HAL
open science

Etude, fabrication et caractérisation de cristaux photoniques à hauts facteurs de forme en niobate de lithium pour la réalisation de modulateurs électro-optiques ultra-compacts

Clement Guyot

To cite this version:

Clement Guyot. Etude, fabrication et caractérisation de cristaux photoniques à hauts facteurs de forme en niobate de lithium pour la réalisation de modulateurs électro-optiques ultra-compacts. Optique [physics.optics]. Université de Franche-Comté, 2015. Français. NNT : 2015BESA2008 . tel-01383436

HAL Id: tel-01383436

https://theses.hal.science/tel-01383436v1

Submitted on 18 Oct 2016

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.

SPIM

Thèse de Doctorat

école doctorale sciences pour l'ingénieur et microtechniques

UFC UNIVERSITÉ DE FRANCHE-COMTÉ

ETUDE, FABRICATION ET CARACTERISATION DE CRISTAUX PHOTONIQUES A HAUTS FACTEURS DE FORME EN NIOBATE DE LITHIUM POUR LA REALISATION DE MODULATEURS ELECTRO-OPTIQUES ULTRA-COMPACTS

Clément GUYOT

SPIM

Thèse de Doctorat

UFC

école doctorale **sciences pour l'ingénieur et microtechniques**

UNIVERSITÉ DE FRANCHE-COMTÉ

Pour obtenir le

GRADE DE DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ DE FRANCHE-COMTÉ
Spécialité Optique et photonique

ETUDE, FABRICATION ET CARACTERISATION DE CRISTAUX PHOTONIQUES A HAUTS FACTEURS DE FORME EN NIOBATE DE LITHIUM POUR LA REALISATION DE MODULATEURS ELECTRO-OPTIQUES ULTRA-COMPACTS

Présentée par
Clément GUYOT

Soutenue le 26 Janvier 2015 devant la commission d'examen :

Président	H. MAILLOTTE	Directeur de Recherche - Université de Franche-Comté
Rapporteurs	S. CALLARD	Professeur - Ecole Centrale de Lyon
	B. BECHE	Professeur - Université de Rennes 1
Examinateurs	G. VITRANT	Directeur de Recherche - IMEP-LAHC
	L. DUVILLARET	Directeur d'entreprise - Kapteos
	N. COURJAL	Maître de Conférence - Université de Franche-Comté
	F. BAIDA	Professeur - Université de Franche-Comté
	G. ULLIAC	Ingénieur de Recherche - Université de Franche-Comté

Remerciements

Ce travail de thèse a été effectué au sein du département d'optique PM Duffieux de l'institut FEMTO-ST à Besançon. Je tiens tout d'abord à adresser mes remerciements au conseil régional de Franche-Comté pour le financement de ces travaux.

Je souhaite remercier l'ensemble des membres du jury de thèse pour l'intérêt qu'ils ont porté à mes travaux : à Ségolène Callard et Bruno Bêche pour avoir accepté d'en être les rapporteurs, à Lionel Duvillaret et Guy Vitrant pour avoir accepté d'être examinateurs, ainsi qu'à Hervé Maillotte pour en avoir été le président.

Un grand merci à Nadège Courjal, pour m'avoir transmis sa passion et son enthousiasme pour la recherche et pour le niobate de lithium. Je la remercie pour tout ce qu'elle a pu faire pour assurer le bon déroulement de ma thèse et la préparation de mon avenir, en proposant un sujet pluridisciplinaire avec des collaborations universitaires et industrielles.

Merci à Gwenn Ulliac pour sa précieuse aide en salle blanche et tous les conseils qu'il a pu me donner durant ces trois années, toujours avec bonne humeur. Tous les cristaux photoniques réalisés pendant cette thèse n'auraient pas pu voir le jour sans sa patience face à toutes ces heures passées devant le FIB.

S'il est difficile d'accéder au bureau de Fadi Baida (en raison de la multitude de doctorants attendant leur tour), chaque passage y a été bénéfique pour l'évolution de mes travaux. Je le remercie pour toutes les connaissances partagées afin de me faire progresser dans le monde de la modélisation optique.

Je tiens à remercier l'ensemble de l'équipe Nano-optique pour son accueil et les

échanges scientifiques tout au long de ma thèse : merci donc à Thierry, Maria, Philippe, Abdoulaye, Wentao, Zihua, Ali, Eli, Tahsenn, et Niha.

Je remercie les autres équipes du département avec qui j'ai pu intéragir, à savoir l'équipe opto-électronique et l'équipe optique non linéaire. Plus particulièrement, merci à Jean-Charles, Thibaut ou encore Jean-Marc, à qui j'ai plus que souvent pu emprunter du matériel. Merci aussi à Kien pour ses coups de main et ses multiples idées.

J'ai été amené à participer à deux projets au cours de ma thèse : le projet ANR Charades supervisé par Sylvain Ballandras puis Gwenn Ulliac, ainsi que le projet DGA Rapide SNIFER, supervisé par Lionel Duvillaret. Je tiens à remercier tous les partenaires des ces deux projets, entre autres pour la richesse des discussions qui y ont été menées. Je remercie aussi Brahim, Dusan, Greg et Vincent pour leur accueil au sein de l'entreprise Lovalite lors de mon passage dans le cadre d'un avenant "doctorant conseil".

La facilité d'accès à tous les équipements de la salle blanche Mimento du réseau Renatech a été plus qu'appréciable et réellement bénéfique pour avancer dans mes travaux. J'en profite pour remercier tout le personnel de la salle blanche pour leurs formations et leurs conseils.

Je tiens à remercier Fabien pour les 3 années d'entraide à la découpe à la scie ainsi que les quelques stagiaires qui ont travaillé de près sur l'amélioration des guides ridges : Arnaud, Vincent, Louis, Etienne et Jérémy.

Je remercie mes parents, mon frère Julien et ma belle-soeur Sophie pour m'avoir tous encouragé à suivre la voie qui me plaisait, et pour m'avoir soutenu dans les moments de doute pendant ces quelques années de thèse. Un grand merci à Aude pour m'avoir supporté tout au long de cette dernière année, livré à cette grande bataille qu'était la rédaction de thèse.

Et enfin, merci à tous ceux qui ont rendu ces 3 années enrichissantes et agréables, tant au sein du labo qu'à l'extérieur. Aux collègues thésards et post-doc, d'optique ou d'ailleurs : Batou, Jacques, Antonio, Luai, Justine, PAM, Rémi, Irina, Amaury, Romain, Caro, JP, Yannick, Benj', Birgit. A Thomas et Mélaine pour les randos et les eurocks, à Aude pour les gâteaux au chocolat quand c'était urgent, à Ludo pour son côté multifonction (à la fois collègue de bureau, sensei, ami, chauffeur privé), à Tony et Blanca pour leur enthousiasme permanant, à Pierre-Ambroise pour les dégustations, à Pierre pour la lecture, et à Quinnou et Ludivine pour les bons repas.

Liste des abréviations

A

APE : en anglais *Annealed Proton Exchanged*, pour échange protonique recuit.
ASE : en anglais *Amplified Spontaneous Emission*, pour émission spontannée amplifiée.

B

BIP : Bande Interdite Photonique.

C

CP : Cristal photonique.

D

DBR : en anglais *Distributed Bragg Reflector*, pour réflécteur de Bragg distribué.

E

EO : électro-optique.
ER : en anglais *Extinction ratio*, pour taux d'extinction.

F

FDTD : en anglais *Finite Difference Time Domain*, pour différences finies dans le domaine temporel.
FEMTO-ST : Franche-Comté Électronique Mécanique Thermique Optique – Sciences Technologies.
FIB : en anglais *Focused Ion Beam*, pour faisceau d'ion focalisé.
FP : Fabry-Perot.
FWHM : en anglais *Full width at half maximum*, pour largeur à mi-hauteur.

G

GBF : Générateur Basse Fréquence.

H

HF : Acide fluorhydrique.
HFF : Haut facteur de forme.
HNO_3 : Acide nitrique.

I

IBEE : Ion Beam Enhanced Etching.
ICP : Inductively Coupled Plasma.
ICP-RIE : Inductively Coupled Plasma - Reactive Ion Etching.
IR : Infrarouge.
ISL : Intervalle Spectral Libre.

L

$LiNbO_3$: Niobate de lithium.
LNOI : *Lithium Niobate On Insulator*.

M

MEB : Microscope électronique à balayage.
MFD : En anglais *Mode Field Diameter*, pour diamètre de champ de mode.
MZ : Mach-Zehnder.
MZM : En anglais *Mach-Zehnder Modulator*, pour modulateur Mach-Zehnder.

O

OCT : en anglais *Optical coherence tomography*, pour tomographie de cohérence optique.
OPO : Oscillateur paramétrique optique.
OSA : en anglais *Optical spectrum analyzer*, pour analyseur de spectre optique.

P

PE : en anglais *Proton Exchange*, pour échange proton.

R

RB : Réseau de Bragg.
RF : Radio-Fréquence (électrodes RF).
RIE : En anglais *Reactive Ion Etching*, pour gravure ionique réactive.

S

SMF : En anglais *Single Mode Fiber*, pour fibre monomode.

T

TE : En anglais *Transverse Electric* pour champs électrique polarisé transverse.
TF : Transformée de Fourier.
TM : En anglais *Transverse Magnetic* pour champs magnétique polarisé transverse.
TTV : En anglais *Total Thickness Variation*, pour variation de l'épaisseur totale.

W

WGM : en anglais *Whispering Gallery Mode*, pour mode de galerie .

Table des matières

Remerciements **i**

Liste des abréviations **iii**

Introduction **1**

CHAPITRE 1 **4**

1 Etat de l'art : composants compacts et à faible consommation pour la modulation électro-optique **5**

1.1 Composants optiques intégrés sur niobate de lithium 6

1.1.1 Intérêts généraux du niobate de lithium 6

1.1.2 Propriétés électro-optiques du niobate de lithium 8

1.1.3 Le modulateur Mach-Zehnder 9

1.1.3.1 Principe de fonctionnement du modulateur : 9

1.1.3.2 Performances des modulateurs électro-optiques Mach-Zehnder 11

1.1.4 Modulateurs électro-optiques compacts : micro-résonateurs en anneaux 14

1.2 Les cristaux photoniques pour la modulation électro-optique 16

1.2.1 Modulateurs à cristaux photoniques 16

1.2.1.1 Principe du cristal photonique 16

1.2.1.2 Configurations possibles pour la modulation 19

1.2.2 Cristaux photoniques sur guides standards 20

1.2.2.1 Guides standards en niobate de lithium 21

1.2.2.2 CP à faible variation d'indice sur guide standard . . . 22

1.2.2.3 CP à forte variation d'indice sur guide standard 23
1.3 Cristaux photoniques sur guides ridges 27
1.3.1 Fabrication de guides ridges 27
1.3.2 Cristaux photoniques sur guides ridges 30
1.4 Cristaux photoniques sur couches minces 31
1.4.1 Fabrication de couches minces 32
1.4.2 Cristaux photoniques sur couches minces $LiNbO_3$ 33
1.4.3 Vers des configurations aux confinements extrêmes 34
1.5 Objectifs 35

CHAPITRE 2 **38**

2 Réalisation et caractérisation de guides ridges à faibles pertes d'insertion par découpe à la scie circulaire de précision **39**
2.1 Réalisation simplifiée de ridges par découpe à la scie 40
2.1.1 Etat de l'art et intérêt de cette approche 40
2.1.2 Méthode de fabrication des ridges 42
2.1.3 Résultats technologiques 43
2.1.4 Les différentes configurations possibles du confinement vertical . 46
2.2 Caractérisations optiques des guides d'ondes 48
2.2.1 Visualisation des modes optiques 48
2.2.2 Détermination des pertes 50
2.3 Couplage fibre-ridge : simulations numériques et caractérisations optiques 55
2.3.1 Problématique de l'adaptation de modes 55
2.3.2 Fibres lentillées 57
2.3.3 Ponts optiques polymères 59
2.4 Le B-ridge : simplicité de couplage et faibles pertes 62
2.4.1 Etat de l'art sur la fabrication de zone de transition 62
2.4.2 Définition et intérêt du B-ridge 64
2.4.3 Fabrication et contrôle des dimensions 65
2.4.4 Caractérisation des B-ridges 66
2.4.4.1 Observation des B-ridges 66
2.4.4.2 Caractérisations optiques 67
2.5 Conclusion 70

CHAPITRE 3 **72**

3 Cristaux photoniques à haut facteur de forme sur ridges découpés à la scie pour la réalisation de réflecteurs ultra-compacts **73**
3.1 Réseaux de Bragg à haut facteur de forme 74
3.1.1 Intérêt de la structure et état de l'art 74

3.1.2 Méthode de fabrication des réseaux à haut facteur de forme : . . 77
3.1.3 Simulations numériques 78
3.1.4 Caractérisation d'un réseau de Bragg à haut facteur de forme ultra-court 81
3.1.5 Discussion des résultats 85
3.1.6 Mesures très larges bandes 86
3.1.7 Synthèse sur les réseaux de Bragg 87
3.2 Nanoplots à haut facteur de forme 88
3.2.1 Intérêt de la structure et état de l'art 88
3.2.2 Méthode de fabrication 91
3.2.3 Simulations numériques 92
3.2.4 Caractérisation optique et discussion 94
3.2.4.1 Fabrication du cristal photonique caractérisé 94
3.2.4.2 Mesures sur la bande C 95
3.2.4.3 Mesures très larges bandes 97
3.2.5 Synthèse sur les nanoplots 99
3.3 Conclusion du chapitre 99

CHAPITRE 4 **100**

4 Structures résonantes accordables sur guides ridges à haut facteur de forme pour la modulation électro-optique **101**
4.1 Cavité Fabry-Perot 102
4.1.1 Intérêt de la structure 102
4.1.2 Réalisation technologique de la cavité Fabry-Perot 103
4.1.2.1 Optimisation des paramètres et fabrication 103
4.1.2.2 Fabrication de la structure résonante 104
4.1.3 Caractérisations optiques de la cavité Fabry-Perot 104
4.1.3.1 Etude de la cavité Fabry-Perot sur la bande C : 104
4.1.3.2 Mesures supercontinuum 108
4.1.4 Synthèse sur les cavités Fabry-Perot 109
4.2 Résonance Fano sur guides ridges 109
4.2.1 Intérêt de la structure et état de l'art : 109
4.2.2 Détermination des paramètres par FDTD-3D périodique 113
4.2.2.1 La membrane à cristal photonique 113
4.2.2.2 Distance entre le guide d'onde et la membrane 115
4.2.3 Réalisation technologique d'une structure Fano intégrée sur ridge 118
4.2.3.1 Propriétés du guide ridge 118
4.2.3.2 Méthode de fabrication 119
4.2.4 Caractérisations optiques de la structure Fano 121
4.2.4.1 Visualisation du mode optique 121

4.2.4.2 Mesures en réflexion 122
4.2.5 Discussion 122
4.2.6 Synthèse sur la résonance Fano 123
4.3 Dépôt d'électrodes sur guides ridges pour la modulation électro-optique 124
4.3.1 Dépôt d'électrodes par pulvérisation cathodique 124
4.3.2 Dépôt d'électrodes par faisceau d'ion focalisé 127
4.3.3 Synthèse sur le dépôt métallique 128
4.4 Conclusion 128

CHAPITRE 5 **130**

5 Micro-rubans et membranes en niobate de lithium découpés à la scie circulaire de précision **131**
5.1 Amincissement local d'un guide classique par découpe à la scie circulaire de précision 132
5.1.1 Intérêt de la structure 132
5.1.2 Réalisation technologique 133
5.1.3 Caractérisations optiques 135
5.1.3.1 Effet de l'amincissement sur les modes optiques 135
5.1.3.2 Effet de l'amincissement sur les pertes de propagation 136
5.1.4 Réseau de Bragg gravé sur une un guide classique aminci localement 137
5.1.4.1 Fabrication et attentes théoriques 137
5.1.4.2 Mesures des coefficients de réflexion 138
5.1.5 Synthèse sur les guides amincis localement 140
5.2 La modulation d'amplitude par effet électro-optique 141
5.2.1 Caractérisations électro-optiques 141
5.2.1.1 Montages expérimentaux 141
5.2.1.2 Caractérisation avec une tension continue 142
5.2.1.3 Modulation Basse fréquence 146
5.2.2 Synthèse sur la modulation électro-optique 148
5.3 La réalisation de ridges amincis localement par découpe à la scie 149
5.3.1 Intérêt 149
5.3.2 Méthode de fabrication 150
5.3.3 Caractérisations optiques 151
5.3.3.1 Ridges amincis 151
5.3.3.2 B-ridges amincis 153
5.3.4 Synthèse sur les ridges amincis 155
5.4 Conclusion 155

Conclusion **159**

Publications et communications **165**

Annexes **169**
Annexe A : Principe physique des cristaux photoniques 170
A Principe physique des cristaux photoniques et méthodes de calcul . . . 170
A.1 La naissance des cristaux photoniques 170
A.2 Principes physiques des cristaux photoniques 171
A.2.1 Propagation des ondes 171
A.2.2 Théorème de Floquet-Bloch 172
A.2.3 Première zone de Brillouin 173
A.2.4 Bandes interdites photoniques 174
A.3 Les cristaux photoniques membranaires 178
Annexe B : Détermination des pertes en propagation et des coefficients de réflexion dans un guide droit 181
B Détermination des pertes en propagation, des indices de groupes et des coefficients de réflexion dans un guide droit 181
B.1 Méthode de calcul 181
Annexe C : Réalisation de ridges découpés à la scie circulaire de précision sur substrats amincis 184
C Réalisation de ridges découpés à la scie circulaire de précision sur substrats amincis 184
C.1 Fabrication de ridges par report et amincissement 184
C.1.1 Report de substrat 184
C.1.2 Amincissement et fabrication des ridges 185
C.2 Caractérisations optiques 187
C.2.1 Collage or-or 187
C.2.2 Collage Vitralit® 188
C.3 Synthèse sur les ridges et B-ridges sur substrats amincis 189

Bibliographie **192**

Introduction

L'avènement des télécommunications à haut débit et à longue distance a permis le développement du transport de l'information par voie optique. En quelques décennies, nous sommes passés de la transmission de quelques dizaines de MBits/s, avec l'obligation de régénérer le signal par le biais de composants électro-optiques tous les 10 km, à plusieurs dizaines de GBits/s qui parcourent des milliers de km sans avoir recours à des techniques d'amplification. Parmi les composants essentiels en télécommunication, les modulateurs électro-optiques permettent de transformer une commande électrique en un signal optique. Plusieurs matériaux ont été exploités pour réaliser ces modulateurs électro-optiques, tels que les semi-conducteurs, les polymères, les matériaux diélectriques... Plus particulièrement, les multiples propriétés du niobate de lithium ($LiNbO_3$) en font un candidat très apprécié pour la photonique, à tel point que certains le surnomment "le silicium de la photonique", et les modulateurs électro-optiques en niobate de lithium sont réputés pour leurs performances : larges bandes passantes, faibles tensions de commande, et faibles pertes d'insertion.

Pour atteindre ces performances, la longueur du composant doit être supérieure au centimètre. La réduction de l'encombrement n'est pas un enjeu majeur dans le domaine des télécoms mais de nouveaux marchés nécessitent que de tels modulateurs existent dans des formats plus compacts. Le faible encombrement est un critère très important pour les systèmes aérospatiaux ou encore pour des objets plus proches du grand public, tels que nos téléphones portables. Mais la difficulté d'usinage du niobate de lithium rend difficile sa miniaturisation avec les techniques de fabrications standards utilisées pour les composants photoniques. La synergie autour de ce matériau a permis le développement récent de procédés pour miniaturiser les composants $LiNbO_3$ sur des couches minces mais les techniques employées sont difficiles à mettre en place, très coûteuses et donc peu appréciées pour la fabrication en masse.

C'est dans ce contexte que nous cherchons des méthodes alternatives et faciles à mettre en œuvre pour fabriquer des modulateurs électro-optiques compacts en niobate de lithium tout en recherchant les performances des modulateurs commercialisés (faibles tensions de commande et faibles pertes d'insertion). Nous proposons pour cela d'associer découpe à la scie circulaire de précision et gravure au faisceau d'ions focalisé pour fabriquer des structures appelées cavités à cristaux photoniques sur des guides optiques de type ridge. Le but de cette structure sera de créer des pics de résonance optique dont la position spectrale pourra être modulée par effet électro-optique.

