. Furuya, "Propagation Mode and Scattering Loss of a Two-Dimensional Dielectric Waveguide with Gradual Distribution of Refractive Index," *IEEE Trans. Micro. Theory Tech.* 20(8), 1972, pp. 524-531.
- [6] D. Marcuse, "TE modes of graded-index slab waveguides," *IEEE J. Quantum Electron.*, 9(10), 1973, 1000-1006.
- [7] L. I. Schiff, Quantum Mechanic, *McGraw-Hill*, 1968, pp. 268-279.
- [8] S. Kawakami, *Optical waveguides: Appendice C*, 1980, pp. 262-267.
- [9] G. B. Hocker and W. K. Burns, "Modes in diffused optical waveguides of arbitrary index profile," *IEEE J.Quant. Elect.*, 11, 1975, pp. 270-276.
- [10] G. Fan, J. Ning, Q. Han, L. Shang, Z. Chen, D. Luo and J. Liu, " ," *Optics. Comm.*, 27, 2006, pp. 1421-1423.
- [11] K. S. Chiang, "Analysis of optical fibers by the effective-index method," *Appl. Opt.*, 25(3), 1986, pp. 348-354.
- [12] A. Gedeon, "Comparison between rigorous theory and WKB analysis'," *Optics Comm.*, 12, 1974, pp. 329-332.
- [13] J. Janta and J. Čtyroky, "On the accuracy of WKB analysis of TE and TM modes in planar graded-index waveguides," *Optics Comm.* 25, 1978, pp. 49-52.
- [14] H. Nishihara, M. Haruna, T. Suhara, *Optical Integrated Circuits*, McGraw-Hill, 1989, pp. 21-25
- [15] J. Nikolopoulos and G. L. Yip, "Theoretical modeling and characterization of annealed proton-exchanged planar waveguides in z-cut LiNbO₃," *IEEE J.Lightwave Technology*, 9, 1991, 864-870.
- [16] M. L. Bortz, M. M. Fejer, "Annealed proton-exchanged LiNbO₃ waveguides," *Opt. Lett.*, 16(23), 1991, pp. 1844-1846.
- [17] K. Kissa, "Modeling annealed proton-exchanged directional couplers with nonlinear diffusion theory," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, 5(9), 1993, pp. 1065-1067.

- [18] A. Passaro, M. A. Ruggieri Franco, N. M. Abe, F. Sircilli, "The effect of the proton-concentration-to-refractive index models on the propagation properties of APE waveguides," *J. Lightwave technol.*, 20(8), 2002, pp.1573-1577.
- [19] D. Zhang, B. Wu, Y. Xie, G. Ding, Y. Cui, C. Chen, "Theoretical study of annealed proton-exchanged Nd:LiNbO₃ channel waveguide lasers with variational method," *J. Lightwave technol.*, 19(10), 2001, pp. 1560-1568.
- [20] M. Howerton, W. K. Burns, P. R. Skeath, A. S. Greenblatt, "Dependence of refractive index on hydrogen concentration in proton exchanged LiNbO₃," *IEEE J. Quantum Elect.*, 27(3), 1991, pp. 593-601.
- [21] D. F. Clark, A. C. G. Nutt, K. K. Wong, P. J. R. Laybourn, R. M. De La Rue, "Characterization of proton exchange slab optical waveguides in Z-cut LiNbO₃," *J. Appl. Phys.*, 54(11), 1983, pp. 6218-6220.
- [22] T. Maciak, M. Sokolowski, "Fabrication of proton-exchange optical waveguides in X-cut LiNbO₃," *Optica Applicata*, 19(4), 1989, pp. 423-428.
- [23] K. K. Wong, "Properties of lithium niobate INSPEC," *IEE*, London, UK, 1989.
- [24] P. G. Suchoski, T. K. Findakly, F. J. Leonberger, "Stable, low-loss proton exchanged LiNbO₃ waveguide devices with no electrooptic degradation," *Opt. Lett.*, 13(11), 1988, pp. 1050-1052.
- [25] X. F. Cao, R. V. Ramaswamy, R. Srivastava, "Characterization of annealed proton exchanged LiNbO₃ waveguides for nonlinear frequency conversion," *J. Lightwave Technol.*, 10(9), 1992, pp. 1302-1313.
- [26] T. Veng, T. Skettrup, "Ion exchange model for α phase proton exchange waveguides in LiNbO₃," *J. Lightwave Technol.*, 16(4), 1998, pp. 646-649.
- [27] X. F. Cao, R. V. Ramaswamy, R. Srivastava, "Characterization of annealed proton exchanged LiNbO₃ waveguides for nonlinear frequency conversion," *J. Lightwave Technol.*, 10(9), 1992, pp. 1302-1313.
- [28] E. Strake, G. P. Brava, I. Montrosset, "Guided modes of Ti:LiNbO₃ channel waveguides: a novel quasi-analytical technique in comparison with the scalar finite-element method," *J. Lightwave technol.*, 6(6), 1988, pp. 1126-1135.
- [29] H. Kogelnik and C. V. Shank, "Coupled -wave theory of distributed feedback lasers," *J. Appl. Phys.*, 43, 1972, pp. 2327-2335.
- [30] A. Yariv, "Coupled-mode theory for guided-wave optics," *IEEE J. Quantum Electron.*, 9, 1973, pp. 919-933.
- [31] W. Streifer, D. Scifres, R. Burnham, "TM-mode coupling coefficient in guided-wave distributed feedback lasers," *IEEE J. Quantum Electron.*, 12, 1976, pp. 74-78.
- [32] G. Bjork and O. Nelson, "A new exact and efficient numerical matrix theory of complicated laser structures," *IEEE J. Lightwave Technology*, 5, 1987, pp. 140-146.
- [33] T. Makino, "Effective-index matrix analysis of distributed feedback semiconductor lasers" *IEEE J. Quantum Electron.*, 28(2), 1992, pp. 434-440.

- [34] J. Hong, W. P. Huang, and T. Makino, "On the transfer matrix method for distributed-feedback waveguide devices," *IEEE J. Lightwave Technology*, 10(12), 1992, pp. 1860-1868.
- [35] T. Makino, "Three dimensional analysis of multiquantum well DFB lasers" *Electron. Lett.*, 27, 1991, pp. 1118-1119.
- [36] M. Born and E. Wolf., *Principles of Optics*, chap.1.6 ("Wave propagation in a stratified medium. Theory of dielectric films," Pergamon, 6 th edition, 1987, pp. 51-70.
- [37] Florin Abelès, "Recherches sur la propagation des ondes électromagnétiques sinusoïdales dans les milieux stratifiés : Application aux couches minces," *Annales de Physique*, 5, pp. 596-640, pp. 706-782, 1950.
- [38] Florin Abelès, "Recherches sur la propagation des ondes électromagnétiques sinusoïdales dans les milieux stratifiés : Application aux couches minces," Michael Ray Jacobson, editor, *Selected Papers on Design of Optical Coatings SPIE*, 26, 1990, pp. 121-181.
- [39] K. A. Winick, "Effective-index method and coupled-mode theory for almost-periodic waveguide gratings: A comparison," *Appl. Opt.*, 31, 1992, pp. 757-764.