Dans le premier chapitre, nous commencerons par un état de l'art général sur la modulation électro-optique et montrerons notre intérêt à travailler particulièrement sur le niobate de lithium. Nous chercherons alors à comprendre les verrous technologiques actuels pour la fabrication de composants compacts dans ce matériau. Pour espérer réduire drastiquement les longueurs des modulateurs $LiNbO_3$, nous nous tournerons vers la structuration de cristaux photoniques pour contrôler la propagation de la lumière à l'échelle micrométrique. Pour comprendre les défis à relever pour exploiter les propriétés des cristaux photonique et l'effet électro-optique, nous établirons les avancées sur le guidage et l'usinage du niobate de lithium . Au terme de ce chapitre, nous présenterons le dispositif que nous souhaiterons réaliser.

Dans le deuxième chapitre, nous nous intéresserons aux guides d'onde $LiNbO_3$, qui constituent la première brique de base du modulateur électro-optique. Nous chercherons à confiner la lumière pour exploiter efficacement les propriétés électro-optiques du matériau. Nous emploierons dans ce but une scie circulaire de précision pour découper et polir des guides confinés latéralement que nous appellerons *ridges*. Ce confinement a un prix, puisqu'il tend à augmenter les pertes de propagation : nous chercherons dans un premier temps à les optimiser. Nous verrons alors que le confinement des guides présente l'inconvénient d'augmenter les pertes de couplage à la connexion entre guide d'onde et la fibre optique. Toujours à l'aide de la scie circulaire de précision, nous proposerons une méthode de fabrication simple et innovante pour les minimiser.

Le troisième chapitre sera destiné à la fabrication et à la caractérisation optique de cristaux photoniques (CP) ultra-compacts à hauts facteurs de forme et à forts contrastes d'indice, deuxième brique de base de notre modulateur électro-optique qui sera destinée à la réalisation de cavités Fabry-Perot dans les guides ridges. Pour réduire les puissances de commandes de nos modulateurs, un des critères est de développer des cavités photoniques avec des facteurs de qualité importants (> 1000), ce qui implique des cristaux photoniques à fort coefficient de réflexion : c'est dans ce but que nous chercherons à fabriquer des structures à hauts facteurs de forme et à fort contraste d'indice,

au moyen de la gravure par faisceau d'ions focalisé. Nous présenterons dans un premier temps un réseau de Bragg puis un cristal photonique bidimensionnel. Pour connaître les coefficients de réflexion des CP, nous proposerons une méthode de caractérisation optique basée sur la tomographie de cohérence optique.

Nous utiliserons les cristaux photoniques à hauts facteurs de forme sur les guides ridges pour la réalisation de résonateurs dans le quatrième chapitre. Dans une première structure, nous emploierons les CP pour concevoir une cavité Fabry-Perot (FP). Cette cavité Fabry-Perot entraînera l'apparition de pics de résonance dont la qualité dépend des coefficients de réflexion des CP. Toujours dans l'optique de réaliser des résonances de fortes qualités, nous explorerons ensuite le phénomène de résonance Fano. Enfin, dans le but de commander par effet électro-optique les signaux transmis et réfléchis dans les structures résonantes, nous finirons par nous intéresser au dépôt d'électrodes sur nos structures à hauts facteurs de forme.

Enfin, nous consacrerons le cinquième et dernier chapitre de cette thèse à la fabrication et à la caractérisation de guides membranaires. Ces derniers seront de nouveau réalisés à la scie circulaire de précision, et représenterons une solution alternative aux structures sur guides ridges. Nous montrerons la facilité de les fonctionnaliser, de les nano-structurer et les premières études de modulation par effet électro-optique sur ces structures. Nous verrons que ces premiers résultats constituent déjà des modulateurs compact. Nous verrons finalement des pistes pour améliorer encore le confinement de la lumière dans les guides, et améliorer ainsi les tensions de commandes, en combinant les configurations “ridges” et “membranes” afin de former des fils photoniques.

CHAPITRE 1

Etat de l'art : composants compacts et à faible consommation pour la modulation électro-optique

Le développement de composants photoniques compacts à faible consommation d'énergie représente un enjeu dans de nombreux domaines : biomédical, astrophysique, multimédia, traitements d'information... Pour cette thèse, nous nous intéressons plus particulièrement aux composants photoniques contrôlés par un signal électrique : par exemple les modulateurs électro-optiques, qui représentent un composant essentiel des télécommunications par fibre optique, apparaissent également attractifs pour la miniaturisation des systèmes optiques en astrophysique, pour la video-projection par smart-phone... Les marchés promis par les composants photoniques compacts à faible consommation d'énergie ont stimulé de nombreuses études, sur des matériaux très variés : silicium [1], arséniure de gallium (GaAs) [2], polymères infiltrés [3], graphène [4], ferroélectriques à large coefficient électro-optique tels que le SBN [5] ou le $BaTiO_3$ [6]. Chacun de ces développements est effectué sur des configurations particulières. Si ces références peuvent revendiquer de faibles consommations d'énergie (par exemple quelques μW sur silicium dans la référence [7]), il faut en revanche noter que cela s'effectue souvent au détriment d'autres caractéristiques. La référence [8] est une synthèse d'experts pour l'année 2012 qui souligne les enjeux de la miniaturisation des composants électro-optiques et qui rappelle qu'il y a actuellement deux verrous qui bloquent l'industrialisation des composants photoniques miniatures :
- les pertes d'insertion sont souvent très grandes (la référence [8] indique des pertes d'insertions généralement supérieures à 10 dB pour les composants de longueur active inférieure à 100 µm : 90 % de la lumière est perdue dans ces composants miniatures).
- les technologies de fabrication sont peu compatibles avec la fabrication de masse.

Le niobate de lithium ($LiNbO_3$) est un matériau qui a fait ses preuves depuis de nombreuses années sur ces deux aspects. Il pêche en revanche par des dimensions peu compatibles avec l'intégration de masse : un modulateur $LiNbO_3$ fait typiquement plusieurs centimètres de long. Pour cette thèse, nous nous proposons de développer des solutions qui tendent vers des composants compacts $LiNbO_3$ tout en préservant ses propriétés attractives.

Après une vue d'ensemble sur les propriétés et applications du niobate de lithium, nous nous tournerons vers les applications électro-optiques : nous exposerons les avantages des modulateurs en niobate de lithium et chercherons à comprendre les limitations en terme d'encombrement. Nous ferons alors un état de l'art sur le guidage et la structuration du matériau en vue de proposer des solutions compactes pour la modulation. De cet état de l'art, nous finirons par établir les objectifs de cette thèse.

1.1 Composants optiques intégrés sur niobate de lithium

1.1.1 Intérêts généraux du niobate de lithium

Le niobate de lithium ($LiNbO_3$) est un matériau diélectrique créé artificiellement et composé d'atomes de niobium, de lithium et d'oxygène (Fig. 1.1). Un premier intérêt du matériau réside dans sa fabrication par la méthode de Czochralski qui est connue et maîtrisée depuis le milieu des années 1960 [9] : les fournisseurs de ce matériau sont nombreux (Gooch & Housego, ACTC Tera Xtal Technology Corporation, Sumitomo Metal Mining Corporation, Deltronic Crystal Industries,...), ce qui est un atout clé favorisant l'essor des composants $LiNbO_3$.
La méthode Czochralski permet la fabrication d'une structure monocristalline appartenant à la classe trigonale 3m (3 symétries de rotation et 3 symétries miroirs). La nature uniaxiale du matériau le rend biréfringent : l'onde électromagnétique s'y propage de manière anisotrope. Cela signifie que l'indice vu par la lumière dépendra de la direction de propagation et de l'état de polarisation. Les axes X et Y du cristal correspondent à l'indice ordinaire n_0 tandis que l'axe Z (ou l'axe cristallin C) correspond à l'indice extra-ordinaire n_e. Ces indices dépendent de la température et de la longueur d'onde de la lumière s'y propageant, et sont calculés avec les équations de Sellmeier. A une longueur d'onde Télécoms de 1550 nm, $n_o = 2.212$ et $n_e = 2.138$.

Par ailleurs, ce matériau est transparent sur une gamme de longueurs d'ondes importante, démarrant de l'ultra-violet et allant jusqu'au proche infrarouge (350 nm à 5000 nm). Cette propriété en fait un composant attractif pour :

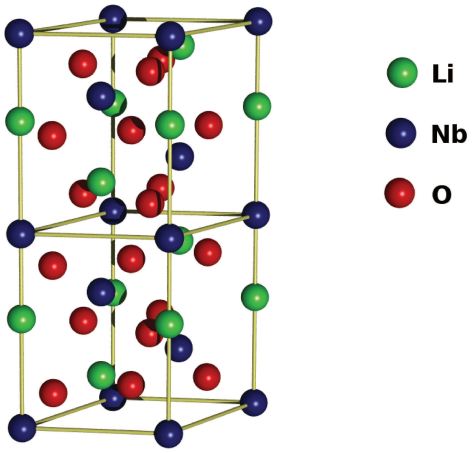


Figure 1.1 – Représentation schématique de l'agencement cristallin du niobate de lithium.

- les télécommunications optiques, en particulier pour les composants fonctionnant en bande C (1530 -1565 nm), tels que des modulateurs (de polarisation, de phase ou d'intensité) [10] ou encore des coupleurs, des commutateurs et des séparateurs.
- l'astrophysique, dans les bandes de transparence de l'atmosphère pour faire par exemple de la détection d'exoplanètes par interférométrie stellaire (sur la bande K [11], autour de 3.39 µm [12] dans la bande L, ou encore sur la bande M à 4.7 µm [13]).
- la spectrométrie, en particulier pour le développement de spectromètres qui pourraient être commandables pour de la détection physico-chimique [14].

Le niobate de lithium est non centro-symétrique et ferroélectrique, ce qui est à l'origine de nombreuses propriétés (électro-optiques, pyro-électriques, piézo-électriques ou encore non-linéaires) qui le rendent attractif dans de nombreux domaines. Les propriétés pyro-électriques pourront par exemple servir à la fabrication de capteurs de température [15]. L'effet photoréfractif est apprécié pour le stockage de l'information par holographie [16]. Les propriétés acousto-optiques sont appréciées pour la réalisation de modulateurs ou de filtres contrôlés par des ondes acoustiques de surface (SAW : *Surface Acoustic Wave*) [17]. Ce matériau possède aussi des propriétés non-linéaires (NL) très appréciées pour la génération de seconde harmonique (SHG), la création de lasers à différence de fréquence dans le moyen infra-rouge [18], le mélange à plusieurs ondes pour l'amplification paramétrique [19] ou encore pour la génération de paires de photons intriquées. Les premiers dispositifs quantiques intégrés pour la génération de paires de photons intriqués viennent ainsi de voir le jour sur des guides $LiNbO_3$ [20].

L'exploitation de ces propriétés implique le confinement de l'énergie lumineuse dans

des guides d'ondes optiques. Les guides optiques intégrés sur niobate de lithium sont classiquement des guides à gradient d'indice faits par diffusion titane [21] ou par des techniques d'échange protonique [22]. Leur particularité est d'assurer de faibles pertes de propagation (< 0.1 dB/cm [23]), mais également de faibles pertes de couplage avec les fibres optiques. Les pertes d'insertion des composants $LiNbO_3$ sont très compétitives : les pertes totales entre entrée et sortie du composant fibré peuvent être inférieures à 4 dB [1], ce qui est un atout majeur au regard de composants sur d'autres matériaux : les développements récents sur modulateurs InP (phosphure d'indium) annoncent des pertes d'insertion de 8 dB [2] ou de presque 10 dB sur GaAs [3]. Notons que les pertes d'insertion sur des matériaux tels que GaAs ou InP sont inévitablement plus grandes que sur niobate de lithium en raison d'un indice de réfraction plus grand, ce qui favorise des pertes de Fresnel importantes à la connexion fibre-composant.

Les quelques propriétés et exemples précédents montrent que le niobate de lithium est un matériau très attractif pour la photonique. Mais un regard rapide sur les composants classiques $LiNbO_3$ nous permet vite de voir aussi leur inconvénient majeur : les composants commerciaux présentent tous un encombrement centimétrique (EO Space [4], JDS Uniphase [5]). Cette particularité représente un verrou à l'intégration du niobate de lithium dans des circuits photoniques compacts. L'objectif de cette thèse est de proposer des solutions pour réduire significativement les encombrements, tout en préservant les propriétés des guides $LiNbO_3$, et plus précisément leurs faibles pertes. Nous allons nous intéresser par la suite aux applications électro-optiques. Après un rappel succinct de l'effet électro-optique, nous déterminerons les performances principales que les composants électro-optiques doivent vérifier pour être à l'état de l'art.

1.1.2 Propriétés électro-optiques du niobate de lithium

L'effet électro-optique (EO) consiste en une modification de l'indice de réfraction lorsqu'un champ électrique externe est appliqué. Il est possible d'observer des effets électro-optiques linéaires et non linéaires, mais nous nous intéressons ici uniquement aux effets linéaires, aussi appelés effets Pockels. Dans ce cas, l'indice de réfraction peut être relié au champ électrique externe $\vec{E}$ par la formule 1.1 :

1. Modulateur $LiNbO_3$ de Photline : www.photline.com/product/Modulators/Intensity_Modulators/
2. Modulateur InP de Fraunhofer : www.hhi.fraunhofer.de/fields-of-competence/photonic-components/topics/inp-modulators.html
3. Modulateur Finisar : www.finisar.com/sites/default/files/pdf/PCMO1332_GaAs_100G_DP-IQ_Modulator_Product_Brief_RevA1.pdf
4. Modulateurs d'EO Space : www.eospace.com
5. Modulateurs de JDSU : www.jdsu.com

$$\Delta(\frac{1}{n^2})_{ij} = \sum_k r_{ijk} E_k \tag{1.1}$$

où $\Delta(\frac{1}{n^2})_{ij}$ représente la variation d'indice de réfraction induite par le champ E, r_{ijk} le tenseur des coefficients électro-optiques linéaires (avec i,j,k=x,y,z) et E_k la composante k du champ électrique appliqué. Le niobate de lithium étant un matériau non centro-symétrique avec un arrangement cristallin de type rhomboédrique et une symétrie appartenant au groupe 3m, son tenseur électro-optique r_{ijk} est de la forme :

$$r_{ijk} = \begin{pmatrix} 0 & r_{12} & r_{13} \\ 0 & r_{22} & r_{13} \\ 0 & 0 & r_{33} \\ 0 & r_{51} & 0 \\ r_{51} & 0 & 0 \\ r_{12} & 0 & 0 \end{pmatrix} \tag{1.2}$$

avec $r_{12} = -r_{22} = -6.8$ pm/V, $r_{13} = 9.6$ pm/V, $r_{33} = 30.9$ pm/V et $r_{51} = 32.6$ pm/V à la longueur d'onde $\lambda = 1550$nm.

Pour exploiter le coefficient électro-optique r_{33} du niobate de lithium, le champ électrique appliqué et l'onde optique devront être polarisés suivant l'axe Z (indice extraordinaire) du cristal pour rechercher l'effet électro-optique le plus fort et donc les tensions de commande les plus faibles. La variation de l'indice extraordinaire en fonction du champ appliqué et du coefficient électro-optique r_{33} s'écrit de la manière suivante (équation 1.3) :

$$\Delta n_e = -\frac{1}{2} n_e^3 r_{33} E_z \tag{1.3}$$

avec Δn_e la variation de l'indice extraordinaire n_e, et E_z la composante du champ électrique appliqué sur l'axe Z. Lorsque la modulation d'intensité est visée, cet effet est classiquement utilisé en configuration Mach-Zehnder.

1.1.3 Le modulateur Mach-Zehnder

1.1.3.1 Principe de fonctionnement du modulateur :

Un modulateur Mach-Zehnder (MZ) est composé d'un guide d'onde qui se sépare par l'intermédiaire d'une jonction Y en deux guides parallèles (que nous appellerons bras) qui vont de nouveau se rejoindre pour que les deux ondes interfèrent (Fig. 1.2(a)). Afin de modifier le chemin optique de l'un des deux bras, des électrodes sont déposées de part et d'autre du guide. Lorsqu'une tension est appliquée, la tension aux bornes

des électrodes va modifier, par effet électro-optique, l'indice de réfraction le long du guide d'onde et donc modifier le chemin optique. Dans le cas du modulateur d'intensité, l'intensité du signal optique à la sortie du modulateur va évoluer en fonction du signal radio-fréquence (RF) appliqué.

Lorsque les bras du modulateur MZ se rejoignent et que le Mach-Zehnder est parfaitement équilibré en l'absence de champ électrique, la différence de chemin optique induite par le champ électrique externe crée le déphasage $\Delta\Phi$ suivant :

$$\Delta\Phi = \frac{2\pi}{\lambda}(\Delta n_1 - \Delta n_2)L \tag{1.4}$$

où L est la longueur d'interaction entre le guide et les électrodes, Δn_1 et Δn_2 les variations d'indices induites dans chaque bras du modulateur MZ (équation 1.3). Lorsqu'aucun champ électrique n'est appliqué, la différence d'indice est nulle : les ondes provenant des deux bras sont en phase : l'intensité de sortie sera dans ce cas maximale. Cette intensité va être modifiée dès lors qu'un champ électrique sera appliqué. L'intensité sera minimale lorsque les deux ondes optiques seront cette fois-ci en opposition de phase. La tension nécessaire pour passer d'un minimum à un maximum d'intensité est appelée tension demi-onde et est notée V_π (Fig. 1.2(b)).

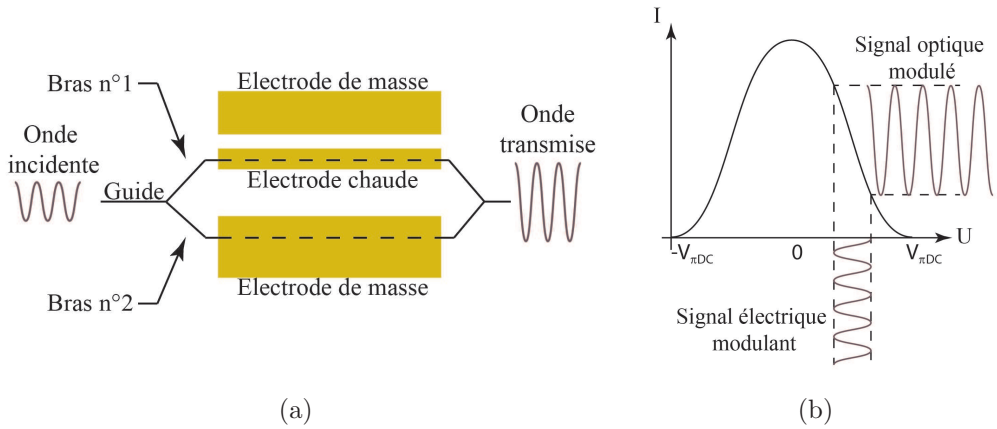


FIGURE 1.2 – (a) Représentation schématique d'un modulateur Mach-Zehnder standard (par exemple sur un substrat $LiNbO_3$ coupe Z). (b) Réponse optique d'un modulateur d'intensité Mach-Zehnder en régime linéaire.

1.1.3.2 Performances des modulateurs électro-optiques Mach-Zehnder

L'avènement des télécoms dans les années 1980 a permis le développement des composants MZ $LiNbO_3$ commercialisés [6]. Nous présentons les performances principales que ces composants électro-optiques doivent vérifier pour être à l'état de l'art.

Fort taux d'extinction (ER : *Extinction Ratio*) : Le taux d'extinction correspond au rapport entre la puissance optique minimale transmise P_{min} et la puissance optique maximale transmise P_{max} à la sortie du modulateur. Il s'exprime de la façon suivante :

$$\mathrm{ER} = 10\log_{10}\left(\frac{P_{\min}}{P_{\max}}\right) \tag{1.5}$$

Plusieurs paramètres peuvent incider sur la qualité du taux d'extinction : une différence de pertes dans les deux bras, un couplage entre les modes de chaque bras par ondes évanescentes, ou encore une multimodalité des guides. Dans le cas des modulateurs $LiNbO_3$ commercialisés, le taux d'extinction est généralement compris entre 20 et 25 dB, et peut atteindre 40 dB. Néanmoins, des taux d'extinction records supérieurs à 60 dB ont été atteints en laboratoire [25, 26].
Pour donner un ordre d'idée, les approches alternatives telles que modulation d'intensité par électro-absorbant conduisent plutôt à des taux d'extinction de 14 dB (pour des tensions de commandes de l'ordre de 4V). Le fort taux d'extinction des modulateurs $LiNbO_3$ est un atout pour des applications telles qu'astrophysique, télécommunication par fibre optiques à haut débit...

Faible tension demi-onde : La tension demi-onde représente la tension nécessaire pour moduler le signal entre les deux extrema d'intensité, ce qui signifie un déphasage de π entre les signaux des deux bras du modulateur MZ. Cette tension notée V_π s'exprime par la formule suivante :

$$V_\pi = \frac{\lambda \mathrm{d}}{(\eta_2 - \eta_1)\mathrm{n_e^3 r_{33} L}} \tag{1.6}$$

avec λ la longueur d'onde, d la distance inter-électrodes, n_e l'indice extraordinaire, L la longueur des électrodes, r_{33} le coefficient électro-optique selon l'axe extraordinaire du niobate de lithium, et η_i est le coefficient de recouvrement entre le signal électrique

6. L'entreprise Photline (www.photline.com) propose un tutoriel sur la modulation $LiNbO_3$, extrait de [24] : www.photline.com/filer/get/80/Tutorial_LiNbO3_Photline.pdf

externe et le champ électrique optique sur le bras i. La tension demi-onde des modulateurs MZ $LiNbO_3$ commerciaux varie généralement entre 4 et 7 V. En laboratoire, des modulateurs MZ $LiNbO_3$ avec des tensions de commande de seulement 2.2V ont pu être démontrés [27].
Pour évaluer la performance du modulateur, nous pourrons également trouver dans la littérature le produit $V_\pi \cdot L$ appelé figure de mérite. Les modulateurs MZ standards possèdent un produit $V_\pi \cdot L$ compris entre 6 et 12 V.cm [28] : une tension de commande inférieure à 6V implique inévitablement une longueur active supérieure à 1 cm.

Faibles pertes d'insertion : Les pertes d'insertion notées α comprennent l'ensemble des pertes entre les fibres en entrée et en sortie du modulateur. Elles correspondent donc au rapport entre la puissance d'entrée ($P_{\text{entrée}}$) dans le modulateur et la puissance à la sortie (P_{sortie}) du modulateur, et s'expriment par la relation suivante :

$$\alpha(dB) = 10 \log_{10} \left(\frac{P_{\text{sortie}}}{P_{\text{entrée}}} \right) \tag{1.7}$$

Les pertes d'insertion sont constituées des pertes de propagation dans le modulateur (environ 0.1 dB/cm pour les composants standards $LiNbO_3$), et des pertes de couplage à l'interface fibre-guide. Dans les pertes de couplage, nous distinguerons les pertes dues à la réflexion à l'interface entre deux milieux d'indices différents (pertes de Fresnel, environ 0.25 dB lorsque le collage fibre-guide est effectué avec une colle qui joue le rôle d'adaptateur d'indice) et les pertes dues au recouvrement entre les modes de la fibre et du guide. Aux longueurs d'ondes télécoms, ces pertes sont estimées à 0.8 dB par face. Les modulateurs MZ $LiNbO_3$ commercialisés possèdent des pertes d'insertion pouvant varier entre 2.5 et 4.5 dB.

Autres performances recherchées : Parmi les critères recherchés dans les modulateurs électro-optiques, nous trouvons la bande passante. Cette dernière (exprimée en Hz, et mesurée à -3 dB) correspond aux fréquences pour lesquelles la modulation est possible et limite le débit de l'information (exprimé en bit/s). Cette caractéristique est dépendante du design des électrodes. Les modulateurs MZ commercialisés peuvent atteindre généralement une bande passante de 40 GHz, mais des bande passantes supérieures à 100 GHz ont été étudiées [29]. Nous ne nous intéresserons pas à cette caractéristique par la suite, c'est pourquoi nous ne la développerons pas plus.

Les performances annoncées ci-dessus sont obtenues au détriment de la compacité du modulateur. En effet, les modulateurs en niobate de lithium mesurent plusieurs centimètres de long et sont donc peu adaptés à l'optique intégrée dense, ce qui est en inadéquation avec la demande grandissante de composants électro-optiques compacts.

Regardons quels paramètres du modulateur MZ limitent sa compacité.

Les raisons de son encombrement : L'équation 1.6 montre que la longueur active permet de diminuer la tension de commande : pour compenser une variation d'indice très faible, il faut accumuler l'effet électro-optique sur des longueurs supérieures au centimètre (la longueur active est par exemple de 41 mm dans la référence [29]). Cette même équation montre aussi qu'en augmentant le coefficient de recouvrement entre champ électrique externe et champ électrique optique, on peut diminuer la tension de commande, ce qui permet de gagner sur le facteur de mérite $V_\pi \cdot L$. Les guides standards $LiNbO_3$ ont des confinements faibles, ce qui entraîne des coefficients de recouvrements limités à 0.7. En augmentant le confinement de la lumière dans les guides, on peut augmenter η [30] et ainsi améliorer le facteur de mérite des modulateurs. La figure 1.3 illustre cette interaction dans un modulateur MZ.

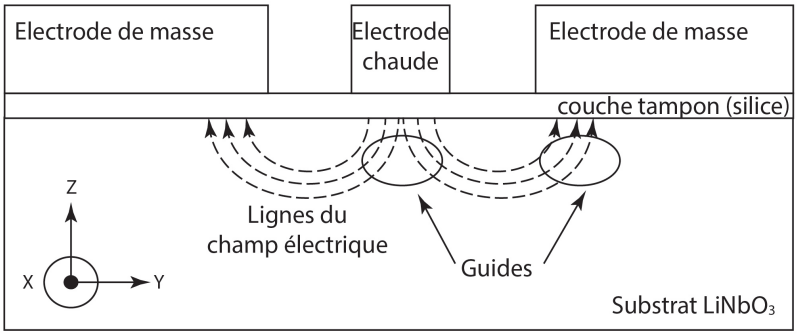


Figure 1.3 – Représentation schématique d'une vue transversale d'un modulateur MZ en coupe Z. Les lignes en pointillés représentent le champ électrique appliqué.

De plus, pour limiter les pertes rayonnées dans les jonctions et courbures, les zones de transition entre les deux bras du modulateur MZ et les guides d'entrée et de sortie doivent être longues. Cela se caractérise par des jonctions Y avec de grands rayons de courbure et des longueurs de jonctions de plusieurs centaines de micromètres.

Pour résumer, le faible confinement des guides optiques $LiNbO_3$, qui est propice aux faibles pertes optiques, nuit à la compacité du modulateur MZ. Une première solution pour réduire la longueur active consiste à utiliser la configuration MZ avec des guides plus confinés. Rabiei et al. proposent par exemple de fabriquer des guides Ta_2O_5 sur une couche mince $LiNbO_3$ de 400 nm elle-même reportée sur un substrat de silicium [31]. Une tension de commande de 6.8 V est atteinte pour un modula-

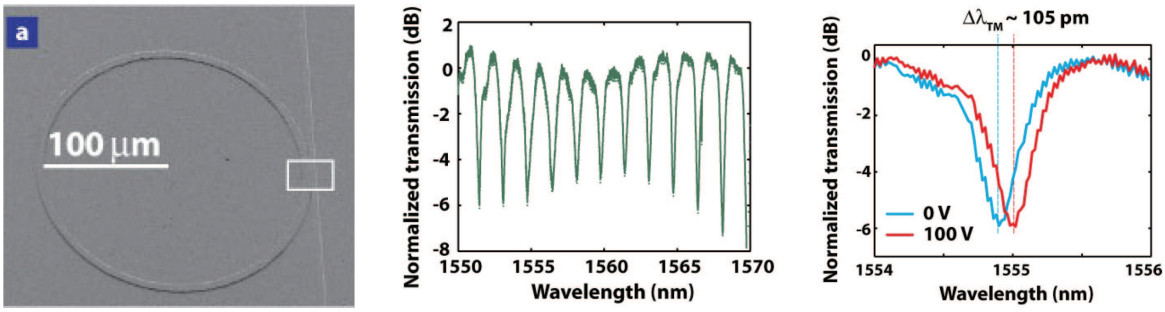
teur MZ de 6 mm de long au détriment de la facilité de fabrication et des pertes de propagation (5 dB/cm). En effet, si les couches minces $LiNbO_3$ sont désormais commercialisées, on peut néanmoins signaler que la difficulté de leur fabrication (qui implique notamment de l'implantation ionique) se répercute inévitablement sur leur coût. Pour réduire les longueurs actives à des dimensions de quelques centaines de micromètres, le Mach-Zehnder doit être remplacé par une autre configuration. L'objectif à terme sera d'atteindre les performances d'un modulateur commercial (taux d'extinction supérieur à 20 dB, tension de commandes de quelques volts (maximum 10 V), pertes d'insertions inférieures à 5 dB) avec une longueur active de 500 µm au maximum. La première idée consiste en un micro-résonateur en anneau.

1.1.4 Modulateurs électro-optiques compacts : micro-résonateurs en anneaux

Principe de fonctionnement : Les micro-résonateurs repliés en anneaux utilisent la propriété des modes de galerie (WGM : *Whispering Gallery Modes*) : par réflexion totale interne à l'intérieur d'un disque diélectrique, une onde revient à son point de départ pour interférer avec elle-même [32]. Les interférences constructives amènent alors à des résonances très fines dans le spectre de transmission. En optique intégrée, le résonateur est couplé à un guide droit pour injecter le signal dans l'anneau et récupérer le signal transmis après sa circulation dans l'anneau. La contrainte est ici géométrique puisque les pertes de propagation augmenteront lorsque le rayon de courbure diminuera.

Performances des micro-anneaux en niobate de lithium : Guarino et al. [33] proposent un micro-résonateur en anneau sur une couche amincie en niobate de lithium avec un rayon de 100 µm et une largeur de guide de 4 µm (Fig. 1.4(a)). Les résonances obtenues ont une finesse de 5 et un facteur de qualité approximant 4000, ce qui correspond à un taux d'extinction de 7 dB (Fig. 1.4(b)). Les positions spectrales des résonances sont décalées par effet électro-optique grâce à la présence d'électrodes (Fig. 1.4(c)). Le décalage obtenu est d'environ 105 pm pour une tension de 100 V, ce qui correspond à 0.14 GHz/V seulement. Les pertes de propagation estimées sont très élevées (10 dB/cm). Il est clair que la diminution de l'encombrement est ici en défaveur des performances.

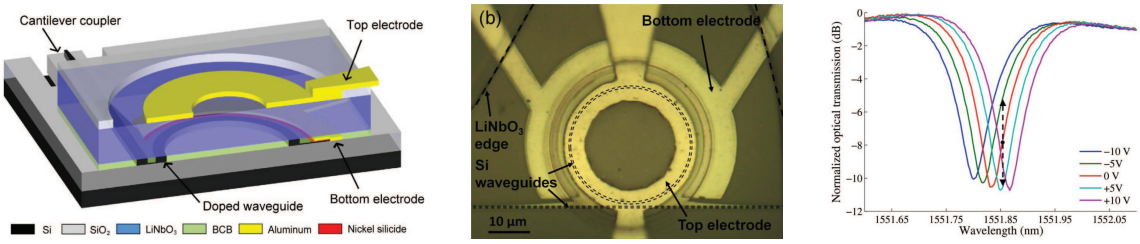
D'autres groupes se sont penchés sur des technologies hybrides avec du niobate de lithium reporté sur silicium pour fabriquer des résonateurs électro-optiques en micro-anneaux. Chen et al fabriquent ainsi un guide en silicium de 250 nm d'épaisseur sur une couche mince de 1 µm de niobate de lithium pour allier confinement et propriétés électro-optiques [34] (Fig. 1.5(a) et (b)). Le décalage électro-optique obtenu est de 3.3 pm/V pour un résonateur de diamètre 30 µm (Fig. 1.5(c)). Le produit $V_\pi L$ annoncé est



(a) (b) (c)

Figure 1.4 – (a) Image MEB d'un micro-résonateur en anneau en niobate de lithium d'un diamètre de 200 μm. (b) Spectre de transmission du micro-résonateur en anneau entre 1550 et 1570 nm pour la polarisation TM. (c) Evolution de la transmission normalisée du même résonateur avec et sans tension appliquée autour de 1555 nm pour la polarisation TM. Extraits de [33].

de 9.1 V · cm, ce qui correspond à un modulateur MZ standard. Les pertes de couplage fibre-guide sont de 3 dB et les pertes de transmission dans le résonateur en silicium sont de 1.3 dB.



(a) (b) (c)

Figure 1.5 – (a) Représentation schématique d'un micro-résonateur en anneau en silicium reporté sur une couche de niobate de lithium d'un diamètre de 30 μm. (b) Image au microscope optique de la structure. (c) Spectre de transmission du micro-résonateur en anneau autour de 1551.8 nm pour la polarisation TE. Extraits de [34].

Nous avons introduit par ces deux exemples de micro-anneau la notion de couche mince en niobate de lithium. La fabrication de ces couches mince impliquent des procédés lourds telle que l'implantation ionique qui nécessite des niveaux d'énergies très importants (de plusieurs keV à quelques MeV) et des doses allant de 10^{16} à 10^{18} ions/cm^2. De telles énergies imposent notamment des conditions de sécurité très contraignantes (formation spécifique du personnel, mise aux norme des bâtiments...)

Une solution alternative aux micro-résonateurs en anneaux consiste à utiliser les cristaux photoniques et leurs propriétés comme brique de base pour la mise en œuvre de modulateurs électro-optiques.

1.2 Les cristaux photoniques pour la modulation électro-optique

Nous commençons par décrire ce qu'est un cristal photonique et son fonctionnement afin de comprendre son utilité dans un modulateur. Le principe physique des cristaux photoniques est plus amplement détaillé dans l'annexe A. Enfin, nous présenterons les configurations possibles pour la modulation EO.

1.2.1 Modulateurs à cristaux photoniques

1.2.1.1 Principe du cristal photonique

Les cristaux photoniques (CP) sont des structures diélectriques ou métalliques constituées d'un arrangement périodique de plusieurs indices de réfraction. La périodicité peut être présente sur une dimension (CP 1D, multicouche, réseau de Bragg), sur deux dimensions (CP 2D) ou encore sur trois dimensions (CP 3D), comme montré sur la figure 22. La particularité principale des cristaux photoniques est de laisser passer certaines longueurs d'onde tandis que les autres seront réfléchies : les bandes de longueur d'ondes pour lesquelles la propagation sera interdite seront appelées bandes interdites photoniques (BIP).

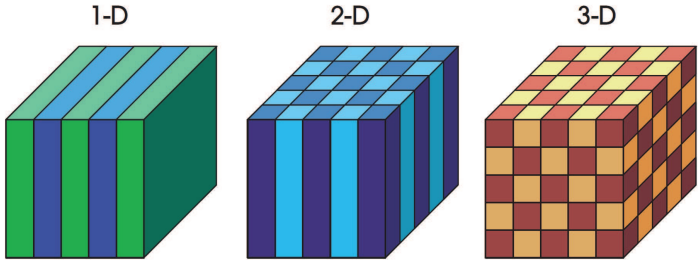
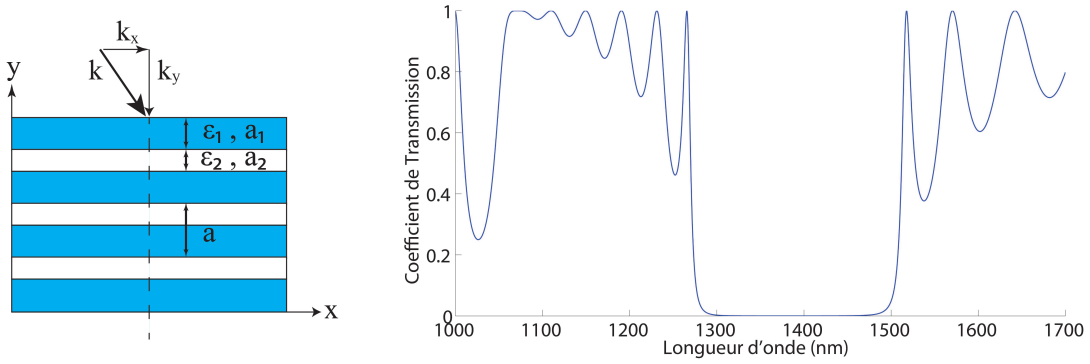


Figure 1.6 – Représentation schématique de la périodicité des cristaux photoniques en 1D, 2D et 3D.

Pour illustrer le phénomène de BIP dans un cristal photonique, nous proposons d'observer l'évolution de la transmission au travers d'une structure diélectrique périodique sur une dimension (Fig. 24). La structure, représentée sur la figure 24(a), est composée

de 6 périodes, chacune constituée de deux indices de réfraction : celui du niobate de lithium ($\varepsilon_1 = 4.58$) et celui de l'air ($\varepsilon_2 = 1$). La figure 24(b) montre la transmission théorique au travers d'un tel CP. Nous observons alors que la transmission au travers de la structure est interdite entre 1280 et 1510 nm.



(a) (b)

Figure 1.7 – (a) Représentation schématique d'un cristal photonique 1D avec une période de longueur a, constituée de deux couches a_1 et a_2 de permittivités diélectriques ε_1 et ε_2. (b) Transmission au travers d'un CP 1D de 6 périodes avec les paramètres suivants : $a = 1500\ nm$, $a_1 = 1000\ nm$, $\varepsilon_1 = 4.58$ ($LiNbO_3$), $a_2 = 500\ nm$, et $\varepsilon_2 = 1$ (air).

Ce phénomène de bande interdite peut être illustré de la même manière dans le cas des cristaux photoniques 2D et 3D. Néanmoins, les propriétés de propagation pourront différer en fonction de la direction de propagation de l'onde électromagnétique dans le cristal photonique. Il est intéressant de rajouter que les périodes des CP doivent être sub-longueurs d'onde ou proches des longueurs d'ondes de travail (typiquement 1550 nm dans notre cas) pour que des bandes interdites apparaissent autour de cette dernière. C'est donc un critère pertinent pour la réalisation de structures compactes.

Les cavités photoniques L'insertion d'un défaut local dans un cristal photonique, c'est à dire la modification locale de la périodicité, engendre une modification dans la bande interdite. La cavité créée va entraîner la possibilité à un ou plusieurs modes ayant des fréquences situées dans la bande interdite de pouvoir être excités. L'apparition de ces modes (appelés modes propres ou modes résonants) est très intéressante pour obtenir des pics de résonance à l'intérieur de la BIP.

La figure 1.8 illustre l'effet d'une cavité à cristal photonique dans le cas d'un CP 1D constitué de niobate de lithium et d'air. Cette structure peut être vue comme une

cavité Fabry-Perot réalisée par deux réseaux de Bragg (RB) séparés par l'épaisseur du défaut lorsque la propagation se fait perpendiculairement aux couches périodiques. La figure 1.8(b) représente la transmission au travers du CP 1D présentant un défaut, calculée par la méthode des matrices de transfert. Par rapport au cristal photonique 1D sans défaut, un pic de résonance apparaît à l'intérieur de la bande interdite photonique. Selon l'épaisseur de la cavité photonique, nous pourrons réaliser des peignes de fréquences dans lesquels des pics de résonance seront espacés à intervalles spectraux réguliers dans la BIP, de façon similaire à une cavité Fabry-Perot.

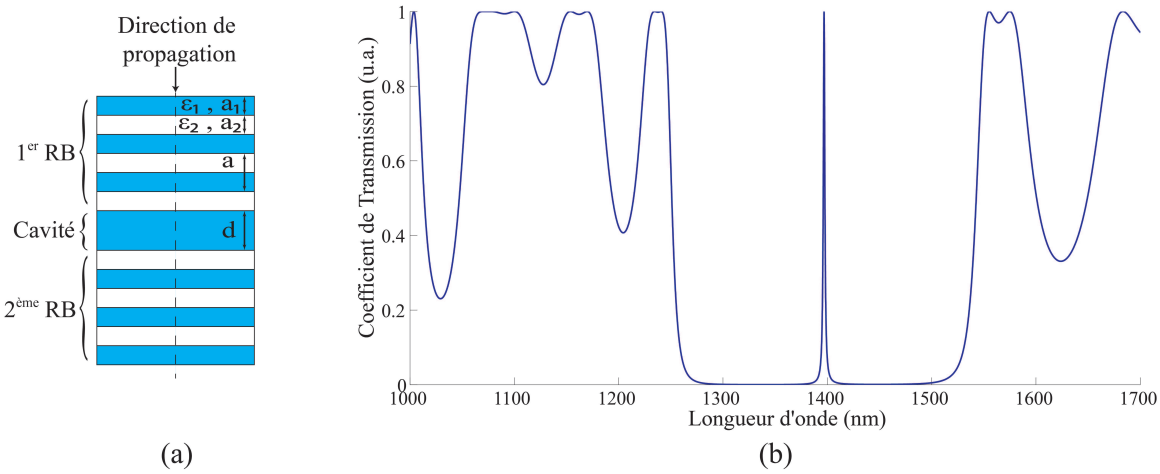


Figure 1.8 – (a) Représentation schématique d'un cristal photonique 1D avec une cavité d'épaisseur d. (b) Spectre de transmission du CP 1D calculé par la méthode des matrices de transfert. Paramètres du CP 1D pour cet exemple : 3 périodes de part et d'autre de la cavité, $a = 1500\ nm$, $a_1 = 1000\ nm$, $\varepsilon_1 = 4.58$ ($LiNbO_3$), $a_2 = 500\ nm$, $\varepsilon_2 = 1$ (air), et $d = 1000\ nm$.