Chapitre 4

Technologies de fabrication et Résultats expérimentaux

1. Introduction

Dans ce chapitre, nous présentons les différentes étapes de fabrication d'un guide $\text{Ti}:\text{LiNbO}_3$ distribué par échange protonique. Nous montrons l'effet important de la correction du rapport cyclique sur la micro-structuration. Une comparaison entre les résultats des simulations et expérimentaux sera présentée à la fin du chapitre.

2. Processus de fabrication

L'optique intégrée sur le niobate de lithium est basée principalement sur deux techniques, la photolithographie qui permet de graver (d'inscrire) un motif sur une couche métallique très mince, et la diffusion métallique qui permet de réaliser des guides d'onde à gradient d'indice. La réalisation des masques utilisés en photolithographie et la fabrication du composant constituent les deux parties de la conception de ce composant (Figures 4.1-a et 4.1-b).

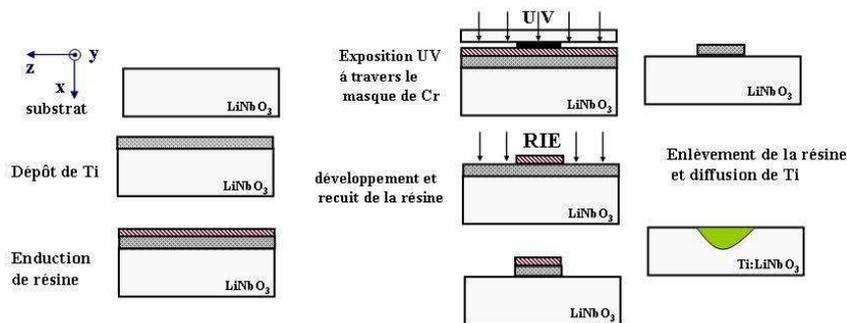


Figure 4.1-a) Fabrication des guides d'onde $\text{Ti}:\text{LiNbO}_3$

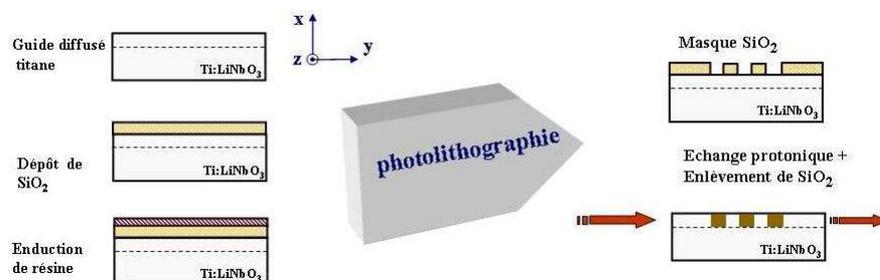


Figure 4.1-b) Fabrication des réseaux par échange protonique

2.1. La photolithographie

La photolithographie et la technique du lift-off sont les deux techniques de reproduction, de motifs dans des couches minces.

Pour la technique de photolithographie, nous considérons une fine couche métallique déposée sur un substrat. Cette couche est enduite, généralement par centrifugation, d'une couche mince de résine photosensible. Ensuite, la résine subit un étuvage de courte durée pour éliminer les solvants. Après cette pré cuisson, un masque est positionné au dessus de l'échantillon grâce à un aligneur de masque muni de dispositifs de déplacements micrométriques. Le masque est la reproduction à l'échelle ($\times 1$) du motif à inscrire sur la couche métallique. Dès que l'ensemble est correctement aligné, le masque est mis en contact étroit avec le substrat. La résine photosensible est alors soumise à un rayonnement UV. La durée de l'exposition dépend de l'épaisseur de la couche de résine. La résine est ensuite développée. Si la résine utilisée est positive, les parties polymérisées par l'exposition aux UV sont éliminées par le bain de développement. Le motif de résine reproduit le motif gravé sur le masque. Si la résine est négative, ce sont les parties non exposées qui sont éliminées par le développement. La gravure du motif dans la couche métallique est effectuée par voie chimique, après un recuit éventuel de la résine. Toutes les parties non protégées par la résine sont attaquées par un bain de gravure chimique. Ensuite le substrat est débarrassé de la résine subsistante par nettoyage avec un solvant. Le motif désiré est ainsi reproduit dans la couche métallique déposée sur le substrat.

La technique du lift-off, largement utilisée en microélectronique, diffère de la technique classique par l'ordre dans lequel sont effectuées les différentes opérations. En effet, en lift-off, les substrats sont préalablement enduit de résine, sur laquelle on réalise les opérations de masquage et de développement, avant de recevoir la couche mince métallique évaporée sous vide. La gravure du motif est effectuée en éliminant la résine restante avec un solvant. Lors de cette opération la couche métallique déposée sur la résine est alors également éliminée. Le motif ainsi reproduit correspond à l'empreinte négative de celui dessiné par la résine avant métallisation. En optique intégrée sur niobate de lithium, la photolithographie est largement utilisée. Au cours de la réalisation d'un composant, elle peut être utilisée plusieurs fois successivement.

2.2. Conception des masques

Pour réaliser les guides d'onde distribués par échange protonique sur les guides $\text{Ti}:\text{LiNbO}_3$, il est nécessaire d'utiliser trois masques différents. Le premier est utilisé pour réaliser le guide d'onde $\text{Ti}:\text{LiNbO}_3$, un second pour l'échange protonique, et le troisième pour graver les électrodes. Le laboratoire de *Photline Technologies*, qui maîtrise l'ensemble de la filière technologique sur niobate de lithium, a mis à notre disposition son savoir faire pour la réalisation de guides monomodes $\text{Ti}:\text{LiNbO}_3$ à $1,55 \mu\text{m}$. Le masque dédié à l'échange protonique, constitué de simples rectangles ouverts dans la couche métallique, a été réalisé en

prenant en considération une correction du rapport cyclique sur le masque photolithographique du réseau.

Pour des raisons de limites technologiques, le développement des guides distribués est basé sur l'ordre $m = 7$, soit une période théorique $\Lambda = 2.5\mu\text{m}$. La figure 4.2 représente deux cellules élémentaires du réseau d'indice APE (*Annealed Proton Exchange*). Les zones échangées et les zones non échangées ont pour longueur Λ_1 et Λ_2 , respectivement, où la période est $\Lambda = \Lambda_1 + \Lambda_2$. Les directions de la profondeur et de la propagation sont respectivement suivant les axes x et y .

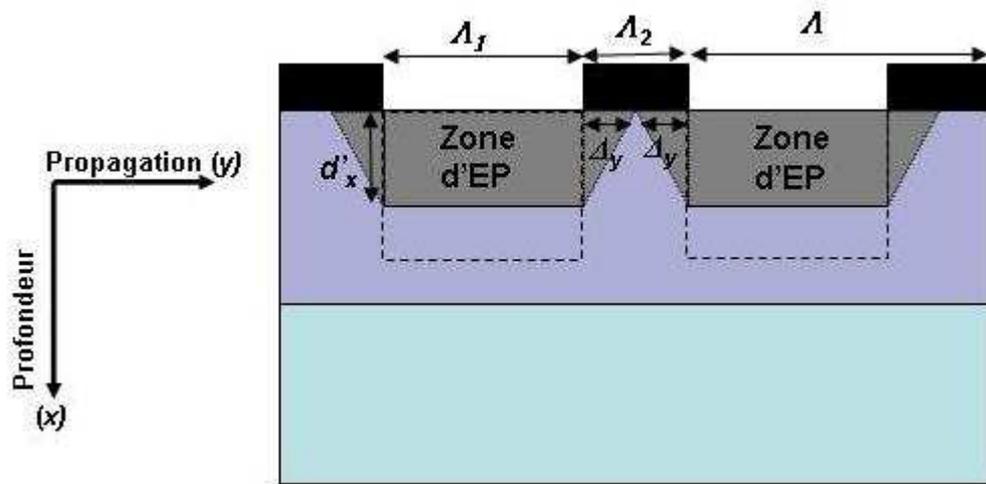


Figure 4.2 Recouvrement de deux zones voisines d'EP dans un guide distribué.