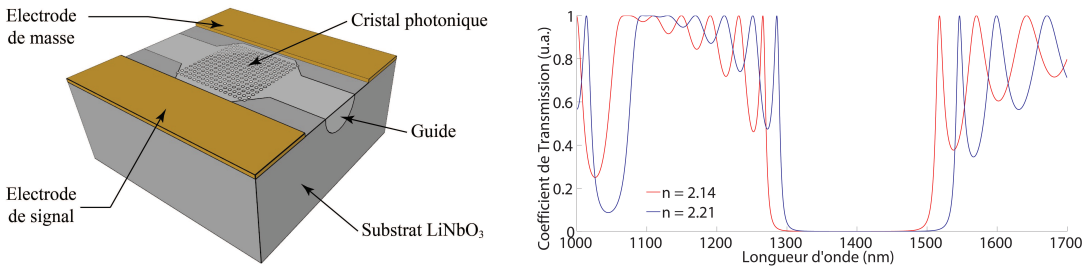
Encore une fois, nous retrouvons un comportement similaire dans le cas des cristaux photoniques 2D. Les types de défauts réalisables dans les CP 2D sont toutefois plus nombreux. Nous pouvons les classer dans deux groupes principaux : le défaut peut tout d'abord être ponctuel, en modifiant un ou quelques motifs à un endroit précis du cristal photonique, tandis qu'il sera linéaire lorsque des lignes entières de motifs seront modifiées. Les modifications peuvent être de plusieurs natures : suppression du motif, modification locale de la dimension d'un motif, modification de l'indice... Les cavités les plus simples, où seul un motif est supprimé, sont appelées cavité SHD (Single Hole Defect). Depuis le milieu des années 90, des cavités photoniques de plus en plus complexes avec des facteurs de qualité de plus en plus grands ont vu le jour. Dernièrement, des études montrent l'association de différents types de cavités dans une même structure. Les cavités photoniques les plus récentes sur silicium ont des

facteurs de qualité de l'ordre de quelques millions [35]. Théoriquement, Tanaka et al. ont modélisé des lignes de défauts qui présentent des facteurs de qualité de l'ordre de 10^9 sur silicum [36]. Des résonances avec de très forts facteurs de qualité impliquent un fort confinement de la lumière et donc une forte exaltation des propriétés du matériau, ce qui nous permet d'espérer de faibles tensions de commandes. Regardons les configurations envisageables dans le cas de nos modulateurs électro-optiques.

1.2.1.2 Configurations possibles pour la modulation

Nous venons de voir que les cristaux photoniques peuvent être des réflecteurs sélectifs pour certaines gammes de longueurs d'onde, ou des cavités résonnantes lorsqu'un défaut est introduit dans leur périodicité. Cela nous permet d'envisager deux types de configuration pour la réalisation de modulateurs électro-optiques à base de cristaux photoniques :

i) Un cristal photonique sur un guide d'onde est entouré d'électrodes, comme montré sur la figure 1.9. La position spectrale de la bande interdite photonique est alors décalée par la modification de l'indice dans le guide induite par effet électro-optique. Pour jouer le rôle de modulateur, les paramètres du cristal photonique sont définis pour que la position spectrale du bord de bande interdite corresponde à la longueur d'onde de travail. Dès lors qu'une tension sera appliquée, le coefficient de réflexion et l'intensité transmise à la longueur d'onde de travail seront augmentés ou diminués.

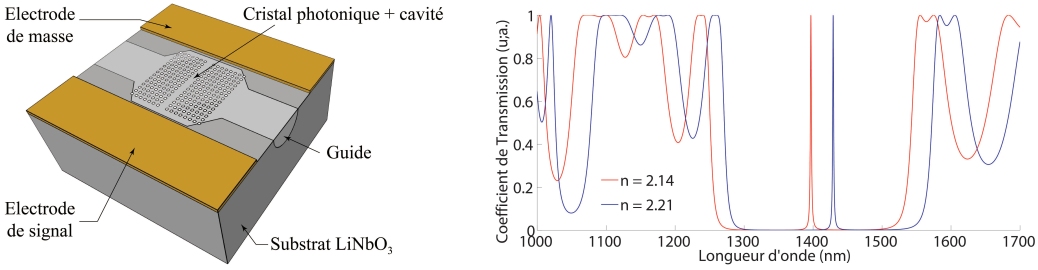


(a) (b)

Figure 1.9 – (a) Représentation schématique d'un exemple de modulateur électro-optique $LiNbO_3$ à cristal photonique. (b) Evolution de la transmission au travers d'un modulateur à cristal photonique. L'application d'une tension affecte l'indice effectif du CP et donc la position des bords de la bande interdite photonique.

ii) Une cavité à cristal photonique (de type cavité Fabry-Perot entre deux cristaux photoniques ou un guide à cristal photonique) comme illustrée sur la figure 1.10(a) correspond à un mode dont la fréquence se trouve à l'intérieur de la BIP. Dans cette

configuration, c'est la position spectrale du pic de résonance qui sera décalée par effet électro-optique (Fig. 1.10(b)). Les paramètres du CP sont cette fois-ci choisis pour que la résonance apparaisse à la longueur d'onde de travail sans présence de champ électrique. Dès lors qu'un champ électrique sera appliqué, la transmission à la longueur d'onde de travail évoluera.



(a) (b)

Figure 1.10 – (a) Représentation schématique d'un exemple de modulateur électro-optique $LiNbO_3$ avec une cavité à cristal photonique. (b) Evolution de la transmission au travers de la structure. L'application d'une tension affecte l'indice effectif du CP et donc la position de la résonance.

Dans la configuration à cristal photonique, un fort taux d'extinction et des bords de bande interdite verticaux seront recherchés pour diminuer la tension de commande et améliorer la sensibilité du modulateur au champ électrique externe appliqué. Dans la configuration avec cavité, nous regarderons le facteur de qualité de la résonance.
L'avantage majeur de ces structures par rapport au modulateur MZ et au micro-résonateur en anneau est de pouvoir travailler sur un guide droit, limitant ainsi l'encombrement de la structure. A l'instar des modulateurs MZ, les premiers cristaux photoniques sur niobate de lithium ont été étudiés sur des guides classiques (diffusé titane ou échange proton). La partie suivante détaille ces études.

1.2.2 Cristaux photoniques sur guides standards

Puisque nous avons évoqué à plusieurs reprises le faible confinement des guides d'ondes standard en niobate de lithium, nous allons étudier plus précisément leurs réalisations et leurs caractéristiques (largeurs à mi-hauteurs et pertes d'insertion). Nous détaillerons ensuite les techniques de fabrication de CP sur ces guides ainsi que leurs performances, en termes de propagation et de modulation électro-optique.

1.2.2.1 Guides standards en niobate de lithium

Diverses méthodes existent pour réaliser des guides d'ondes dans le niobate de lithium en modifiant localement l'indice de réfraction du matériau : diffusion d'ions dans la maille cristalline, échange d'ions, ou encore implantation ionique vont modifier les propriétés cristallines des matériaux [37]. Nous nous intéressons ici aux deux procédés classiquement utilisés pour réaliser des guides à faibles pertes, à savoir la diffusion titane et l'échange protonique. Nous détaillons succinctement leur fabrication, et résumons leur confinement ainsi que leurs pertes de propagation dans le tableau 1.1.

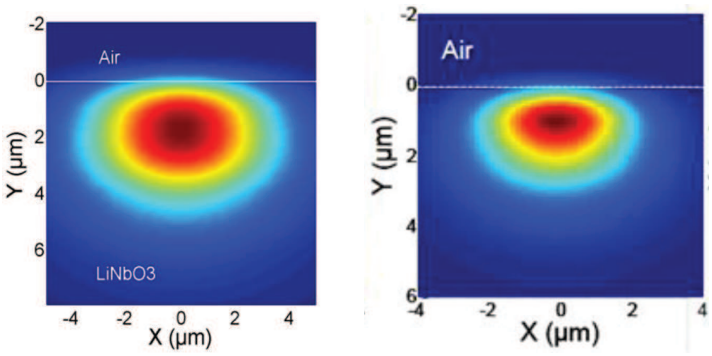
Diffusion titane : Après avoir déposé des rubans de titane de plusieurs dizaines de nanomètres de haut (les motifs étant réalisés par des techniques classiques de lithographie), ces derniers sont soumis à des températures élevées (entre 900 °C et 1150 °C) pour diffuser des ions Ti^{3+} dans la maille cristalline du $LiNbO_3$. Cette méthode, réalisable pour toutes les coupes X, Y et Z du cristal, induit un gradient d'indice sur une profondeur de diffusion d'environ 4 µm. L'augmentation locale des indices est de l'ordre de 10^{-2} à la longueur d'onde de 1550 nm, ce qui signifie un faible confinement (voir tableau 1.1). Les pertes de propagation peuvent atteindre 0.03 dB/cm à 1550 nm [23]. Les rubans de titane déposés pour atteindre de telles pertes ont des largeurs de 7 µm. Ce faible confinement est bénéfique au niveau des pertes de couplage qui sont de 0.8 dB seulement pour une fibre SMF 28. Cette estimation (effectuée numériquement à partir des modes optiques respectifs d'une fibre SMF 28 et d'un guide diffusé titane en coupe X, propagation Y) signifie que 83 % de la lumière est transmise de la fibre au guide. On notera au passage que ce coefficient de couplage diminue très rapidement quand on augmente le confinement du guide.

Echange protonique : L'échange protonique consiste à remplacer les ions Li^+ par des ions H^+ en plongeant plusieurs heures le substrat de niobate de lithium dans un bain d'acide benzoïque à environ 200 °C [22]. Un recuit à 400 °C permet de restaurer la maille. Cette technique est appelée en anglais *Annealed Proton Exchange* (APE). La variation de l'indice extraordinaire est de l'ordre de $3 \cdot 10^{-2}$ après recuit, confinant, de ce fait, beaucoup plus le mode guidé que les méthodes précédentes (tableau 1.1). Les pertes de propagation avoisinent 0.1 dB/cm. En contrepartie, l'indice ordinaire diminue (d'environ $6 \cdot 10^{-2}$), rendant impossible la propagation de la polarisation correspondante. Notons que l'échange protonique n'est de bonne qualité que sur les coupes X et Z. Le confinement par échange proton est modélisé sur la figure 1.11(b).

Par diffusion titane ou par échange protonique, le confinement des guides obtenus est faible, même s'il est meilleur pour le guide APE. Les premières réalisations de cristaux photoniques ont été effectuées sur ces guides, qui étaient déjà maîtrisés

	Guide Ti	Guide APE
FWHM verticale μm	3.4	2.15
FWHM horizontale μm	4.7	3.35
Pertes de propagation dB/cm	0.03	0.1

Tableau 1.1 – Tableau récapitulatif des largeurs à mi-hauteurs (Full Width at Half Maximum : FWHM) horizontales et verticales ainsi que des pertes de propagation d'un guide classique diffusé titane et d'un guide classique échangé proton de 7 μm de large.



(a) (b)

Figure 1.11 – Distribution spatiale de de $|E|^2$ pour des guides en niobate de lithium modélisés par la méthode de Galerkin : (a) Guide diffusé titane. (b) Guide par échange protonique.

technologiquement de façon simple et reproductible, et qui offraient l'attrait de faibles pertes. Nous détaillons l'état de l'art de ces structures.

1.2.2.2 CP à faible variation d'indice sur guide standard

Des coefficients de réflexion de plus de 90 % (et donc équivalents à des taux d'extinction supérieurs à 10 dB) sur des guides d'onde en niobate de lithium ont été démontrés par le biais de cristaux photoniques 1D à faibles variation d'indices. Nous proposons de décrire brièvement les méthodes de réalisation et les performances des cristaux photoniques à faible variation d'indice.

Dépôt surfacique périodique : La technique la plus simple pour réaliser un cristal photonique en niobate de lithium est de déposer périodiquement une couche d'un matériau diélectrique au dessus du guide pour modifier localement l'indice de réfraction du matériau. Cette technique a pour principal avantage de ne nécessiter que des étapes classiques de micro-fabrication (masquage, insolation, lift-off et dépôt). Un cristal photonique 1D avec un coefficient de réflexion de 88 % (extinction de 9.2 dB) a été réalisé

par cette méthode pour une longueur de réseau de 6 mm [38]. Conese et al. montrent que les pertes de propagation sont très peu affectées par l'ajout d'une fine couche de silicium [39], par contre le critère de compacité (longueur active inférieure à 500 µm) est loin d'être atteint.

Effet photoréfractif : La photoréfraction consiste à modifier l'indice de réfraction du matériau localement à l'aide d'une onde optique incidente. La photo-inscription dans le niobate de lithium coupe Y est optimisé si ce dernier est dopé avec du cuivre ou du fer [40]. L'interaction avec une onde photo-active (bleue ou verte) va permettre une modification locale de l'indice grâce à l'excitation locale de porteurs de charges qui créent un champ électrique interne (variation de l'ordre de $\Delta n = 10^{-4}$). C'est en effet ce champ électrique interne qui modifie l'indice par effet électro-optique local.
Par des techniques de photolithographie, il est possible de déposer le dopant (fer ou cuivre) de façon périodique pour photo-inscrire un cristal photonique. Urquidéz et al réalisent un réseau de Bragg sur un guide Ti :$LiNbO_3$ [41]. Pour atteindre un coefficient de réflexion de 90 %, le faible contraste d'indice est compensé par un réseau d'une longueur de 8 mm. Là encore, le critère de compacité n'est pas respecté. Leur configuation ne permet d'exploiter que le coefficient r_{22} du matériau : la tension de commande nécessaire pour moduler la position de la bande interdite photonique est donc très élevée. Le décalage électro-optique mesuré est d'environ $6 \cdot 10^{-4}$ nm/V.

Dopage par échange protonique : Nous avons vu précédemment que l'échange protonique induit une variation de l'indice extra-ordinaire de l'ordre de $\Delta n = 3 \cdot 10^{-2}$, qui peut monter jusqu'à 0.1 en jouant sur les durées de recuit. Cette méthode peut être utilisée pour réaliser un cristal photonique. Benkelfat et al. obtiennent une réflexion de 96 % à 1546 nm pour un CP 1D de période 7.9 µm et de longueur 4 mm sur un guide Ti :$LiNbO_3$ coupe Z [42].

En résumé, les différentes techniques énoncées engendrent des variations d'indices très faibles (Δn inférieur ou égal à 0.1), ce qui implique des longueurs actives supérieures au millimètre pour atteindre des composants avec des réflexions supérieures à 90 %. Pour assurer la miniaturisation des cristaux photoniques et donc de nos modulateurs, le contraste d'indice dans le cristal photonique doit être augmenté.

1.2.2.3 CP à forte variation d'indice sur guide standard

Au lieu de modifier légèrement l'indice de réfraction de façon périodique, le niobate de lithium peut être directement gravé pour réaliser des cristaux photoniques à forts contrastes d'indices, puisqu'alors la variation d'indice s'effectue entre l'air et le matériau. Les motifs principalement utilisés seront des sillons rectangulaires pour les CP 1D, des trous ou des plots dans le cas des CP 2D. Plusieurs techniques permettant

la gravure de cristaux photoniques sont recensées : la gravure par laser impulsionnel, la gravure chimique, la gravure ionique réactive ou encore la gravure par faisceau d'ions focalisé.

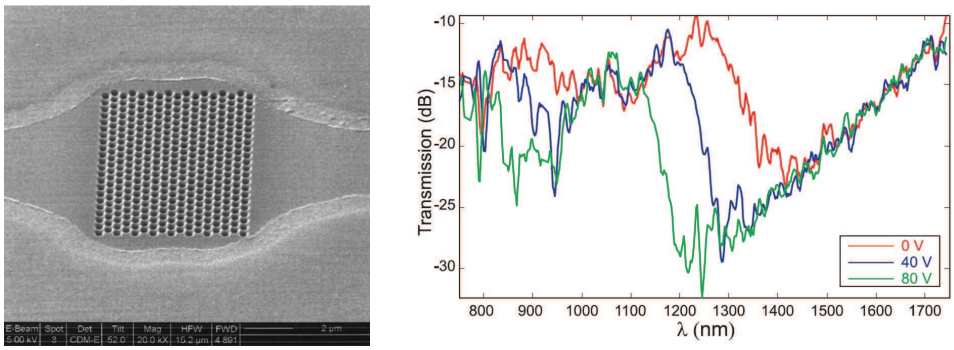
Gravure par laser impulsionnel : Les faisceaux impulsionnels de lumière de très courtes durées, de type femtoseconde ou picoseconde, ont selon leur énergie la propriété de modifier ou de graver la matière. Les temps d'ablations sont très courts (quelques minutes) et les rapports de formes sont immenses. De nombreuses réalisations sur divers matériaux ont déjà été réalisées, dont des guides d'ondes [43–45] et des cristaux photoniques [46].
Néanmoins, la structuration de cristaux photoniques pour un fonctionnement sur la bande C télécom n'est pour le moment pas envisageable car les dimensions des motifs réalisables par laser femto-seconde sont trop larges (10 à 100 µm) et donc plus adaptés à la fabrication de cristaux polaritoniques [47]. Les motifs gravés ne peuvent en effet pas être plus petits que le spot laser : la diffraction rend très difficile l'inscription de motifs sub-longueurs d'ondes.

Gravure ionique réactive : La gravure ionique réactive (RIE : Reactive Ion Etching) et ses dérivés (ICP-RIE pour *Inductively Coupled Plasma* ou encore NLD pour *Neutral Loop Discharge*) sont des méthodes de gravure sèche par plasma qui attaque physiquement et chimiquement les substrats. La lithographie électronique permet de définir des motifs sub-micrométriques et est donc plus appropriée aux dimensions souhaitées.
Concernant le niobate de lithium, les gaz les plus réactifs seront les gaz fluorés (de type SF_6 ou CF_4). Un échange protonique préalable à la gravure améliore la gravure du niobate de lithium. En effet, le remplacement des ions Li^+ par des ions H^+ va réduire le redépôt de LiF pendant la gravure, améliorant ainsi la verticalité des flancs des motifs. Pierno et al. réalisent des réseaux de Bragg de 1 à 4 mm de longueur avec des profondeurs de cristaux de 100 à 220 nm [48] pour un décalage électro-optique de 5 nm/V. La profondeur des cristaux photoniques gravés par RIE ne permet de modifier que très légèrement l'indice effectif du guide, d'où les longueurs d'interactions millimétriques pour obtenir un réflecteur efficace. Une augmentation de la profondeur des motifs est nécessaire pour diminuer les longueurs de CP tout en préservant le coefficient de réflexion... Mais les facteurs de forme (Largeur/Profondeur) obtenus par gravure RIE sont difficilement supérieurs à 3 :1 [49] : cette méthode ne peut donc pas être retenue pour la réalisation de forts contrastes d'indices avec des motifs sub-longueur d'onde.

Gravure par faisceau d'ions focalisé : L'interaction entre des ions et un matériau solide permet de modifier les propriétés cristallines de ce dernier et éventuellement de le graver [50]. Différentes techniques mettant en jeu des faisceaux d'ions permettent ainsi,

selon les paramètres du faisceau (nature des ions utilisés, énergie, largeur à mi-hauteur), de graver ou de déposer de la matière [51]. Le faisceau d'ions focalisé (FIB, de l'anglais *Focused Ion Beam*) fait partie de ces techniques. Le diamètre du faisceau peut varier de quelques dizaines de nanomètres à plusieurs micromètres, ce qui coïncide avec les diamètres de motifs souhaités pour la réalisation de cristaux photoniques. Les ions projetés sont focalisés sur le matériau à usiner à l'aide d'une lentille électrostatique. Dans le cas du niobate de lithium, les ions majoritairement utilisés pour la gravure sont les ions gallium Ga^+, avec une énergie variant de 5 à 50 keV. La gravure des matériaux diélectriques nécessite le dépôt préliminaire d'une couche métallique à la surface pour attirer les ions à la surface du substrat. Cette méthode offre l'avantage de réaliser des nanostructures très peu rugueuses : c'est cette méthode qui a initialement été privilégiée pour la fabrication des premiers cristaux photoniques gravés sur niobate de lithium [52].