Il est utile de noter que pour éviter le recouvrement entre deux zones voisines échangées, et donc atténuer l'effet de la micro-structuration, que la condition ci-dessous soit vérifiée :

$$2\Delta_y < \Lambda_2 \quad (4.1)$$

2.2.1. Sans correction du rapport cyclique sur le masque photolithographique.

On considère que $\Lambda_1 = 1.25\mu\text{m}$ et $\Lambda_2 = 1.25\mu\text{m}$ sur le masque pour un rapport cyclique de 50% à l'ordre $m = 7$. Après photolithographie, on devrait être plus proche de $\Lambda_1 = 0.85\mu\text{m}$ et $\Lambda_2 = 1.65\mu\text{m}$ sur le wafer. C'est une estimation qui dépend des conditions technologiques. Dans ce cas, pour ne pas perdre le réseau par recouvrement des zones échangées, on doit respecter la condition (4.1), donc

$$\Delta_y < \frac{1.65}{2} = 0.825 \mu\text{m} \quad (4.2)$$

soit un échange protonique au maximum de 3h30 à 200°C.

Si on recuit après échange protonique, la variation maximale d'indice à la surface en fonction de la durée du recuit est représentée sur la figure 4.3.

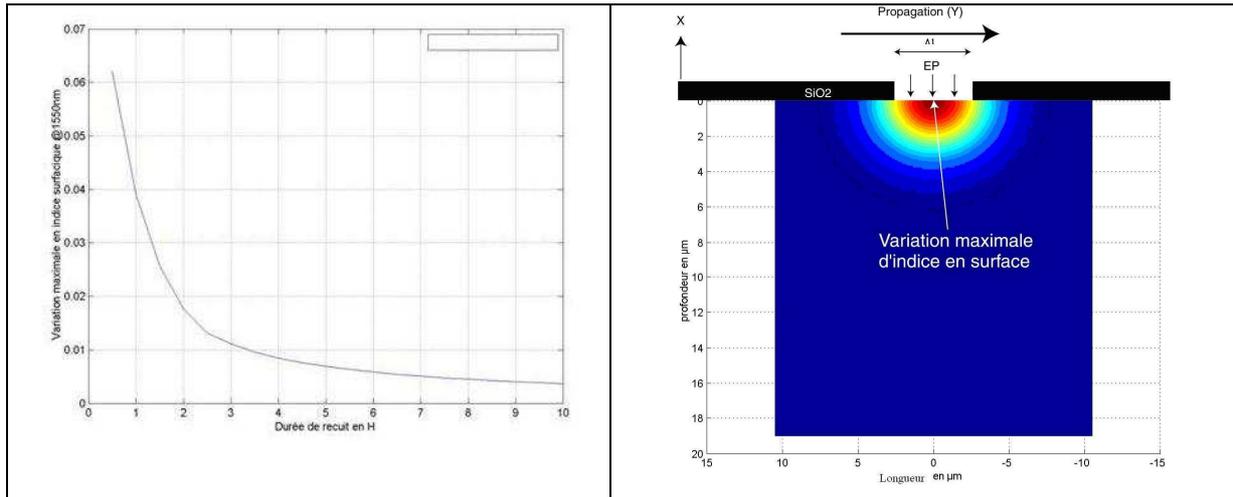


Figure 4.3 La variation maximale d'indice après recuit pour une durée d'échange de 3h 30.

2.2.2. Avec correction du rapport cyclique sur le masque photolithographique.

On considère que $A_1 = 1.5 \mu\text{m}$ et $A_2 = 1 \mu\text{m}$ sur le masque. Après photolithographie, on devrait être plus proche de $A_1 = 1.1 \mu\text{m}$ et $A_2 = 1.4 \mu\text{m}$ sur le wafer. Dans ce cas, on doit respecter la condition suivante :

$$\Delta_y < \frac{1.4}{2} = 0.7 \mu\text{m} \quad (4.3)$$

soit un échange protonique au maximum de 3h à 200°C.

Dans ce cas, si on recuit après échange protonique, la variation maximale d'indice à la surface est représentée sur la figure 4.4 ci-dessous.

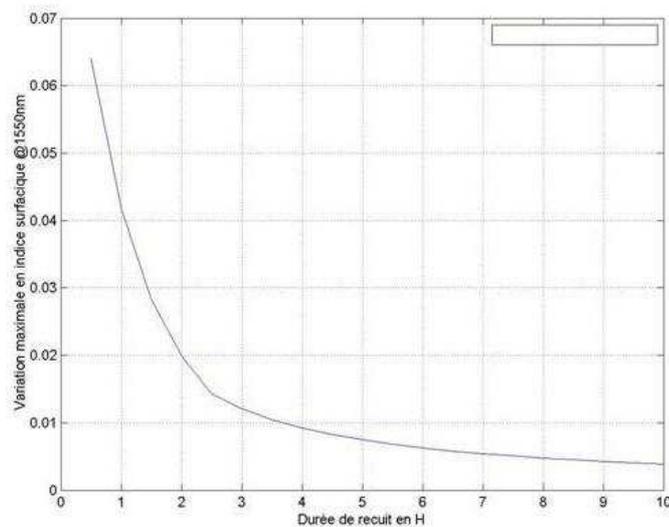


Figure 4.4 La variation maximale d'indice après recuit pour une durée de 3h.

2.3. Réalisations technologiques

Dans le cadre des réalisations expérimentales, les paramètres caractéristiques des motifs sont résumés dans le tableau 4.1 où,

r	: rapport cyclique
L	: longueur du réseau
A	: période
n_{per}	: nombre de périodes
m	: ordre
λ	: longueur d'onde
W	: largeur du guide Ti:LiNbO ₃
$W1$: largeur de la 1 ^{ère} demi-période
$W2$: largeur de la 2 ^{ème} demi-période

Le "wafer" de niobate de lithium 'Wafer' est illustrée sur la figure 4.5.