Cristal photonique gravé par FIB : Les premiers effets électro-optiques sur des cristaux photoniques gravés par FIB sur des guides classiques $LiNbO_3$ ont été observés en 2006 par M. Roussey [53]. Un cristal photonique de maille carrée de 11 µm de long était gravé sur un guide APE (Fig. 1.12(a)) entouré d'électrodes. La figure 1.12(b) montre l'évolution de la transmission au travers du cristal photonique lorsqu'une tension est appliquée aux bornes des électrodes. Sans tension appliquée, une bande interdite photonique apparaît sur le spectre en transmission entre 1250 nm et 1700 nm. Le bord gauche de la bande interdite est alors décalé lorsqu'une tension de commande est appliquée. Le décalage mesuré de la BIP est de 2.5 nm/V.



(a) (b)

Figure 1.12 – (a) Image MEB d'un CP 2D à maille carrée gravé par FIB sur un guide classique en niobate de lithium. (b) Evolution de la transmission au travers d'un CP 2D avec et sans tension de commande. Extrait de [53].

L'effet électro-optique alors mesuré est 312 fois supérieur aux prédictions de l'effet

Pockels dans un guide standard. Cette exaltation s'explique par la diminution de la vitesse de groupe de l'onde dans un matériau nano-structuré par rapport à la vitesse de l'onde se propageant dans un guide non structuré. Il faut donc prendre en compte cette exaltation en ajoutant un facteur de champ local f dans l'équation de Pockels [54], qui devient :

$$\Delta n_e = -\frac{1}{2} n_e^3 r_{33} E_z f^3 \tag{1.8}$$

avec $\mathrm{f}^3 = \mathrm{f}_{\mathrm{opt}}^2 \cdot \mathrm{f}_{\mathrm{el}}$, où $\mathrm{f}_{\mathrm{opt}}$ et f_{el} représentent respectivement le facteur de champ local optique et celui électrique. Le champ local optique est exprimé par le rapport entre la vitesse de groupe dans le guide et celle dans le cristal photonique (équation 1.9 démontrée par Roussey et al. [53, 55]). D'après Lu et al, les champs locaux optique et électrique sont, en première approximation, similaires ($\mathrm{f}_{\mathrm{opt}} \simeq \mathrm{f}_{\mathrm{el}}$) [56].

$$f_{opt} = \sqrt{\frac{v_g^{Bulk}}{v_g^{PhC}}} \tag{1.9}$$

En plus de l'exaltation de l'effet électro-optique, notre critère de compacité est ici atteint puisque la longueur du cristal photonique est de seulement 11 µm. La référence [53] indique que le taux d'extinction est de 5 dB pour une tension de commande de 13 V à 1280 nm (longueur d'onde pour laquelle la pente spectrale est la plus forte). Ces performances sont intéressantes pour une longueur active aussi faible, mais on peut espérer la réduire plus avec une pente spectrale encore plus forte. Cela implique d'améliorer l'interaction de la lumière guidée avec le cristal photonique. Or les trous gravés ont une profondeur de 2 µm (Fig. 1.13) alors que le mode optique s'étale sur plus de 2 µm (Tableau 1.1 de la page 22) : des trous plus profonds favoriseraient une meilleure interaction lumière-cristal photonique et finalement une tension de commande probablement plus faible.

La faible profondeur des trous implique également des pertes d'insertion très importantes dans le cristal photonique : avec des trous profonds de 2 µm et un mode qui s'étale sur 5 µm de profondeur, la majeure partie du faisceau incident n'interagit pas avec le cristal photonique. De plus, la conicité de trous entraîne une déviation du faisceau incident dans le substrat [57]. Il est donc important d'améliorer la verticalité des motifs et le confinement du mode propagé afin de réduire les pertes d'insertion dans le CP et d'améliorer leurs coefficients de réflexion.

Plusieurs axes sont possibles pour améliorer le confinement du guide d'onde nécessaire à l'augmentation de l'interaction guide-CP. Le guide pourra être de type ridge pour

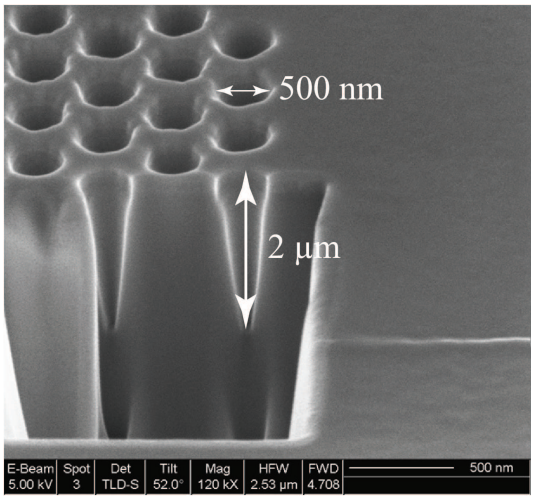


Figure 1.13 – Images MEB d'un cristal photonique 2D gravé sur du niobate de lithium par faisceau d'ions focalisé.

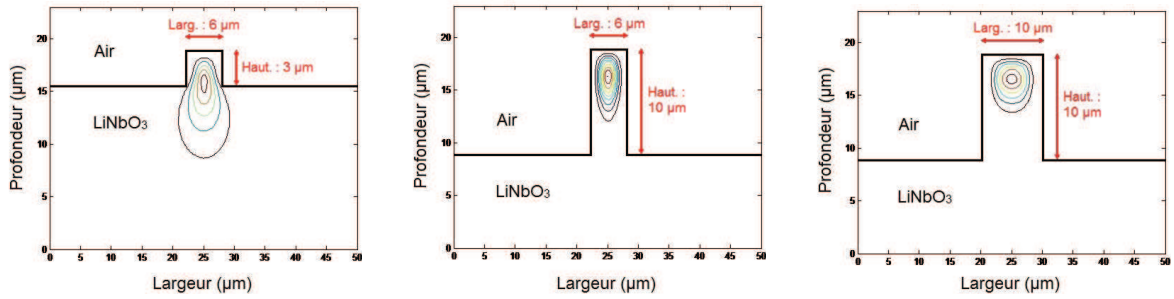
confiner le guide latéralement, de type membranaire pour réaliser des guides confinés verticalement, ou enfin de type ruban en combinant confinement latéral et vertical. Dans les parties suivantes, nous ferons un état de l'art sur les méthodes pour fabriquer des guides d'ondes plus confinés et sur leurs performances en terme de pertes d'insertion. Nous regarderons alors les performances des cristaux photoniques inscrits sur ces guides pour les applications électro-optiques.

1.3 Cristaux photoniques sur guides ridges

1.3.1 Fabrication de guides ridges

En gravant la matière de part et d'autre d'un guide classique (de type diffusion titane ou APE) un contraste d'indice fort entre le guide optique et son environnement est obtenu. Ce fort contraste d'indice latéral favorise lui-même un fort confinement latéral du mode optique dans le guide. Cette configuration est appelée *ridge* (mot anglais signifiant une crête), et une représentation schématique en est donnée en figure 1.14. Plusieurs techniques existent pour réaliser ces guides d'ondes : nous pouvons ainsi graver la matière par des méthodes de gravure sèche (RIE), par gravure humide (à l'acide fluorhydrique) ou enlever la matière mécaniquement grâce à une découpe par scie circulaire de précision. La figure 1.14 nous montre différents confinements optiques selon les paramètres géométriques (profondeur, largeur) des guides ridges. Pour des ridges de quelques micromètres de hauteur, nommés rubans (*rib* en anglais), le mode

ne sera pas confiné entièrement dans le ridge (Fig. 1.14(a)). Pour des ridges dont la hauteur est supérieure à 7 µm, le mode sera entièrement confiné dans le ridge (Fig. 1.14(b) et 1.14(c)). Nous les nommerons ridges à haut facteur de forme (HFF). Selon les méthodes de réalisation, les formes de ridges se rapprocheront du rib ou du ridge HFF. Nous rechercherons préférentiellement les hauts facteurs de forme pour confiner le mode uniquement dans la structure ridge. Les différentes approches pour la fabrication des guides ridges sont les suivantes :



(a) (b) (c)

Figure 1.14 – Calculs numériques de la distribution de $|E|^2$ dans des guides ridges $LiNbO_3$ diffusés titane. (a) Guide rib de 3.5 µm × 6 µm. (b) Guide ridge HFF de 10 µm × 6 µm. (c) Guide ridge HFF de 10 µm × 10 µm.

Gravure humide : Une gravure est dite humide (*wet etching*) lorsqu'elle a lieu dans une solution chimique. Très utilisée sur silicium, la gravure humide reste difficile sur niobate de lithium. Néanmoins, plusieurs études montrent la gravure de la coupe Z du niobate de lithium par une solution d'acide fluorhydrique (HF) et d'acide nitrique (HNO_3). Un prétraitement est requis avant gravure pour sélectionner les parties à graver : la face Z- étant plus propice à la gravure que la face Z+, une première solution consiste à inverser les domaines du niobate de lithium de façon localisée (à l'aide d'un masque) [58]. Dobrusin et al. utilisent la méthode de gravure humide pour la fabrication de ridges à faibles pertes de propagation [59]. Pour cela, l'inversion de domaine est remplacée par le dépôt d'une couche métallique sur la face Z-. Les zones non métallisées seront alors gravées par la solution acide. Pour réaliser des guides ridges monomodes, du titane est déposé sur les ridges puis diffusé à haute température. Les pertes de propagation obtenues sont inférieures à 1 dB/cm pour les deux polarisations, et les ridges gravés ont des profondeurs ne dépassant pas 5 µm. Mais cette approche ne fonctionne que sur la coupe Z des substrats $LiNbO_3$. Or la coupe X est souvent préférée en optique intégrée, en raison de sa plus grande stabilité à la température.

Ion Beam Enhanced Etching : La technique d'ion beam enhanced etching (IBEE) est une combinaison de la technique d'implantation d'ions et de gravure humide. Hartung et al. fabriquent des ridges de 3.5 µm de profondeur avec cette technique [60]. La position des guides est définie à l'aide d'un masque en chrome sur du niobate de lithium dopé avec du Zinc. Les zones de niobate de lithium non protégées par le masque seront rendues amorphes par irradiation d'ions, puis gravées par voie humide. Pour atteindre des profondeurs de quelques micromètres, les étapes d'irradiations et de gravure humide doivent être réalisées plusieurs fois. Les ridges obtenus possèdent des pertes de propagation allant de 1 à 3 dB/cm. Cette technique implique une technologie lourde (l'implantation ionique), n'améliore pas les pertes, et ne nous permet pas d'atteindre le confinement latéral souhaité car les profondeurs ne seront pas supérieures à 7 µm.

Gravure ionique réactive : De la même manière que les CP, des ridges peuvent être gravés par RIE. Jun et al. montrent des ridges possédant des flancs complètement verticaux sur un substrat coupe Z ayant subi un échange protonique préalable. Les ridges, de profondeur 3.5 µm, sont gravés en 30 minutes [61]. La rugosité, non mesurée mais clairement visible permet de penser que les pertes optiques de propagation seront importantes. Beaucoup de paramètres jouent sur la qualité des ridges : en effet, la qualité du masque, la pression du gaz, et la tension appliquée influent grandement sur le taux de gravure, la verticalité des flancs et la rugosité. Ulliac et al. montrent ainsi des motifs gravés par ICP-RIE avec une rugosité bien meilleure mais des angles de gravure de seulement 75° sur des guides $LiNbO_3$ avec échange proton [49]. Notons que les épaisseurs de masques nécessaires pour atteindre 7 µm de profondeur gravée sont supérieures à 2 µm, et que cela tend à accentuer la rugosité des flancs.

Ridge découpé à la scie circulaire de précision : A l'origine, les découpes réalisées à la scie circulaire de précision étaient utilisées pour améliorer les états de surface de composants optiques pour des montages destinés à la propagation dans l'espace libre [62]. Depuis l'arrivée de l'optique intégrée, cette méthode de découpe sert à découper les wafers en puces avec des faces d'entrée et de sortie ayant une faible rugosité. Le polissage des faces découpées se fait simultanément à la découpe grâce à l'emploi de lames en résinoïde dans lesquelles des grains de diamant sont encastrés. La qualité du polissage dépend des paramètres de découpes (vitesse de rotation, vitesse d'avance de la lame), qui varient selon le matériau [63, 64]. Si ces paramètres ne sont pas respectés, les contraintes sur le matériau entraînent au contraire la détérioration des faces usinées.
C'est à la fin des années 2000 que l'utilisation de la scie a été déviée pour réaliser des guides d'ondes de type ridge. Nishikawa et al. ont montré les premiers ridges sur PPLN avec des largeurs d'environ 8 µm [65]. Plus récemment, Courjal et al. associent diffusion titane et découpe à la scie pour réaliser des guides monomodes avec des pertes de

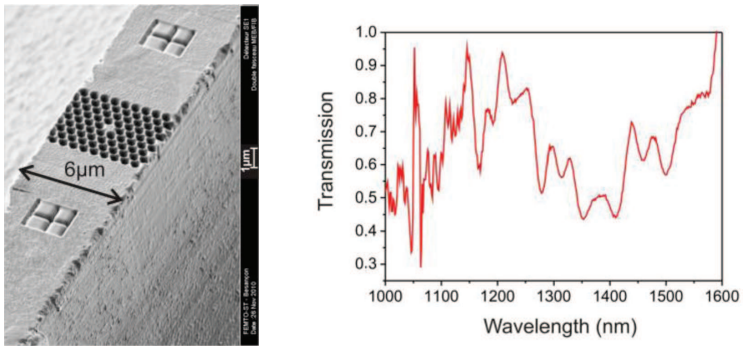
propagation de 0.2 dB/cm dans des ridges HFF [66]. Ces guides présentent un confinement latéral deux à trois fois plus important que les guides diffusés titane et montrent de faibles pertes de propagation. En comparaison des autres approches, c'est la seule technique qui permet de combiner confinement latéral fort et pertes de propagation inférieures à 1 dB/cm. Elle offre par ailleurs l'avantage d'être très simple à mettre en œuvre, sans condition de sécurité contraignante. Nous reviendrons plus en détail sur les performances et sur l'optimisation des guides ridges $LiNbO_3$ découpés à la scie circulaire de précision dans le chapitre suivant car c'est la méthode que nous avons choisi de privilégier pour confiner la lumière dans les guides optiques $LiNbO_3$. La configuration des guides et leur technique de fabrication étant maintenant déterminées, nous présentons dans le paragraphe suivant les approches possibles pour inscrire les cristaux photoniques sur ces guides ridges.

1.3.2 Cristaux photoniques sur guides ridges

Plusieurs cristaux photoniques 1D et 2D ont été réalisés sur des guides de type ridge en niobate de lithium. La figure 1.15(a) montre un CP 2D avec une cavité de type SHD gravée sur la face supérieure d'un ridge découpé à la scie (réalisation effectuée à l'institut FEMTO-ST). Dans ce cas, le confinement latéral est amélioré par rapport à un guide classique. Cependant, la profondeur et la verticalité du cristal photonique ne sont pas modifiées par rapport au même CP gravé sur un guide classique. Le spectre en transmission associé (Fig. 1.15(b)) montre la présence d'une bande interdite photonique. Mais le pic de résonance attendu à 1550 nm n'est pas observable [67]. Un guide d'onde de type ridge découpé à la scie ne permet donc pas d'obtenir un guide assez confiné verticalement pour que l'interaction entre le mode guidé et un cristal photonique 2D gravé sur le dessus du ridge soit complète.

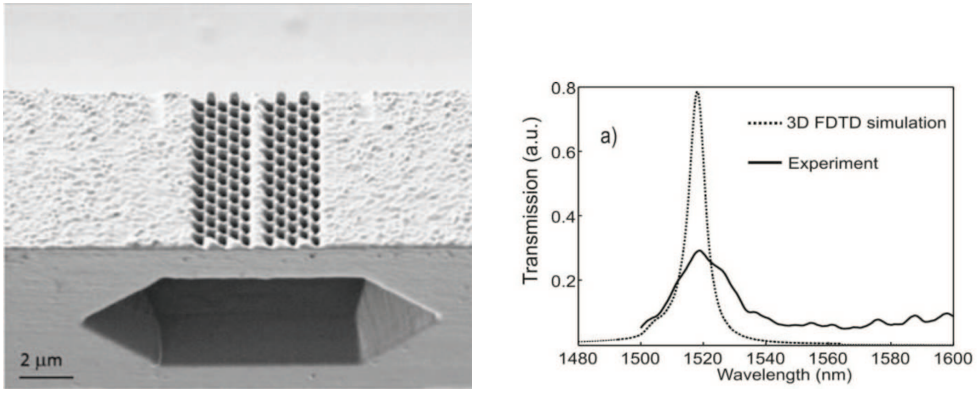
Pour contourner ce problème, une solution consiste à graver localement une membrane au FIB à 2 µm sous la face supérieure du ridge pour y graver le cristal photonique (Fig. 1.16(a)). Le mode optique incident est alors confiné dans le CP 2D à l'aide de la zone de transition réalisée en amont du cristal photonique [15]. De plus, la verticalité des motifs est améliorée grâce à la présence d'air sous la fine membrane. Les prédictions numériques montrent que la présence de la membrane augmente fortement l'amplitude de la résonance par rapport à un même CP gravé sans présence de membrane (respectivement 78% et 13%). Cependant, la transition du mode optique incident dans le taper réalisé au FIB est brutale, ce qui a pour désavantage d'introduire des pertes d'insertion très importantes dans le cristal photonique (pertes d'insertions supérieures à 10 dB). Les pertes de propagation dans la membrane expliquent par ailleurs la faible amplitude de résonance (30 % de la transmission maximale).

Cette dernière structure étudiée introduit le principe des cristaux photoniques sur couches minces qui vont être présentés dans la section suivante.



(a) (b)

Figure 1.15 – (a) Image MEB d'un CP 2D gravé par FIB sur un guide ridge $LiNbO_3$ découpé à la scie circulaire de précision. (b) Spectre de transmission expérimental obtenu au travers de la structure présentée en (a). Extraits de [67].



(a) (b)

Figure 1.16 – (a) Image MEB d'un CP 2D sur membrane tous deux gravés par FIB sur un guide ridge $LiNbO_3$ découpé à la scie circulaire de précision. (b) Comparaison numérique et expérimentale de la transmission au travers du CP 2D. Extraits de [15].

1.4 Cristaux photoniques sur couches minces

Nous avons remarqué dans les exemples de cristaux photoniques précédents que ces derniers sont de dimensions finies dans la profondeur. L'alternative est de fabriquer ces cristaux photoniques sur des couches minces allant de quelques centaines de nanomètres à quelques micromètres dans le but de confiner verticalement la lumière dans les cristaux photoniques. Ces structures sont connues sous le nom de cristaux photoniques sur couche mince (*Photonic Crystal Slab*). La physique liée aux cristaux photoniques sur couche mince est développée dans l'annexe A.

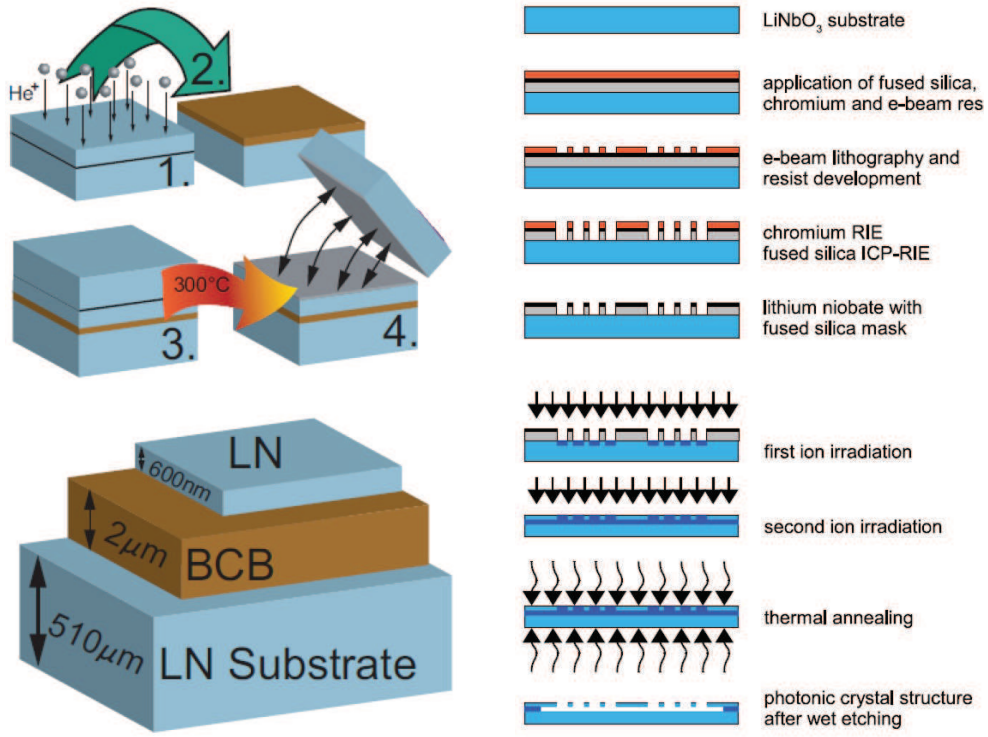
1.4.1 Fabrication de couches minces

Plusieurs méthodes ont été développées pour réaliser des couches minces en niobate de lithium suspendues ou collées à des substrats de faibles indices dans le but de confiner la lumière dans la couche mince, et donc dans les cristaux photoniques. Nous commençons par décrire les différentes façons pour fabriquer ces structures plus couramment appelées LNOI (*Lithium Niobate On Insulator*) et parlerons des performances des cristaux photoniques gravés sur ces couches minces.

Ion slicing : L'ion slicing, aussi appelé Smart-Cut, est une technique basée sur l'implantation ionique, afin d'obtenir une couche mince cristalline de niobate de lithium. Le procédé de fabrication est schématisé sur la figure 1.17(a). Après implantation d'ions He^+ à quelques centaines de nanomètres de profondeur d'un substrat $LiNbO_3$, ce dernier est collé par wafer bonding sur un autre substrat $LiNbO_3$ par l'intermédiaire d'une couche de quelques micromètres d'épaisseur de BCB [33] ou de SiO_2 [68]. La zone précédemment implantée, souvent dénommée couche sacrificielle, est alors décrochée par chauffage de l'échantillon à 220 °C. Il en résulte une couche mince reportée de niobate de lithium de quelques centaines de nanomètres d'épaisseur.
La technique d'ion slicing offre la possibilité de réaliser des couches très minces avec de faibles rugosités (4 nm). Cependant, les procédés impliqués, tels que l'implantation ionique, sont très lourds. Le prix des couches minces réalisées par smart-cut s'élève à plusieurs milliers d'euros. Enfin, l'injection dans des couches aussi minces reste délicate avec des fibres standards (de type SMF-28) et entraîne des pertes d'insertion supérieures à 10 dB [68].

Ion Beam Enhanced Etching : La technique d'ion beam enhanced etching (IBEE) peut être employée cette fois-ci pour réaliser des membranes ou des guides suspendus et des cristaux photoniques. La figure 1.17(b) représente schématiquement le procédé de fabrication d'un CP sur une membrane suspendue par IBEE. La première étape consiste à implanter des ions à quelques micromètres de la surface pour créer une couche amorphe sacrificielle. Des trous sont alors réalisés pour libérer une partie de la couche sacrificielle : ces derniers peuvent être réalisés soit par FIB [69] soit par implantation ionique [60]. Enfin, la couche sacrificielle est détruite par gravure humide en immergeant l'échantillon dans un bain d'acide nitrique et d'acide fluorhydrique. Encore une fois, cette méthode de réalisation de membrane nécessite de passer par des étapes lourdes (implantations d'ions).

Les méthodes de fabrication de membranes en niobate de lithium ayant été présentées, nous détaillons les performances des premiers cristaux photoniques qui y ont été gravés.



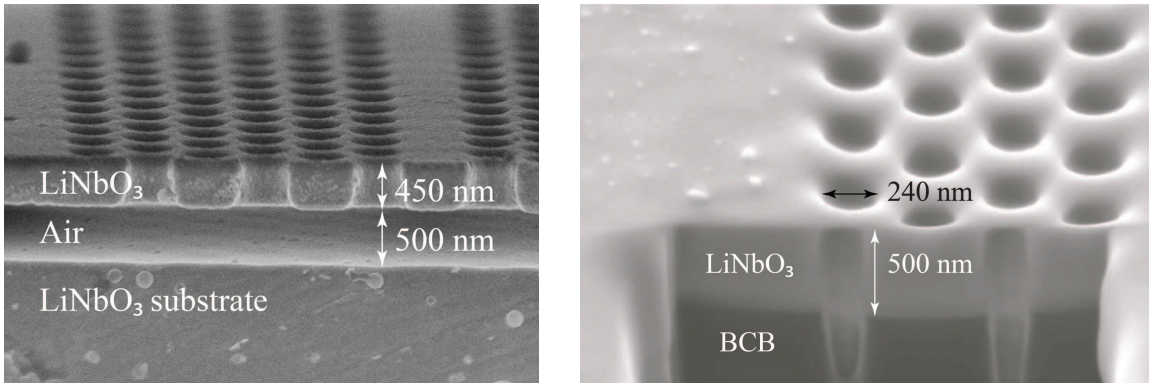
(a) (b)

Figure 1.17 – Représentations schématiques des étapes de fabrications des membranes en niobate de lithium réalisées par (a) ion slicing (extrait de [70]) et (b) IBEE (extrait de [71]).

1.4.2 Cristaux photoniques sur couches minces $LiNbO_3$

Beaucoup de cristaux photoniques sont actuellement gravés sur des couches minces réalisées par ion slicing ou par IBEE. Les cristaux photoniques peuvent être réalisés soit simultanément au procédé de fabrication de la couche mince, soit ajoutés après formation de la couche mince. Dans le premier cas, la définition des motifs du cristal photonique se fait par lithographie électronique. Des ions sont alors implantés à la place des futurs motifs du CP. Une deuxième implantation ionique est effectuée sous le futur cristal photonique pour réaliser une couche sacrificielle. L'étape de gravure humide détruit alors la couche sacrificielle inférieure et les motifs du CP (Fig. 1.18(a)) [71, 72].

Les cristaux photoniques peuvent aussi être réalisés après fabrication de la couche mince : les CP sont dans ce cas gravés par FIB sur la couche mince (Fig. 1.18(b)) [70]. Cai et al ont ainsi gravé un ridge et un CP sur une couche mince de 700 nm collée sur une couche de SiO_2 [73]. L'avantage par rapport à la gravure FIB sur un substrat



(a) (b)

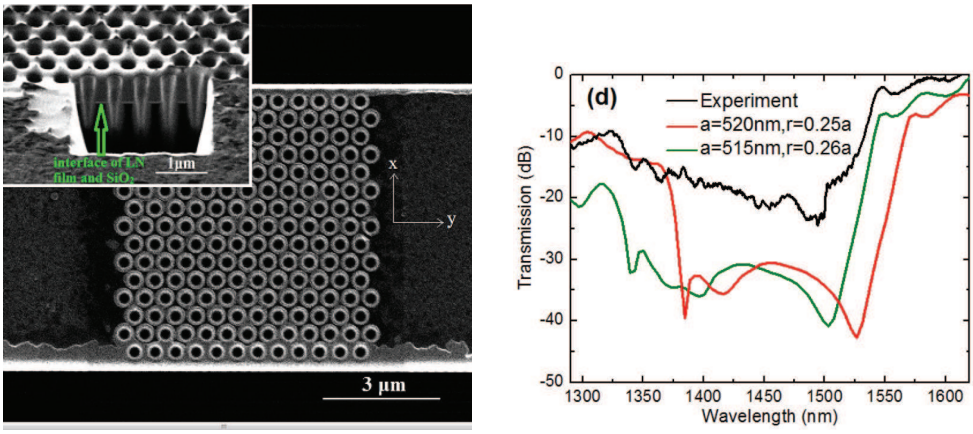
Figure 1.18 – Exemples de cristaux photoniques sur membranes. (a) CP sur membrane suspendue réalisée par IBEE. Extrait de [72]. (b) CP réalisé par FIB sur couche mince collée sur BCB et réalisée par Ion Slicing. Extrait de [70].

épais est l'amélioration de la forme du cristal photonique : l'aspect conique est toujours présent, mais la partie du CP dans la couche de niobate de lithium paraît plus cylindrique (Figure 1.19(b)). Expérimentalement, un léger décalage de la position spectrale de la BIP est expliqué par la variation du diamètre des motifs gravés par FIB. Le maximum d'extinction dans la BIP est d'environ -20 dB, pour une attente théorique de -40 dB, et la pente du bord gauche de la bande interdite est très faible, ce qui suggère des pertes de propagation dans le CP.

Nous ne pourrons apprécier les performances électro-optiques sur ces structures puisqu'elles n'ont pas été étudiées. Il reste une dernière structure qui allie confinement latéral et confinement vertical : le guide ridge sur membrane $LiNbO_3$.

1.4.3 Vers des configurations aux confinements extrêmes

Lu et al. proposent d'exploiter le confinement vertical des couches minces en le combinant avec un confinement latéral grâce à un guide de type *rib* gravé dans la couche mince. Une cavité à cristal photonique y est inscrite, et est entourée d'électrodes [56]. La figure 1.20(a) illustre le profil du mode optique dans le guide en fonction de sa profondeur : s'il est possible de réaliser des modes confinés, une faible variation d'épaisseur modifie grandement les propriétés de propagation. La structure (Fig. 1.20(b)) est accordée de manière électro-optique grâce à des électrodes disposées sur les flancs du ridge, avec un décalage spectral de seulement 1.2 nm pour une tension de 30V. Cependant, un même décalage spectral est prédit pour une tension de seulement 0.6 V grâce à une meilleure conception des électrodes.



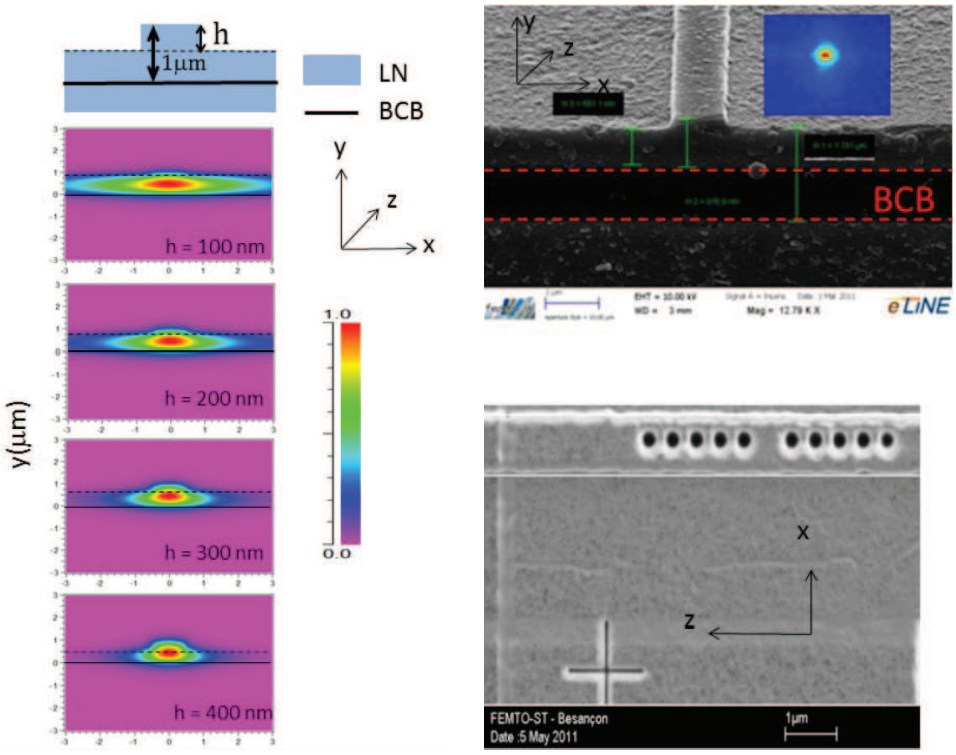
(a) (b)

Figure 1.19 – Cristal photonique sur LNOI réalisé et étudié par Cai et al. (a) Image MEB du CP et visualisation du profil des motifs dans la profondeur. (b) Mesure expérimentale et modélisation par FDTD-3D (*Finite Difference Time Domain*) de la transmission au travers du CP. Extraits de [73].

Les CP sur guides confinés en niobate de lithium sont donc prometteurs. Les derniers résultats prédisent des tensions de commande inférieures au volt pour une longueur de cristal photonique de seulement quelques micromètres. Cependant, les techniques de fabrication actuelles de membranes et de rubans sont lourdes et coûteuses (implantation ionique). C'est pourquoi nous aimerions lever ce verrou technologique et proposer des techniques plus simples à mettre en œvre pour fabriquer des cristaux photoniques sur des guides en niobate de lithium pour la modulation électro-optique.

1.5 Objectifs

Ce premier chapitre nous a permis de faire un état de l'art sur les modulateurs électro-optiques en niobate de lithium. Les propriétés du niobate de lithium sont appréciées dans l'industrie pour la fabrication de modulateurs électro-optiques massifs. Cependant, du fait de la difficulté d'usinage de ce matériau, il est actuellement difficile de proposer des modulateurs $LiNbO_3$ plus compacts.
Pour réduire drastiquement la taille de ces composants, les cristaux photoniques s'avèrent être la solution la plus prometteuse. Mais nous avons pu remarquer que les méthodes actuelles de fabrication et de structuration nécessitent de faire des compromis :
- Une structure peu confinée implique de fortes pertes d'insertion au niveau du CP et donc une réduction des effets désirés. Dans ce cas, il est possible de compenser l'inter-



(a) (b)

Figure 1.20 – (a) Calculs numériques du profil des modes dans un guide rib sur une membrane collée sur du BCB pour différentes épaisseurs de guides. (b) Images MEB de la face d'entrée d'un guide rib sur une membrane réalisée par smart-cut (haut) et vue du dessus d'un CP 1D gravé sur le guide rib (bas). Extraits de [56].

action partielle CP-guide en augmentant les longueurs d'interaction. Cela va donc à l'encontre de nos objectif de miniaturisation.
- Si au contraire la structure est très confinée, l'interaction entre le guide et le CP sera améliorée, mais cela induit une augmentation des pertes d'insertion dans le guide d'onde.

L'enjeu principal de cette thèse est de proposer des structures résonantes ultra-compactes et accordables en niobate de lithium pour la miniaturisation de modulateurs électro-optiques. Nous pourrons décomposer ce travail en plusieurs objectifs :
- Le premier objectif est de proposer des techniques de fabrication de guides d'onde $LiNbO_3$ à faibles pertes, avec un confinement accru en utilisant une technologie simple à mettre en œuvre et compatible avec la production industrielle. Nous miserons dans un premier temps sur la fabrication de ridges à hauts facteurs de forme par la technique de découpe à la scie circulaire de précision. Pour intéresser le secteur industriel,

les structures réalisées doivent pouvoir être connectorisées facilement, c'est pourquoi nous travaillerons sur le couplage de nos guides avec des fibres standards.
- Nous chercherons alors à inscrire des cristaux photoniques sur les guides ridges pour la création de bandes interdites photoniques et de résonances. Nous choisissons la technique de gravure par FIB car c'est cette dernière qui permet les plus grands facteurs de forme pour des motifs de dimensions nanométriques. Nous vérifierons que la lumière non transmise n'est pas causée par des pertes de rayonnement mais bien par de la réflexion. Pour cela, nous utiliserons un système de caractérisation OCT (*Optical Coherence Tomography*) pour étudier nos structures en réflexion.
- Nous pourrons alors évaluer les performances électro-optiques de nos composants. Nous chercherons pour cela à déposer des électrodes sur nos ridges à hauts facteurs de forme. La structure finale recherchée est représentée sur la figure 1.21.
- Les développements au cours de cette thèse nous amèneront enfin vers la fabrication de couches amincies et de guides rubans en niobate de lithium par découpe à la scie circulaire de précision toujours dans le but de réaliser des modulateurs électro-optiques intégrés.

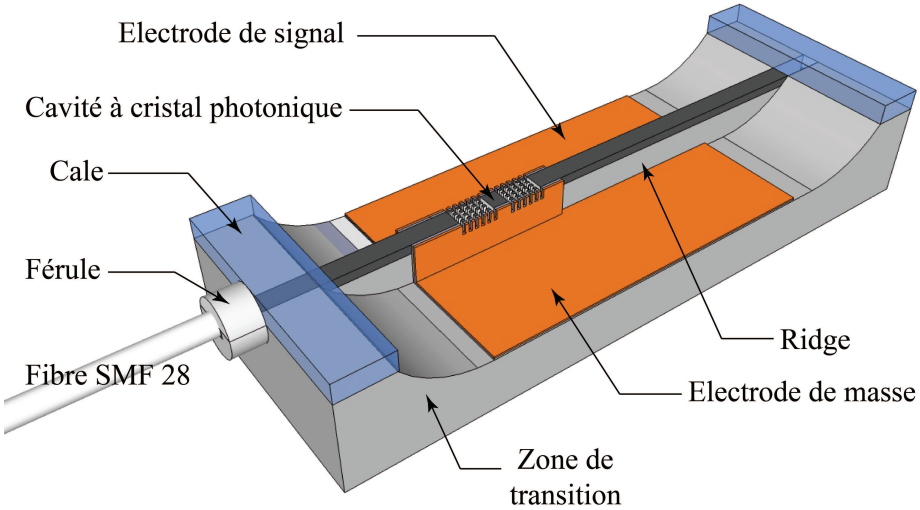


Figure 1.21 – Représentation schématique de la structure de thèse pour la modulation électro-optique ultra-compacte.

CHAPITRE 2

Réalisation et caractérisation de guides ridges à faibles pertes d'insertion par découpe à la scie circulaire de précision

Nous avons vu dans le chapitre précédent que deux approches majeures sont possibles pour réaliser des guides à fort contraste d'indice dans du niobate de lithium en vue d'y graver des cristaux photoniques (CP) :
- La première approche est de réaliser des membranes d'épaisseurs submicroniques pour confiner extrêmement le mode dans des cristaux photoniques. La réalisation de ces membranes implique de l'implantation ionique, qui requiert des bâtiments spécifiques et des conditions de sécurité très contraignantes. Par ailleurs, l'injection de signal dans les films fins de diélectriques engendre des pertes trop importantes. Typiquement, les pertes d'insertion entre une fibre standard SMF28 et une membrane d'épaisseur de 1 µm ou moins sont supérieures à 10 dB [68].
- La seconde approche consiste quant à elle à fabriquer un CP sur un guide ridge. La configuration de type ridge a l'avantage d'être plus confinée qu'un guide standard, et moins contraignante qu'une membrane en termes de fabrication et d'injection. Cette approche nécessite cependant l'amélioration des facteurs de forme des CP ou la réalisation d'une zone de transition à l'entrée du CP pour confiner le mode guidé sans augmenter les pertes d'insertion dans le CP.

Notre volonté de fabrication simplifiée nous tourne vers la découpe-polissage de guides ridges à la scie circulaire de précision. Nous verrons dans les chapitres suivants que les ridges à hauts facteurs de formes (HFF) réalisés à la scie lèvent un verrou pour la fabrication de CP à haut rapport d'aspect pour une interaction complète avec le mode guidé.

Après avoir détaillé la méthode de fabrication des ridges HFF par découpe-polissage, nous montrerons l'intérêt et un état de l'art de cette méthode de fabrication. Nous enchaînerons sur les moyens mis en œuvre pendant cette thèse pour optimiser les pertes de propagation. Nous en profiterons pour présenter les techniques de caractérisations utilisées pour déterminer les propriétés optiques des guides. La réalisation de structures de plus en plus confinées induit une augmentation des pertes d'insertion dans le guide : le besoin d'adapter le mode qui se propage dans une fibre vers un guide ridge reste un critère critique et non résolu pour le niobate de lithium. Dans un souci d'intégration des composants à guides ridges, nous chercherons enfin des méthodes de couplage entre une fibre standard monomode et un ridge, et montrerons une méthode simple à mettre en œuvre pour fabriquer des ridges uniquement par découpe-polissage avec une zone de transition facilitant le couplage avec des fibres standards [1].

2.1 Réalisation simplifiée de ridges par découpe à la scie

2.1.1 Etat de l'art et intérêt de cette approche

La fabrication de guides ridges HFF par découpe-polissage à la scie circulaire de précision pour des composants optiques $LiNbO_3$ à FEMTO-ST a débuté en 2011 avec la scie DISCO DAD 321. Le principe de la fabrication de ridges présentant des facteurs de formes supérieurs à 500 a pu être démontré, comme le montre la figure 2.1 [66].

L'intérêt de cette méthode réside dans sa simplicité de mise en œuvre par rapport aux autres techniques de fabrication de ridges que nous avons décrites dans le chapitre précédent. En effet, la découpe mécanique demande peu d'étapes préliminaires et post-découpe sur l'échantillon contrairement aux procédés de salle blanche.

Courjal et al. ont étudié la configuration ridge combinée à une diffusion de titane afin de confiner le mode latéralement et verticalement [66]. Pour des ridges Ti :$LiNbO_3$ de largeur d'environ 6 µm, des pertes de propagation inférieures à 1 dB/cm ont pu être obtenues pour les deux polarisations TE et TM. Le tableau 2.1 synthétise les résultats qui avaient été obtenus lors de la première campagne de mesure et montre une amélioration du confinement d'un facteur 2 par rapport à un guide standard.