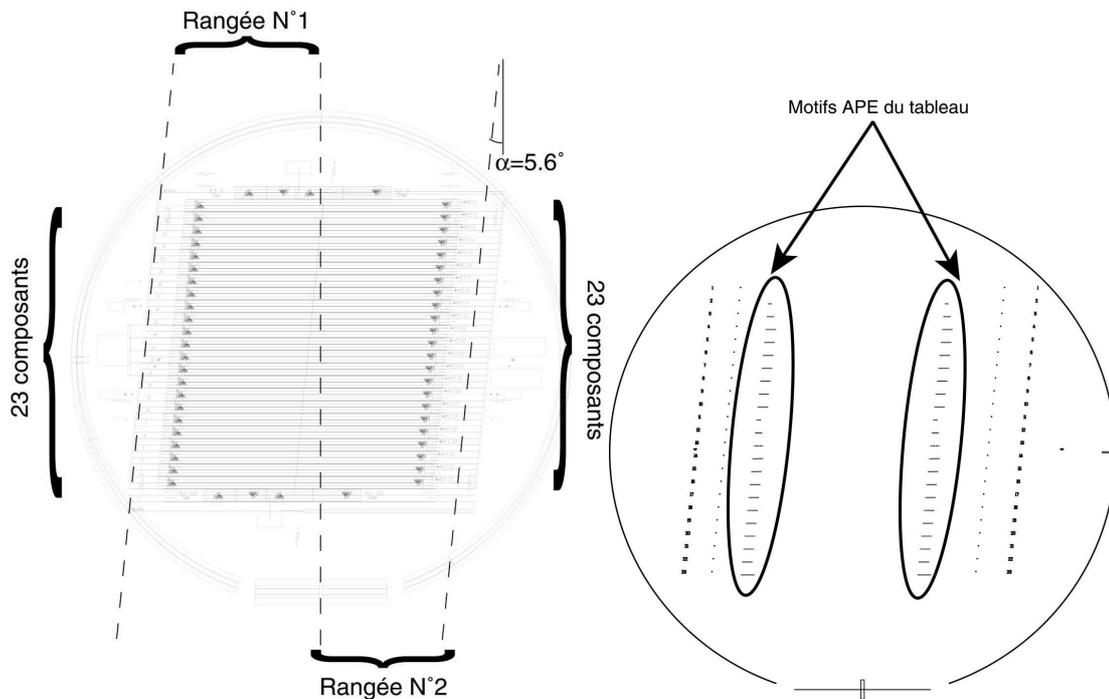


Figure 4.5 Le wafer de niobate de lithium.

A la suite des étapes technologiques décrites précédemment, les dimensions géométriques des structures ont été vérifiées. Globalement, nous avons obtenu des valeurs qui sont assez proches des côtes désirées dans le tableau 4.1.

Thèmes	Motifs	Description
Guide Ti :LiNbO ₃	1	$W=7\mu\text{m}$
Variation de la longueur	2	$r=50\%$, $L=0.5\text{ mm}$, $A=2.52\mu\text{m}$, $n_{per}=200$
	3	$r=50\%$, $L=1\text{ mm}$, $A=2.52\mu\text{m}$, $n_{per}=400$
Variation du rapport cyclique	4	$r=25\%$, $L=1.5\text{ mm}$, $A=2.52\mu\text{m}$, $n_{per}=600$
	5	$r=40\%$, $L=1.5\text{ mm}$, $A=2.52\mu\text{m}$, $n_{per}=600$
	6	$r=50\%$, $L=1.5\text{ mm}$, $A=2.52\mu\text{m}$, $n_{per}=600$
Variation de la période Même ordre, $\lambda=1.55/1.53$	7	$r=50\%$, $L=1.5\text{ mm}$, $A=2.56\mu\text{m}$, $n_{per}=600$
	8	$r=50\%$, $L=1.5\text{ mm}$, $A=2.49\mu\text{m}$, $n_{per}=600$
Variation de la période (Ordre $m=11/13$)	9	$r=50\%$, $L=1.5\text{ mm}$, $A=4\mu\text{m}$, $n_{per}=350$
	10	$r=50\%$, $L=1.5\text{ mm}$, $A=4.7\mu\text{m}$, $n_{per}=320$
Variation de la période Même n_{per} Ordre $m=7/11/15$	11	$r=50\%$, $L=0.63\text{mm}$, $A=2.52\mu\text{m}$, $n_{per}=250$
	12	$r=50\%$, $L=1\text{ mm}$, $A=4\mu\text{m}$, $n_{per}=250$
	13	$r=50\%$, $L=1.4\text{ mm}$, $A=5.42\mu\text{m}$, $n_{per}=250$
Réseaux aperiodiques [600 périodes (10 zones de 60 périodes chacun)] $r=50\%$ pour toutes les zones	14	$60x(A=2.55\mu\text{m})+60x(A=2.57\mu\text{m})+60x(A=2.54\mu\text{m})+$ $60x(A=2.58\mu\text{m})+120x(A=2.52\mu\text{m})+60x(A=2.58\mu\text{m})+$ $60x(A=2.54\mu\text{m})+60x(A=2.57\mu\text{m})+60x(A=2.55\mu\text{m})$
	15	$60x(A=2.50\mu\text{m})+60x(A=2.48\mu\text{m})+60x(A=2.49\mu\text{m})+$ $60x(A=2.46\mu\text{m})+120x(A=2.52\mu\text{m})+60x(A=2.46\mu\text{m})+$ $60x(A=2.49\mu\text{m})+60x(A=2.48\mu\text{m})+60x(A=2.50\mu\text{m})$
	16	$60x(A=2.42\mu\text{m})+60x(A=2.45\mu\text{m})+60x(A=2.47\mu\text{m})+$ $60x(A=2.50\mu\text{m})+120x(A=2.52\mu\text{m})+60x(A=2.54\mu\text{m})+$ $60x(A=2.57\mu\text{m})+60x(A=2.59\mu\text{m})+60x(A=2.62\mu\text{m})$
	17	$60x(A=2.62\mu\text{m})+60x(A=2.59\mu\text{m})+60x(A=2.57\mu\text{m})+$ $60x(A=2.54\mu\text{m})+120x(A=2.52\mu\text{m})+60x(A=2.50\mu\text{m})+$ $60x(A=2.47\mu\text{m})+60x(A=2.45\mu\text{m})+60x(A=2.42\mu\text{m})$
Réseaux aperiodiques avec r variable [600 périodes (10 zones de 60 périodes chacun)]	18	$\{r=25\%[60x(A=2.62\mu\text{m}) + 60x(A=2.59\mu\text{m}) + 60x(A=2.57\mu\text{m})]\} +$ $\{r=40\%[60x(A=2.54\mu\text{m}) + 120x(A=2.52\mu\text{m}) + 60x(A=2.50\mu\text{m})]\} +$ $\{r=50\%[60x(A=2.47\mu\text{m}) + 60x(A=2.45\mu\text{m}) + 60x(A=2.42\mu\text{m})]\}$
	19	$\{r=50\%[60x(A=2.62\mu\text{m}) + 60x(A=2.59\mu\text{m}) + 60x(A=2.57\mu\text{m})]\} +$ $\{r=40\%[60x(A=2.54\mu\text{m}) + 120x(A=2.52\mu\text{m}) + 60x(A=2.50\mu\text{m})]\} +$ $\{r=25\%[60x(A=2.47\mu\text{m}) + 60x(A=2.45\mu\text{m}) + 60x(A=2.42\mu\text{m})]\}$
Réseaux à largeur d'EP variable et périodique $r=50\%$, $L=1.5$ mm , $A=2.52\mu\text{m}$, $n_{per}=600$	20	$W1=7\mu\text{m}$, $W2=4.5\mu\text{m}$ (Largeurs d'EP)
	21	$W1=7\mu\text{m}$, $W2=5.5\mu\text{m}$ (Largeurs d'EP)
	22	$W=5.5\mu\text{m}$ (Largeur d'EP)
Filtre à deux longueurs d'onde $\lambda'=1551.72$, $\lambda''=1530.33$	23	$L'=0.997\text{mm}$, $A'=2.49\mu\text{m}$, $n_{per}'=400$ $L''=1\text{ mm}$, $A''=2.53\mu\text{m}$, $n_{per}''=400$

Tableau 4.1 Tableau des masques

A) Guide N°2: Les bords arrondis, observés sur la figure 4.6, sont simplement dus à la résolution. Nous avons mesuré une périodicité sur 20 périodes de $51\mu\text{m}$. La période mesurée sera $\lambda = 51/20 = 2.55\ \mu\text{m}$. Nous sommes donc très proches des $2.52\mu\text{m}$ espérés dans le tableau 4.1. Au niveau du rapport cyclique, l'observation montre que nous sommes proches de 50%, mais c'est plus difficile à mesurer.