1. Les résultats sur l'optimisation des guides ridges et la fabrication des zones de transitions ont été réalisés dans le cadre du stage de A. Gerthoffer [74], stagiaire de Master 2 que j'ai co-encadré avec N. Courjal. Je tiens grandement à le remercier pour son investissement.

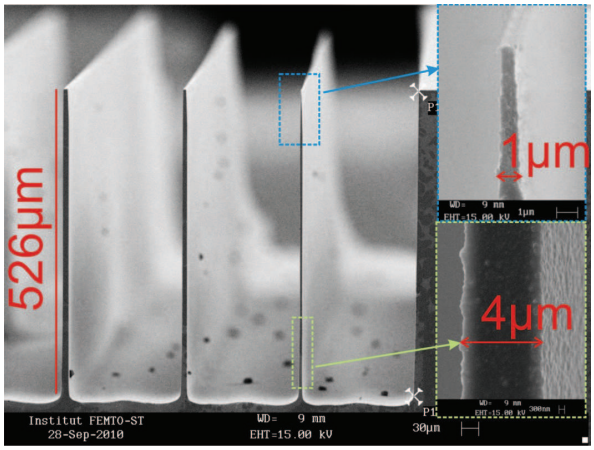


Figure 2.1 – Observation MEB de ridges profonds de 526 μm. A droite, des encarts montrent une vue approchée de la base et de la partie supérieure du ridge le plus fin (extrait de [66]).

	Guide classique		ridge largeur 6 μm	
Polarisation	TE	TM	TE	TM
FWHM verticale μm	5.3	5.3	5.6	5.4
FWHM horizontale μm	5.5	6.6	3	2.8
Pertes de propagation dB/cm	0.1	0.1	0.5	0.8

Tableau 2.1 – Tableau récapitulatif des largeurs à mi-hauteur horizontales et verticales d'un guide classique diffusé titane et d'un guide ridge de 6 μm de large découpés à la scie circulaire de précision. Données extraites de [66].

Deux critères doivent être améliorés afin d'assurer la pérennité et le déploiement de cette technique dans le milieu industriel : la répétabilité des largeurs de ridges ainsi que la répétabilité de la qualité des découpes, directement liée aux pertes de propagation. C'est dans ce but qu'a été financé l'achat d'une nouvelle scie de précision DISCO DAD 3350 dans le cadre du projet ANR MatEtPro CHARADES, qui propose une meilleure stabilité de la lame en rotation (par rapport à la scie DISCO DAD 321) et offre une précision de positionnement submicronique. Pour une meilleure qualité des flancs (rugosité, planéité), des jets d'eau refroidissent la lame pour éviter son échauffement et donc sa déformation en cours de découpe. Un système de régulation de température d'eau a été ajouté pour stabiliser la température de l'eau de découpe afin de refroidir de façon homogène la lame pendant la découpe.

2.1.2 Méthode de fabrication des ridges

Pour obtenir des guides ridges optiques, nous proposons de combiner deux techniques de confinement. Toutes les étapes de fabrication sont schématisées sur la figure 2.2. La première étape consiste à déposer pleine plaque du titane sur un substrat de niobate de lithium puis à le diffuser pour réaliser un confinement vertical de la lumière, comme dans le cas d'un guide classique. Le choix de la diffusion titane nous permet de travailler sur les deux polarisations (TE et TM).

Le wafer entièrement diffusé forme un guide plan qui est découpé en plusieurs puces à l'aide d'une lame à âme métallique diamantée. Ce premier type de lame est utilisé pour des découpes standards de surfaces qui ne nécessitent pas un poli de qualité optique. Les découpes standards dans du niobate de lithium se font avec une vitesse d'avance d'environ 1 mm/s et une vitesse de rotation de 30000 rpm.

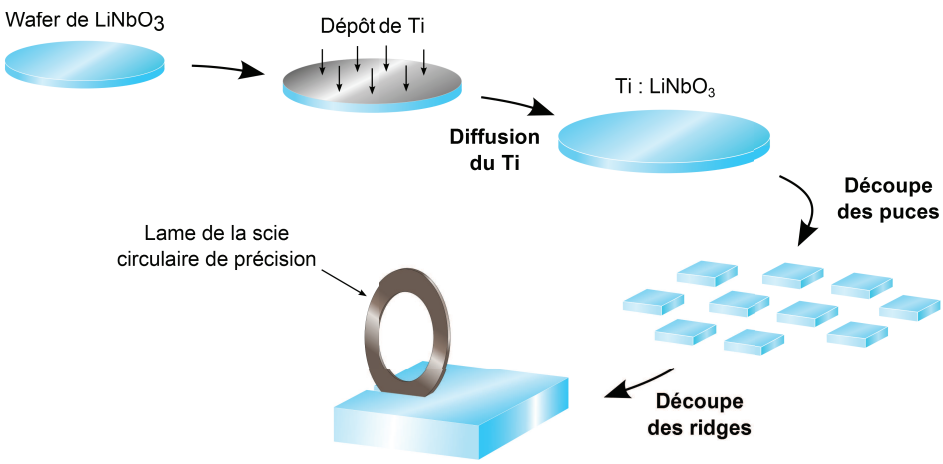


Figure 2.2 – Représentation schématique des étapes de fabrication de ridges HFF par découpe de précision optique.

Pour fabriquer un ridge, deux sillons doivent être réalisés dans une direction parallèle tout en limitant la profondeur de descente de la lame. La lame est cette fois-ci positionnée à la profondeur souhaitée avant de rentrer en contact avec l'échantillon avant translation du plateau. Le ruban de matière entre les deux sillons constituera alors le ridge (Fig. 2.3). Pour limiter les pertes de propagation dans le guide ridge et pour limiter la diffraction aux interfaces d'entrée et sortie du guide ridge, la rugosité des flancs et des faces d'entrée et de sortie doit être la plus faible possible.

L'obtention de surfaces avec un poli de qualité optique requiert l'utilisation d'une

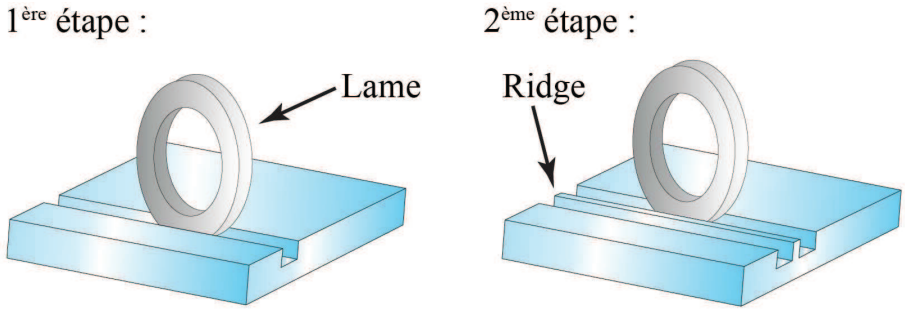


Figure 2.3 – Représentation schématique de la fabrication d'un ridge par découpe-polissage à la scie circulaire de précision.

lame à âme résinoïde diamantée. Une telle lame sera plus souple qu'une lame métallique, ce qui évite l'écaillage du matériau. La quantité et la taille des grains de diamants répartis sur l'âme de la lame influera quant à elle sur la rugosité de la surface usinée. La découpe de ridge et des faces d'entrée/sortie (perpendiculairement à la longueur des ridges) se fait avec une vitesse de rotation et une vitesse d'avance réduites par rapport à des découpes standards (environ 10000 rpm et 0.2 mm/s) dans le but de diminuer les contraintes pendant la découpe et d'obtenir des flancs de ridges avec des surfaces polies de qualités optiques.

Les lames généralement utilisées pour la découpe-polissage de puces et de ridges $LiNbO_3$ possèdent des diamètres compris entre 52 et 56 mm, et permettent des profondeurs de découpes maximales de 1 à 3 mm. Les épaisseurs de lames varient de 100 à 400 µm. Les lames avec les diamètres les plus grands et les plus épaisses présentent une meilleure tenue dans le matériau, ce qui diminue les vibrations et améliore la qualité du polissage.

Enfin, les lames s'usent au fur et à mesure des découpes, ce qui a pour effet de diminuer leur diamètre extérieur et d'arrondir leur profil. Pour compenser cette usure, les lames doivent être régulièrement remodelées en les usant dans des matériaux très durs appelés dresseurs (réalisés en carbure de silicium). Pour le niobate de lithium, l'usure est cependant très lente puisqu'elle est inférieure à 50 nm pour une longueur de de découpe de 1 cm.

2.1.3 Résultats technologiques

Dans un premier temps, nous avons observé l'aspect des ridges de différentes largeurs et profondeurs par microscopie électronique à balayage (MEB) (Réf. FEI - Quanta

450) dans le but de déterminer la qualité, la précision et la répétabilité des découpes à l'aide de la nouvelle scie.

Le profil dans la profondeur dépend de l'état d'usure de la lame et de la profondeur de découpe. Pour des ridges avec une profondeur inférieure à 20 µm, l'angle des flancs des ridges sera dépendant du profil du bord de la lame, comme montré sur la figure 2.4(a).
Pour les ridges plus profonds, des angles de 88° entre la surface et les flancs du ridge sont atteignables. La figure 2.4(b) montre par exemple un ridge profond d'environ 37 µm et de largeur 7.7 µm. Nous pouvons observer des évasements (congé d'angle) de part et d'autre de la base du ridge. Cependant, la partie supérieure du ridge possède des flancs quasi-parallèles entre eux.

Il est important de noter que le moindre défaut sur la lame sera reporté sur l'échantillon. Si le motif n'est pas problématique pour des ridges à très hauts facteurs de formes, comme montré sur la figure 2.4(c), ces défauts auront une influence plus significative pour des ridges peu profonds (profondeurs inférieures à 20 µm) puisque le mode optique se propage sur les 5 µm sous la surface du ridge. Cette illustration montre clairement le problème d'usure de la lame, qui n'est pas forcément symétrique, et le besoin de redresser le profil de la lame régulièrement.
Enfin, un système de programmation de la scie permet la fabrication successive de ridges sur un même échantillon, comme illustré sur la figure 2.4(d). Ce système de programmation évite le besoin d'une présence continue de l'utilisateur.

Nous avons annoncé le besoin d'optimiser la précision et la répétabilité des découpes selon les axes X, Y et Z de la scie (représentés dans le tableau 2.2). Les axes perpendiculaires X et Y forment le plan sur lequel est posé l'échantillon avec X l'axe de propagation de la lame, et Z représente l'axe vertical (l'axe de descente de la lame). Puisque les découpes traversent tout l'échantillon selon l'axe X, la précision de quelques micromètres n'est pas problématique. Pour les deux axes Y et Z, la précision de positionnement est de 2 µm, avec une répétabilité de 1 µm. Cela signifie qu'en connaissant l'état d'usure de la lame (diamètre, épaisseur), les ridges fabriqués auront une précision sur la largeur de 1 µm. Le tableau 2.2 donnes les tolérances sur le positionnement de la scie dans les 3 directions.

Enfin, les coupes cristallines d'un même matériau n'ont pas la même fragilité. Un wafer $LiNbO_3$ de coupe X présentera un écaillage plus important qu'un wafer en coupe Z pour les paramètres optimaux de découpe. La rugosité des flancs est néanmoins inférieure à 4 nm RMS pour ces deux coupes cristallines. Une rugosité de l'ordre de quelques nanomètres est importante pour obtenir des pertes de propagation des ondes

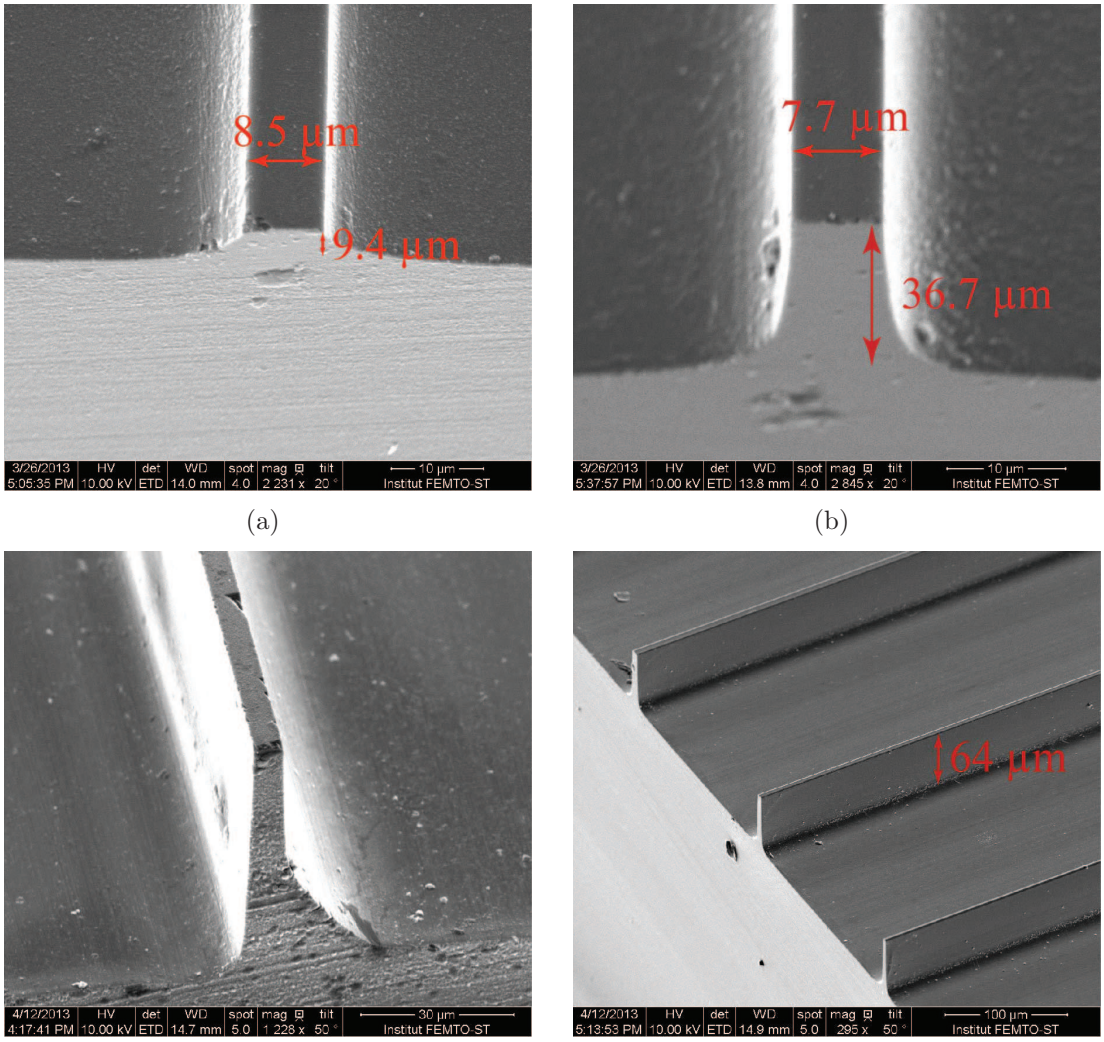


Figure 2.4 – Guides ridges en niobate de lithium découpés à la scie circulaire de précision observés par MEB. (a) Face d'entrée d'un ridge de 9.4 μm de profondeur. (b) Face d'entrée d'un ridge de 36.96 μm de profondeur. (c) Face d'entrée d'un ridge réalisé avec une lame présentant un défaut. (d) Vue tiltée montrant une succession de ridge sur un même échantillon.

optiques de 0.2 dB/cm ou moins. Dans la suite du chapitre, nous travaillerons sur des wafer en coupe X, et l'onde se propagera selon l'axe cristallin Y.

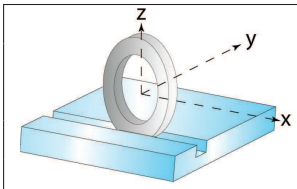
	Axe de découpe	Précision du positionnement	Répétabilité du positionnement
	X	5 μm	1 μm
	Y	2 μm	1 μm
	Z	2 μm	1 μm

TABLEAU 2.2 – Précision et répétabilité des découpes selon les différents axes de la scie DISCO DAD 3350.

2.1.4 Les différentes configurations possibles du confinement vertical

L'étape de diffusion du titane utilisée pour définir des ridges optiques par découpe-polissage annoncée dans la partie § 2.1.2 peut être effectuée avant ou après la découpe des ridges, comme montré sur la figure 2.5. Nous détaillons ci-après quels peuvent être les avantages et inconvénients de chaque configuration.

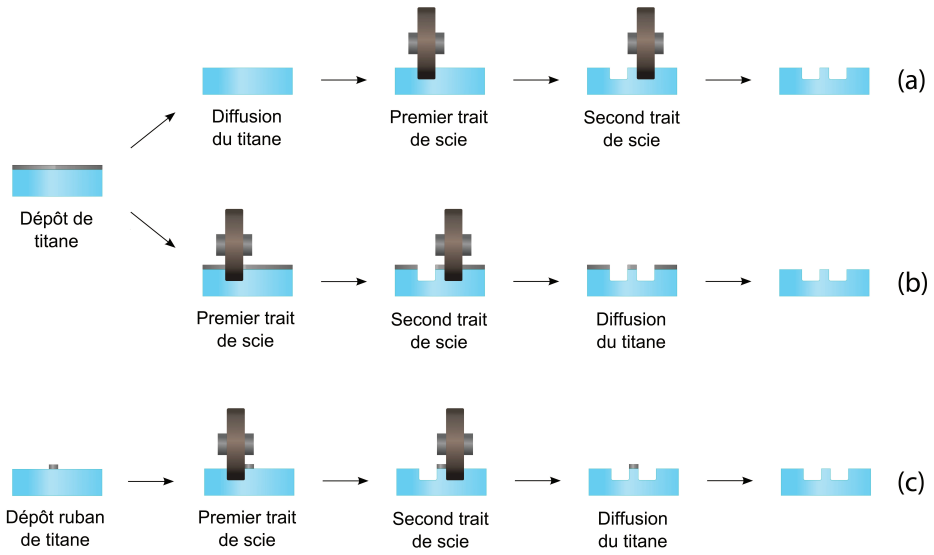
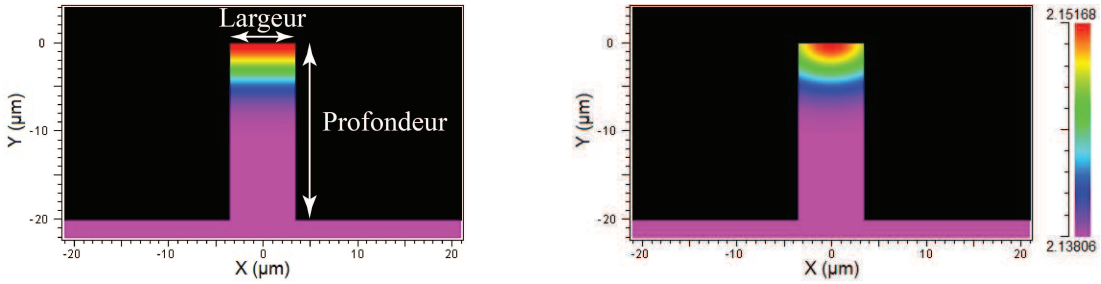


FIGURE 2.5 – Représentation schématique des différentes méthodes de réalisation de ridges diffusés titane. (a) diffusion pleine plaque avant découpe (b) diffusion pleine plaque après découpe (c) diffusion du guide ruban après découpe.

(a) Diffusion titane pleine plaque avant usinage : Du titane est déposé par évaporation sous vide puis diffusé sur la totalité du wafer. Il en résulte une variation verticale homogène de l'indice sur tout l'échantillon pour créer un confinement vertical.

Les ridges sont ensuite découpés pour réaliser le confinement latéral. Cette technique est la méthode la plus simple pour obtenir des guides ridges avec un confinement vertical.

(b) Diffusion du titane pleine plaque après usinage : Dans cette configuration, les ridges sont réalisés avant la diffusion du titane : le titane est déposé sur l'ensemble du wafer, puis les ridges sont créés par découpe polissage. C'est uniquement après cette étape que la diffusion du titane (localisé en surface des guides ridges) est effectuée. La modification du profil d'indice par rapport à une diffusion avant découpe (Fig. 2.6) n'apporte pas un effet mesurable sur le confinement du mode guidé. Néanmoins, la diffusion après découpe permet de diminuer la rugosité des flancs du ridge et donc l'amélioration des pertes. La découpe-polissage de la couche de titane est cependant peu compatible avec les paramètres de découpe du niobate de lithium. Il faut donc veiller à la bonne adhésion de la couche de titane lors de l'étape d'évaporation pour éviter son arrachement lors de la découpe. Une couche de résine peut aussi être déposée au dessus de l'épaisseur de titane pour la protéger pendant la découpe.