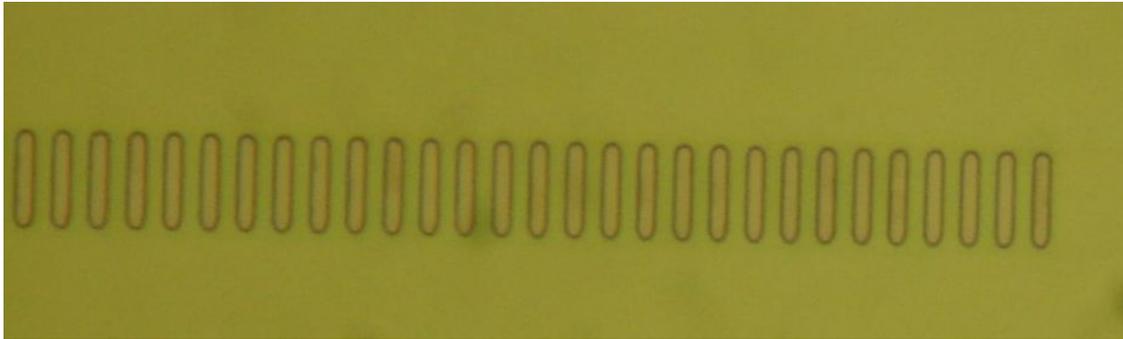


Figure 4.6 Guide N°2 x 100

B) Guide N°4 : Le rapport cyclique étant faible (25%), cela implique que l'ouverture dans la silice est très faible aussi, comme c'est illustré sur la figure 4.7.

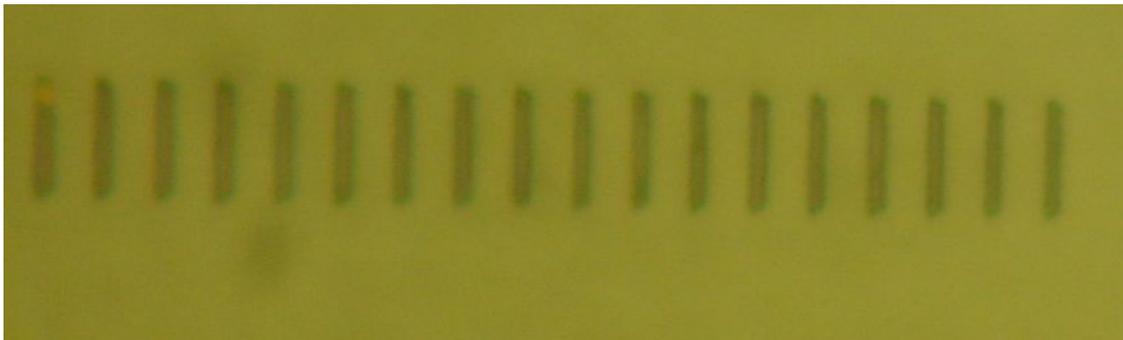


Figure 4.7 Guide N° 4 x 100

C) Guide N°5 : Le rapport cyclique étant de 40%, c'est un peu mieux que le dernier, mais on note une "déformation" des bords des ouvertures comme c'est illustré sur la figure 4.8.

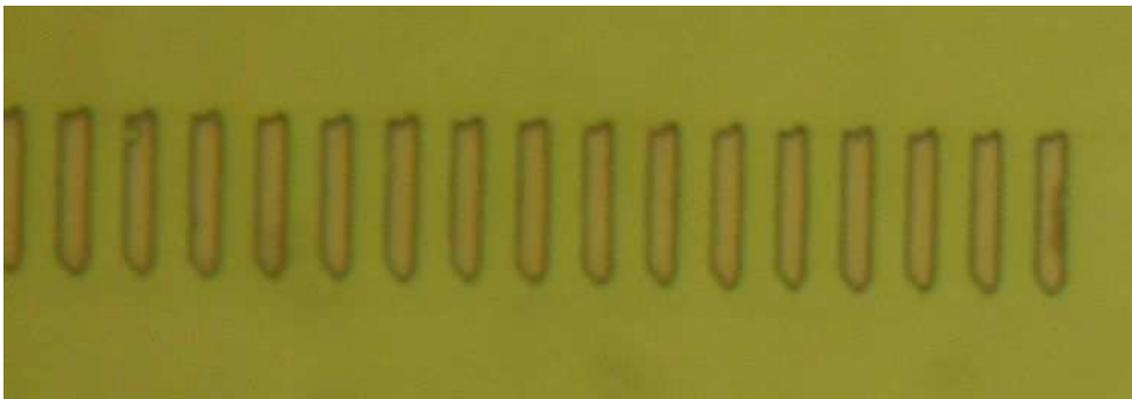


Figure 4.8 Guide N° 5 x 100

D) Guide N°9 (Figure 4.9): Ici On n'a pas de problème de définition de la structure, puisqu'on a une grande période. Nous avons mesuré $4.07\mu\text{m}$ de périodicité au lieu de $4\mu\text{m}$ ce qui est très proche de la valeur estimée. Au passage sur le guide N°10, nous avons mesuré $4.8\mu\text{m}$ au lieu de $4.7\mu\text{m}$. On aurait donc globalement sur le wafer une ouverture légèrement plus élevée que celle visée (entre 0.05 et $0.1\mu\text{m}$).

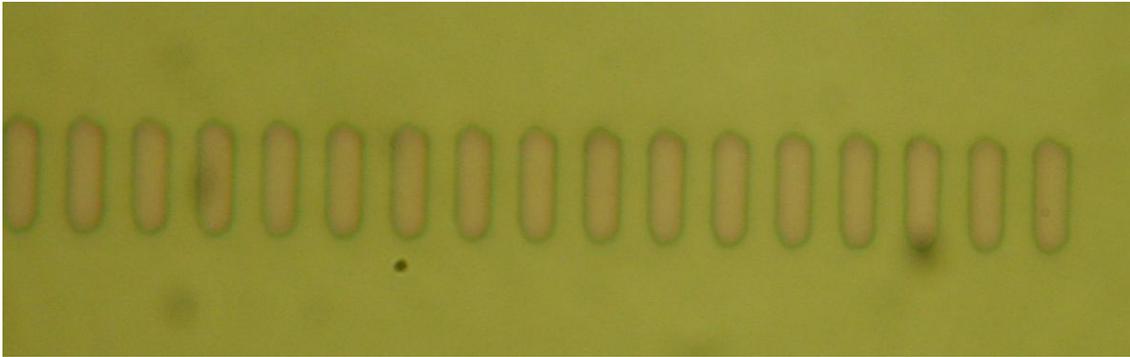


Figure 4.9 Guide N° 9 x 100

E) Guide N°13 (Figure 4.10): Idem pour la définition. On remarquera un léger décalage de l'alignement entre le guide Ti:LiNbO_3 et les ouvertures de SiO_2 . Ce décalage est faible sur les premières micro-structurations du guide mais augmente pour atteindre la valeur maximale de $1\mu\text{m}$ sur les dernières micro-structurations. Selon le nombre de périodes de la structure, l'influence de cet écart sur la fonction de transfert reste négligeable.

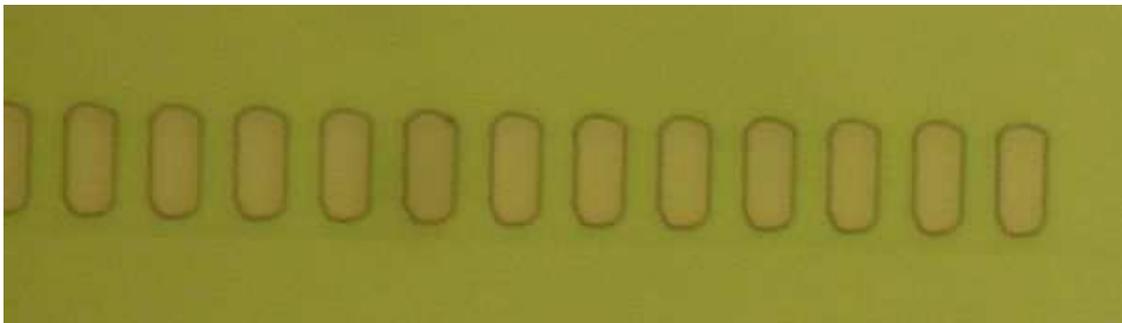


Figure 4.10 Guide N° 13 x 50

F) Guides N°21 (Figures 4.11 et 4.12). Le réseau périodique d'échange protonique est formé de deux largeurs différentes pour deux zones consécutives.

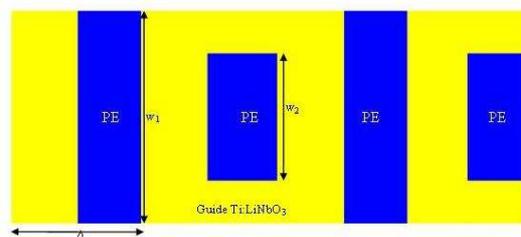


Figure 4.11 Guide N° 13 x 50

Les dimensions mesurées sur les ouvertures sont $7\mu\text{m}$ et $5.5\mu\text{m}$, donc pas de problèmes par rapport aux valeurs estimées dans le tableau 4.1.



Figure 4.12 Guide N° 21 x 100

2.4. Réalisation du guide d'onde Ti:LiNbO₃

Nous utilisons des cristaux de niobate de lithium en coupe X . Sur le substrat de niobate de lithium, une fine couche de titane est déposée. Le guide d'onde, de largeur de trait $7\mu\text{m}$, est ensuite gravé par photolithographie. L'épaisseur τ de titane déposée en couche mince, retenue pour la fabrication, est de 900 \AA .

Le guide d'onde est ensuite obtenu par diffusion à haute température de ce trait de titane [1]. La diffusion consiste à chauffer l'échantillon à haute température de façon à faire pénétrer le ruban de titane dans le substrat de niobate de lithium, pour obtenir une élévation de l'indice de réfraction et ainsi réaliser un guide d'onde à gradient d'indice. Les paramètres du guide d'onde Ti:LiNbO₃ obtenu, la variation d'indice et la profondeur de diffusion, dépendent de l'épaisseur de la couche de titane et des deux paramètres de diffusion : la température et la durée. Pour la diffusion, le substrat est placé dans une nacelle en silice à l'intérieur d'un four à diffusion tubulaire.

La diffusion métallique dans le niobate de lithium s'accompagne d'un effet indésirable qui est l'exodiffusion de LiO₂. L'exodiffusion se traduit par la création, par élévation de l'indice de réfraction, d'un guide optique perturbant la propagation des ondes polarisées parallèlement à l'axe optique Z du cristal de niobate de lithium (ici TE). Cette couche superficielle créée par exodiffusion perturbe le confinement de l'onde guidée. Pour éviter ce problème [2], nous travaillons, pendant la diffusion, en atmosphère d'oxygène saturée en eau.

Les paramètres qui permettent d'obtenir des guides de largeur $7\mu\text{m}$ et monomodes à la longueur d'onde $1,55 \mu\text{m}$ sont :

- Epaisseur de titane : 900 \AA .
- Température de diffusion : 1100°C
- Durée de diffusion : 10h.
- Temps de montée en température : 1h.
- Température de l'eau : 70°C

L'étape de fabrication suivante est l'échange protonique.

2.5. L'échange protonique

Le but est d'implanter localement sur le guide Ti:LiNbO_3 des zones ayant l'indice extraordinaire plus élevé. Pour cela, le substrat et le guide sont à nouveau recouvert par le masque d'échange protonique et ce processus ne peut s'effectuer qu'à travers les ouvertures du masque. Ainsi le guide d'onde distribué traverse une zone de longueur L_{PE} ayant subi l'échange protonique.

La durée d'échange a été fixée à 3h pour une température de 200°C , pour que la profondeur de pénétration de l'échange soit plus petite que celle du guide Ti:LiNbO_3 . La variation relative d'indice est obtenue par la méthode des « *m-lines* » et présentée sur la figure 4.13. On voit une analogie entre cette courbe mesurée et celle de la figure 3.12.

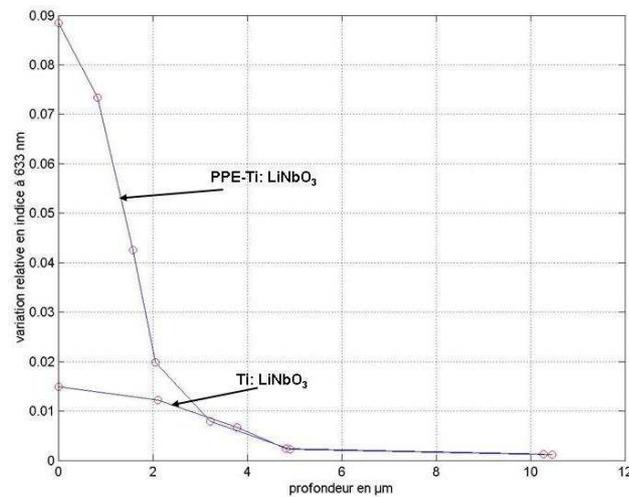


Figure 4.13 variation relative d'indice par "*m-lines*".

Après échange protonique, le masque de SiO_2 a été enlevé par gravure chimique. On montre quelques figures illustrant les résultats de cette étape.

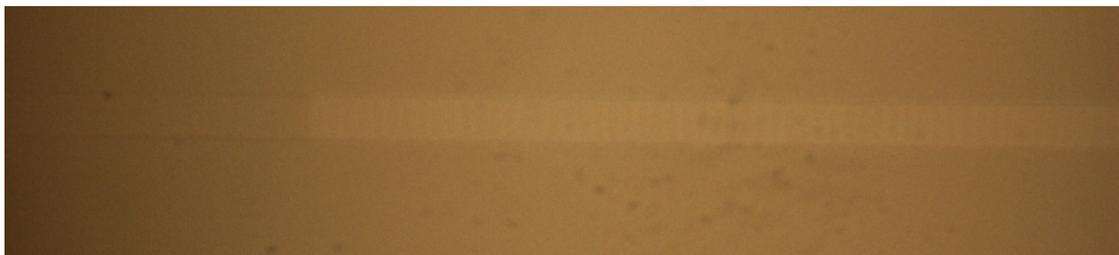


Figure 4.14 Puce N°2 APE x 100



Figure 4.15 Puce N° 10 APE x 50

2.6. Le polissage

Pour injecter une onde lumineuse dans le guide d'onde et la détecter en sortie, il peut être nécessaire de polir les faces d'entrée et de sortie du cristal. Le but du polissage est d'obtenir au niveau du guide d'onde une arête vive de 90° , parfaitement polie. Le polissage s'effectue sur une machine de polissage automatique, selon un cycle de polissage utilisant différentes tailles de poudre diamantée en solution. Le contrôle de l'arête des substrats s'effectue au microscope métallographique.

Après cette étape de fabrication, il est possible d'injecter de la lumière dans les guides pour contrôler leurs qualités optiques. On observe que les échantillons ayant subis un échange protonique local, noircis par le processus, ne guident pas la lumière.

Pour supprimer cette absorption et obtenir une bonne qualité optique des guides, les échantillons, à ce stade de fabrication, sont recuits à la température de 400°C sous atmosphère d'oxygène saturée en eau. Différents recuits successifs peuvent être réalisés jusqu'à l'obtention d'une qualité optique acceptable.

2.7. Les électrodes

La pose des électrodes est la dernière étape de fabrication des guides. Les électrodes sont gravées par photolithographie. Les figures suivantes illustrent cette étape.

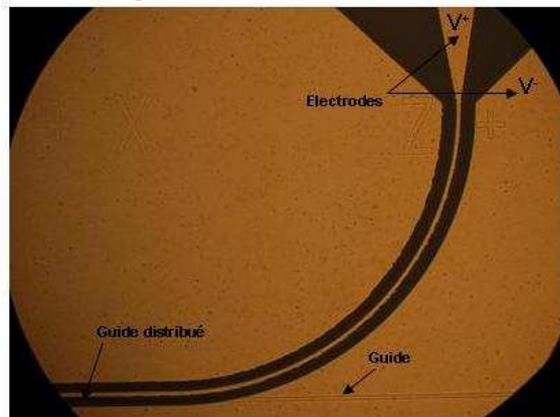


Figure 4.16 Les électrodes et le début du guide.

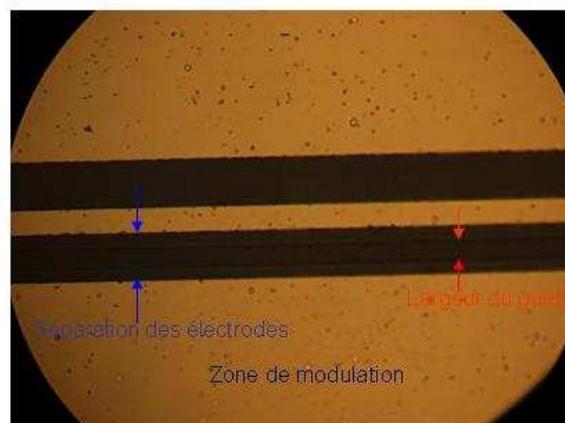


Figure 4.17 Illustration de la zone de modulation.

3. Microstructuration sur un substrat de LiNbO_3 en coupe Z

Nous avons appliqué la méthode théorique proposée dans le cadre de cette thèse pour analyser et optimiser un réflecteur de Bragg déjà réalisé sur le LiNbO_3 en coupe Z et propagation Y [3]. Le guide Ti:LiNbO_3 est réalisé par diffusion d'un ruban de titane d'épaisseur $\tau = 80$ nm et une largeur de $7 \mu\text{m}$ à 1100°C durant 10 heures dans une atmosphère humide de Ar-O_2 sur la surface de LiNbO_3 . La variation maximale Δn_{Ti} est obtenue à la surface du guide d'onde. Puis, une couche de 2000 \AA d'épaisseur de SiO_2 a été déposée sur ce guide en guise de masque pour l'échange protonique. Au moyen d'une photolithographie classique, le motif du réseau de Bragg est inscrit sur la couche SiO_2 . Le motif est ensuite transféré sur la couche SiO_2 par gravure chimique ou RIE (*Reactive Ion Etching*). Pour le processus d'échange protonique, le substrat est immergé dans un bain d'acide benzoïque pendant un temps bien défini pour réaliser les zones PPE- Ti:LiNbO_3 à une profondeur qui doit être inférieure à celle des zones Ti:LiNbO_3 . Le masque de SiO_2 est finalement enlevé par gravure chimique.

Le processus d'échange protonique est réalisé à une température de 230°C durant 3 heures, suivi d'un recuit d'une heure et dix minutes à une température de 400°C . La période du réseau est $\Lambda = 7.9 \mu\text{m}$. Elle correspond à l'ordre $m = 23$.

Pour mesurer les réponses spectrales de ce guide distribué, on a utilisé une diode laser de largeur de raie très faible et accordable entre 1510 et 1590 nm (Figure 4.18). Un polariseur est placé devant ce guide distribué pour sélectionner le mode TM.

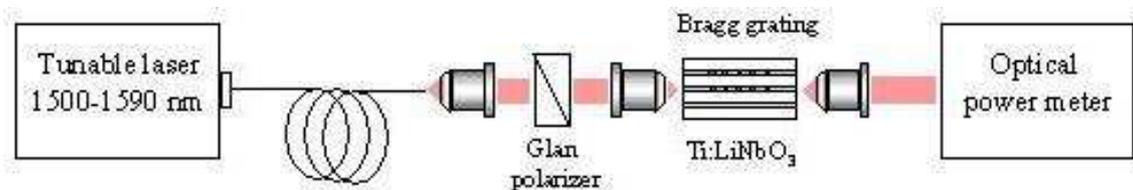


Figure 4.18 Configuration du montage expérimentale.

Pour vérifier la fiabilité de la méthode analytique présentée au chapitre précédent, nous avons comparé les résultats des simulations aux résultats expérimentaux. La figure 4.19 représente le spectre de transmission mesurée, où l'on déduit une réflectivité de 94 % à la longueur d'onde de 1546 nm avec une bande passante de 2 nm pour une longueur du réseau de 4 mm. Les oscillations observées à l'entourage du pic de transmissivité à la longueur d'onde $\lambda = 1546$ nm sont inhérentes à la mesure.

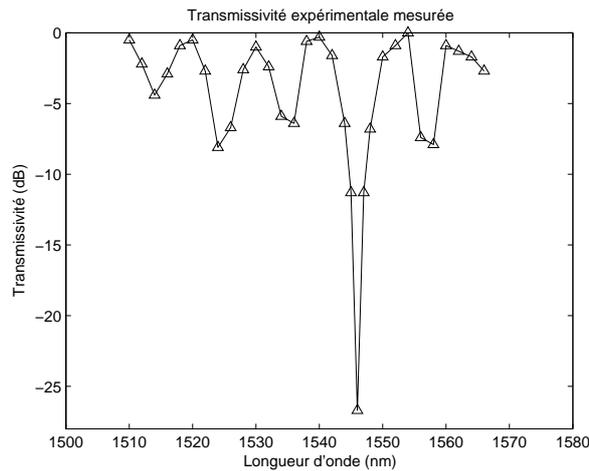
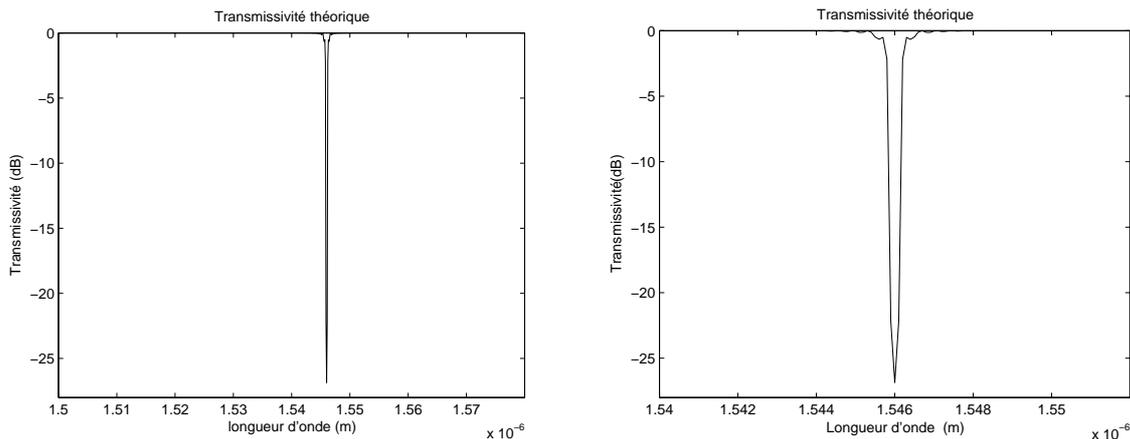


Figure 4.19 Spectre de transmission mesurée.

Le résultat de la simulation est présenté sur la figure 4.20-a) et 4.20-b). En effet, bien que nous obtenons le minimum de transmissivité à la même longueur d'onde $\lambda=1546$ nm, on aperçoit que les bandes passantes sont différentes, et ce pour plusieurs raisons :

Figure 4.20-a)-Transmissivité théorique pour $1500 < \lambda < 1600$ nmb)-Transmissivité théorique pour $1540 < \lambda < 1552$ nm

La réalisation d'un guide d'onde distribué ayant pour longueur $L = 4$ mm, n'implique pas obligatoirement que toute la longueur du réseau soit effective; la différence des deux indices effectifs des deux zones du réseau (PPE-Ti:LiNbO₃ et Ti:LiNbO₃) est très efficace sur la longueur effective. Si cette différence a une valeur importante, la longueur effective du réseau sera beaucoup plus petite que la valeur réelle de la longueur du réseau, ce qui implique une augmentation de la bande passante.

En plus, la réalisation expérimentale du réseau qui aboutit à une inhomogénéité des périodes du réseau et les pertes négligées par application de la méthode matricielle, peuvent affecter aussi le spectre de transmissivité.

4. Conclusion

Ce chapitre a permis de montrer les différentes étapes de fabrication d'un guide Ti:LiNbO_3 distribué par échange protonique. Nous avons montré l'effet de la correction du rapport cyclique sur le masque photolithographique. Ceci est important pour la définition du réseau en raison de l'effet néfaste du recouvrement entre deux zones voisines ayant subies le processus d'échange protonique. Une comparaison entre les résultats expérimentaux et théoriques a été présentée pour un réflecteur de Bragg en coupe Z , validant ainsi la méthode théorique présentée au chapitre 3.

5. Bibliographie du chapitre 4

- [1] R. V. Schmidt and R. I. Kaminow, "Metal diffused optical waveguide," *Appl. Opt. Lett.*, 25, 1974, pp. 458-460.
- [2] J. Jackel, V. Ramaswamy and S. Lyman, "Elimination of out diffusion surface guiding in titanium- diffused LiNbO_3 ," *Appl. Phys. Lett.*, 38, 1981, pp. 509-511.
- [3] B.-E. Benkelfat, R. Ferrière, B. Wacogne and P. Mollier, "Technological implementation of Bragg grating reflectors in Ti:LiNbO_3 waveguides by proton exchange," *IEEE Phot. Techn. Lett.*, 14, 2002, pp. 1430-1432.

Conclusion générale

Dans ce manuscrit, nous avons présenté l'étude, la conception et le processus de réalisation d'une micro-structuration par échange protonique localisé sur un guide réalisé dans le substrat de niobate de lithium par diffusion de titane. L'échange protonique permet d'augmenter l'indice extraordinaire de réfraction dans les zones échangées du guide Ti:LiNbO_3 . Ce type de guide optique permet la réalisation des filtres accordables en longueur d'onde et offre l'opportunité de faciliter le déploiement de systèmes de transmission par fibres optiques multiplexés en longueur d'onde et d'implanter une reconfiguration des réseaux au niveau optique. La simplicité du processus chimique d'échange protonique (EP) permet la mise au point de n'importe quel motif de micro-structuration à travers un masque prédéfini. Par ailleurs, cette technologie peut apporter une solution à l'intégration d'un filtre à double cavité Fabry-Pérot largement accordable en longueur d'onde en s'affranchissant des effets indésirables du désalignement de deux cavités indépendantes.

Nous avons proposé une approche analytique basée sur la méthode des rayons et celle de l'indice effectif, permettant de calculer les constantes de propagation ou bien l'indice effectif du guide. Cette méthode peut être utilisée pour calculer l'indice effectif pour n'importe quel profil d'indice de réfraction. Deux méthodes de calcul de l'indice effectif sont proposées. La première considère que l'indice effectif est constant dans chacune des deux zones de la période du réseau suivant la direction de propagation alors que la deuxième, plus conforme à la réalité, tient compte du fait que l'indice effectif varie également suivant la direction de propagation. On a montré que ces deux méthodes donnent des résultats proches lorsque le recouvrement entre deux zones voisines d'EP est faible. On a présenté aussi quelques simulations pour comparer ces deux méthodes et pour contrôler la bande passante au moyen des paramètres propres au processus d'échange protonique, et ce pour réaliser des filtres à gabarits prédéfinis, que nous avons appelés « *Tailored Optical Filters* ».

Plusieurs guides distribués ont été réalisés sur un substrat de niobate de lithium en coupe X pour une période du réseau de $\Lambda = 2.5 \mu\text{m}$ (ordre $m = 7$), justifiée par les limites technologiques. Les résultats expérimentaux permettent de valider la faisabilité d'une telle implémentation et nous permet d'établir la microstructuration de notre structure pour étudier les limites de cette technologie. Une comparaison entre la méthode analytique du calcul de l'indice effectif et les résultats expérimentaux réalisés sur le niobate de lithium en coupe Z , a validé l'application de cette méthode sur de telles structures.