(a) (b)

Figure 2.6 – Différence du profil d'indice dans un guide ridge lorsque le titane est (a) diffusé avant la découpe du ridge (b) diffusé après la découpe du ridge.

(c) Guides titane diffusés après usinage : Enfin, une dernière possibilité consiste à définir des rubans de titane par photolithographie et lift-off, à l'instar de guides classiques. Des ridges sont alors réalisés par découpe à la scie en usinant de part et d'autre du ruban de titane. Cela évite l'arrachement du titane pendant la découpe. Le titane à la surface des ridges est ensuite diffusé. Cependant, avec une précision de découpe de chaque trait de 1 µm, la difficulté majeure de cette technique est le positionnement exacte de part et d'autre du ruban titane. Nous ne caractériserons pas ces ridges en raison de la difficulté de répétabilité, mais nous verrons que cette dernière possibilité peut avoir un intérêt pour les B-ridges, que nous définirons dans la section § 2.4.

2.2 Caractérisations optiques des guides d'ondes

Nous avons concentré notre étude sur des guides ridges diffusés titane après découpe. Ces derniers ont été caractérisés optiquement sur des échantillons en coupe X et en propagation Y. L'observation des modes optiques et la mesure des pertes de propagation dans un ridge nécessitent l'utilisation de bancs de caractérisation que nous proposons de détailler avant de présenter les résultats expérimentaux.

2.2.1 Visualisation des modes optiques

Le premier test optique est d'observer le profil du mode en sortie de ridge. Pour cela, nous utilisons le banc représenté sur la figure 2.7. Un laser polarisé et accordable sur la bande C (1525-1565nm) est injecté dans une fibre optique standard monomode (SMF : Single Mode Fiber). Cette dernière est clivée puis placée à l'aide de platines à micro et nano-positionnement devant la face d'entrée d'un guide. En sortie de guide, la lumière est collectée puis envoyée sur une caméra infra-rouge à l'aide d'un objectif x20.

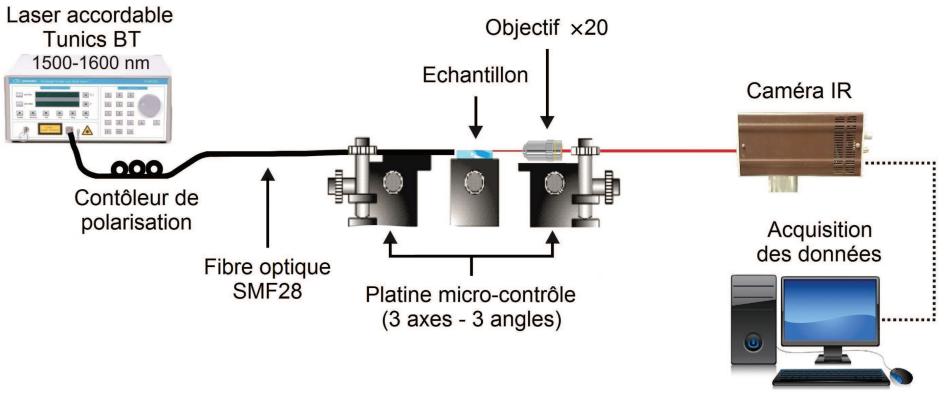


Figure 2.7 – Montage expérimental pour la visualisation des modes guidés.

Pour des structures ayant subi un dépôt et une diffusion de titane similaires, le confinement des modes guidés dans les ridges en niobate de lithium va alors dépendre de la largeur et de la profondeur des ridges. Regardons l'effet des ces deux paramètres sur le confinement des modes :

Profondeur de ridge : Nous avons vu dans le premier chapitre l'effet de la profondeur du ridge (§1.3.1) sur le mode optique : dans un ridge profond de quelques micromètres, le mode sera majoritairement enfoui sous le ridge. Alors que théoriquement,

pour des ridges de hauteur supérieure à 10 µm, le mode sera complètement confiné dans le ridge. Néanmoins, la forme du ridge fabriqué par découpe-polissage est très influencée par la forme de la section de la lame. Un congé d'angle de 10 µm existe entre le ridge et le fond de tranchée. Lorsque la lame s'use, ce congé d'angle devient de plus en plus important. Cela provoque une non-verticalité des flancs en fond de tranchée, ce qui modifie fortement le confinement pour des ridges peu profonds.
La figure 2.8 montre les modes TE et TM observés avec une caméra infrarouge à la sortie de ridges de largeur 4.2 µm pour des profondeurs de ridges de 20 et de 35 µm [66]. Les ridges sont fabriqués sur un wafer coupe X, et la propagation se fait selon la direction Y. Nous observons qu'entre un ridge avec des flancs possédant des angles de 40° et des flancs quasi-verticaux de 88°, la largeur à mi-hauteur du mode optique est diminuée d'un facteur 2. En contrepartie, nous pouvons aussi observer une augmentation de la profondeur à mi-largeur du mode lorsque l'angle s'approche de 90°.

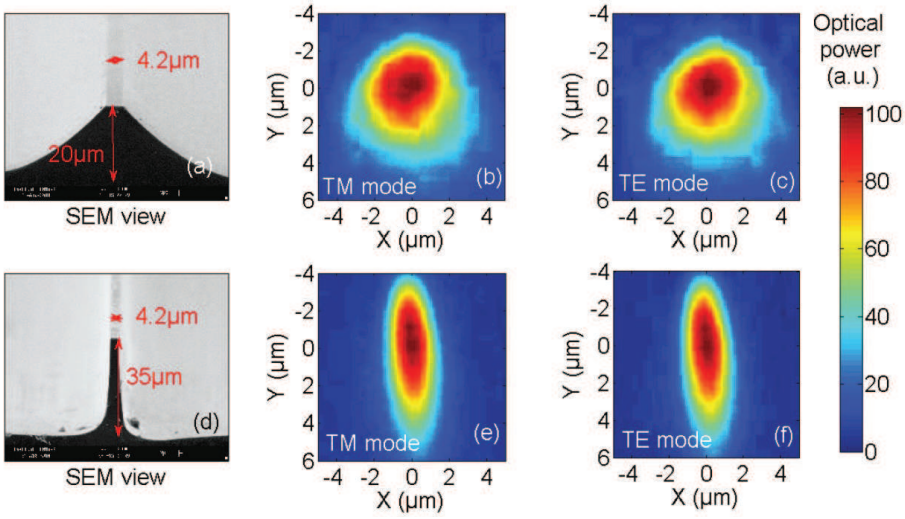


Figure 2.8 – Images MEB et distributions spectrales des modes en sortie de ridges 4.2 µm de largeur, visualisés à la caméra infrarouge pour les polarisations TE et TM. (a,b,c) Ridge profond de 20 µm. (d,e,f) Ridge profond de 35 µm. Extrait de [66].

Largeur de ridge : Nous considérons ici des ridges ayant une profondeur de 40 µm. Nous observons alors les modes guidés pour des largeurs de ridges variant de 3 µm à 10 µm (Fig. 2.9).
- Pour les ridges de largeurs inférieures à 3 µm, l'injection avec une fibre classique devient très délicate et il est difficile d'observer des modes guidés dans la partie supérieure du ridge. Il faut ajouter à cela l'arrachement du titane pendant l'étape de découpe pour

les ridges les moins larges, qui supprime le confinement vertical.
- Un seul mode est visualisé à la caméra IR pour les ridges avec des largeurs situées entre 3 et 7 µm (Fig. 2.9.(a) et (b)).
- Enfin, les ridges avec des largeurs supérieures à 8 µm ont des caractères multimodes (Fig. 2.9.(c) et (d)).

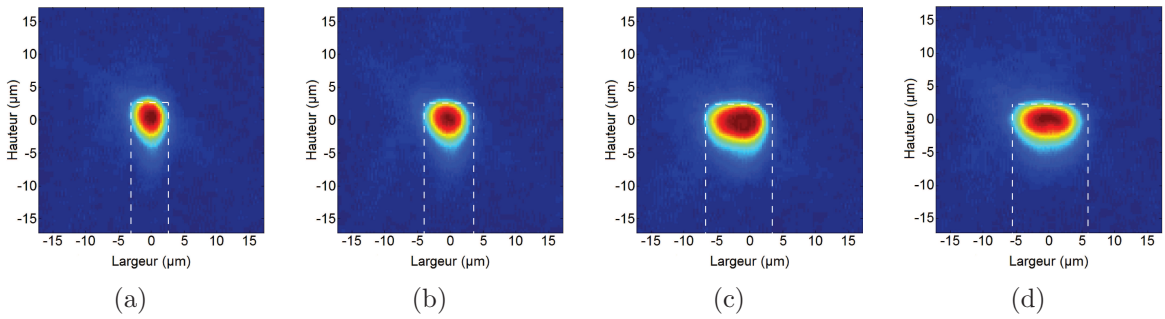


Figure 2.9 – Visualisation en sortie de guides à l'aide d'une caméra Vidicon et d'un objectif de microscope x20. Comparaison de modes optiques guidés par des ridges de profondeur constante égale à 40 μm et de largeurs égales à (a) 5.7 μm, (b) 7.6 μm, (c) 9.7 μm et (d) 11.7 μm. Les ridges sont délimités par des pointillés.

En résumé, nous chercherons à réaliser des ridges diffusés titane de largeurs comprises entre 4 et 7 µm pour éviter le caractère multimode. Pour contourner l'effet des congés d'angle, des ridges avec une profondeur d'environ 35 µm seront réalisés. Si la visualisation des modes en sortie de ridge est un bon indicateur pour évaluer le confinement et le caractère monomode ou multimode du guide, il est nécessaire de modifier le montage expérimental dans le but de quantifier les pertes de propagation dans les ridges.

2.2.2 Détermination des pertes

Les pertes de propagation dans les guides d'ondes sont déterminées à l'aide d'un montage de tomographie de cohérence optique (OCT). Ce dernier permet de déterminer plusieurs propriétés optiques du guide, telles que l'indice de groupe ou encore les coefficients de réflexion aux extrémités du guide. Le montage, représenté sur la figure 2.10 permet de mesurer le signal transmis et le signal réfléchi dans l'échantillon dans un intervalle spectral défini.

L'injection du signal dans le guide se fait de la même manière que pour visualiser les modes guidés. Un circulateur est ajouté en amont afin de récolter le signal réfléchi dans la structure. Le signal transmis est, quant à lui, collecté à l'aide d'une fibre SMF

positionnée en sortie de guide. Les mesures sont effectuées avec un analyseur de spectre optique (OSA) haute résolution (APEX AP2040A). Les mesures sont réalisées avec une résolution de 0.8 pm entre 1510 et 1570 nm.

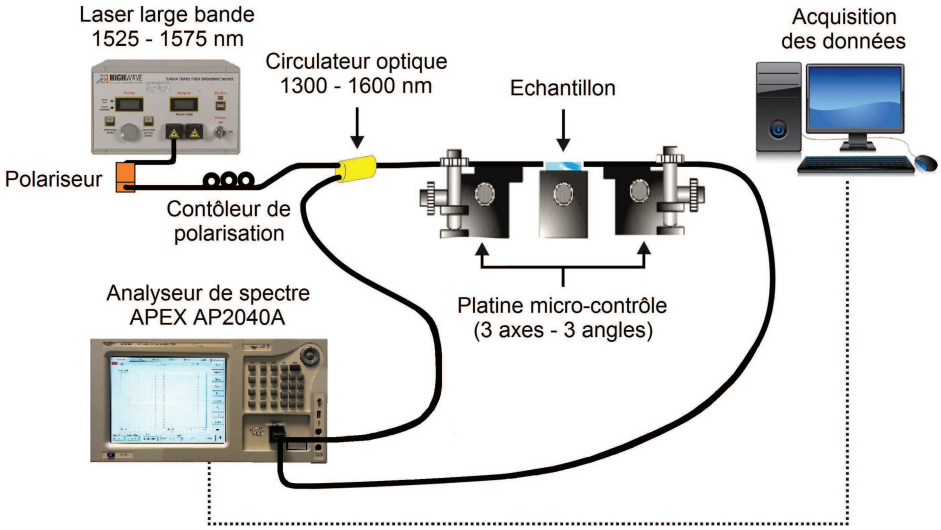


Figure 2.10 – Montage expérimental pour la détermination des pertes de propagation dans des guides d'ondes.

La figure 2.11 montre les spectres expérimentaux de la transmission et de la réflexion d'un guide ridge de largeur 7.7 µm et de longueur 7.8 mm. La propagation se fait selon l'axe Y sur du niobate de lithium coupe X. Si les mesures sont effectuées entre 1510 et 1570 nm, les spectres montrés sur la figure 2.11 sont limités entre 1550 et 1552 nm pour une visualisation plus détaillée.

Les spectres obtenus représentent les densités spectrales transmises et réfléchies pour les deux états de polarisation. La présence d'oscillations est due à un effet Fabry-Perot entre les faces d'entrée et de sortie du ridge, qui peut être considéré comme une cavité optique. La période, appelée intervalle spectral libre (ISL), est reliée par la longueur d'onde (λ), la longueur du guide L et l'indice de groupe effectif ($n_{g\ eff}$) par la relation suivante :

$$ISL = \frac{\lambda^2}{2Ln_{g\ eff}} \tag{2.1}$$

En mesurant les contrastes d'intensités minimaux et maximaux pour les spectres en transmission et en réflexion, nous pouvons calculer les coefficients de réflexion aux extrémités du guide et les pertes linéiques de propagation α pour les deux polarisations. Le protocole de la mesure des pertes pour un guide droit est décrit plus précisément

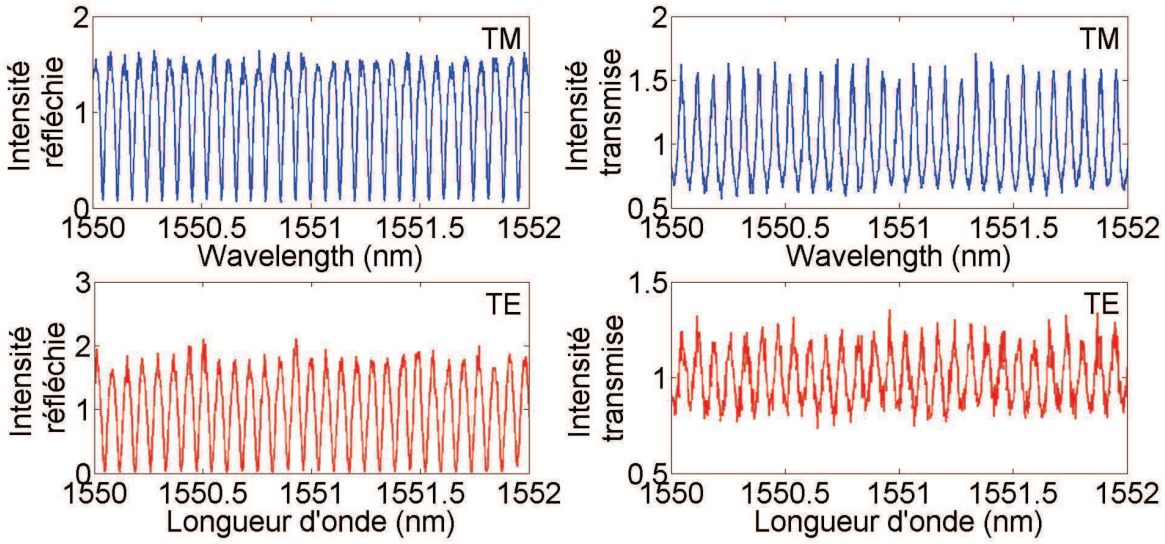


FIGURE 2.11 – Densités spectrales d'énergies transmises et réfléchies pour les polarisations TE et TM d'un guide ridge de longueur 7.8 mm, de profondeur 37 μm et de largeur 7.7 μm.

en Annexe B. Cette méthode de calcul dérive de la méthode proposée par Regener et Sohler [75], qui ne prend en compte que le spectre en transmission. Les coefficients de réflexion à l'entrée et à la sortie du guide sont dans leur cas estimés numériquement.

Résultats expérimentaux : Les pertes de propagation ont été calculées à partir de la méthode décrite ci-dessus pour des guides ridges de largeurs et de profondeurs différentes. A titre d'exemple, déterminons les pertes, coefficients de réflexion et indices de groupe pour un ridge de 7.8 mm de long, de 7.7 µm de large et 37 µm de profondeur, dont les spectres ont été présentés en figure 2.11 : les pertes mesurées sont respectivement de 0.40 et 0.41 dB/cm pour les polarisations TE et TM. Les indices de groupes valent respectivement $n_{gTE} = 2.19$ et $n_{gTM} = 2.68$. Enfin, les coefficients de réflexion mesurés sont $R_{TE} = 0.27$ et $R_{TM} = 0.36$. Ces réflexions aux faces d'entrée et de sortie sont supérieures aux réflexions de Fresnel pour une interface $LiNbO_3$-air. Cela s'explique par le confinement du mode apporté par la structure de type ridge [76].

Le tableau 2.3 résume les mesures de pertes de propagation en fonction de la largeur et de la profondeur des guides ridges dont la diffusion a été réalisée après découpe. De manière générale, la plupart des ridges avec une largeur inférieure à 4 µm ont vu leur titane arraché pendant la découpe : nous n'obtenons donc pas de guides monomodes

confinés en haut des ridges dans ce cas. Les ridges avec des largeurs supérieures à 8 µm, clairement multimodes à la caméra, n'ont pas été caractérisés optiquement.
Les ridges caractérisés sont donc ceux ayant des largeurs inférieures à 8 µm. Les pertes étant liées à la qualité de la découpe, il est difficile d'établir une relation entre largeur de ridge et perte de propagation. Pour les ridges de 6 µm de large, les pertes de propagation mesurées varient entre 0.2±0.1 et 0.4±0.2 dB/cm pour les deux polarisations. Pour des ridges avec des largeurs d'environ 8 µm, les pertes mesurées seront situées entre 0.1 et 0.8 dB/cm. Certains ridges de 4 µm étaient monomodes, quand d'autres ne semblaient pas guider.

Les pertes de l'ordre de 0.1 dB/cm pour les largeurs de ridges d'environ 6 µm sont très proches de l'état de l'art pour des guides standards. Il est donc possible de réaliser des guides ridges en niobate de lithium par découpe-polissage tout en gardant les performances des guides standards en terme de propagation.

Haut. \ Larg.	1,4 ± 0,2 µm	4,1 ± 0,5 µm	6,0 ± 0,4 µm	8,0 ± 0,8 µm	9,7 ± 0,5 µm	11,5 ± 1,0 µm
7,7 ± 2,6 µm				0,40 / 0,77	1,00 / 0,29	
19,3 ± 0,9 µm						
37,2 ± 0,5 µm			0,40 / 0,41			
49,5 ± 1,7 µm				0,44 / 0,21		
52,9 ± 1,1 µm			0,22 / 0,14	0,74 / 0,13		
63,7 ± 0,5 µm			0,18 / 0,36	0,41 / 0,83		

Mode non guidé — Guide monomode — Guide bimode

Tableau 2.3 – Tableau récapitulatif des pertes de propagation pour les polarisations TE et TM dans des guides ridges de largeur variant entre 1.2 et 12.5 µm et des profondeurs variant de 5.1 à 64.2 µm. Pour chaque couple de pertes annoncées, la première correspond à la polarisation TE, la deuxième correspond à la polarisation TM. Les cases vertes indiquent les guides monomodes, les cases oranges indiquent les guides bimodes. Mesures effectuées par Arnaud Gerthoffer [74].

L'étude des propriétés optiques des guides peut être complétée en calculant la transformée de Fourier des densités spectrales d'énergie. La figure 2.12 montre l'autocorrélation des densités spectrales des intensités transmises et réfléchies représentées en figure 2.11 au travers d'un guide ridge de longueur 7.8 mm. De manière plus simple, chaque pic présent correspond à un aller-retour de la lumière dans le guide, tandis que

son amplitude nous renseigne sur la réflexion à l'extrémité de la cavité. Pour chaque polarisation, la réflexion la plus importante est normalisée à 1. La différence de temps de parcours de la lumière dans le guide pour chaque polarisation s'explique par le caractère anisotrope du niobate de lithium. Les polarisations TE et TM ne "voient" pas le même indice. Le premier pic, correspondant à la réflexion la plus importante, est donc à $t_{TE} = 0.114$ ns et $t_{TM} = 0.118$ ns pour les polarisations TE et TM (respectivement). A 2 t_{TE} et 2 t_{TM}, de nouveaux pics correspondant à un deuxième aller-retour de la lumière dans le guide sont visibles.

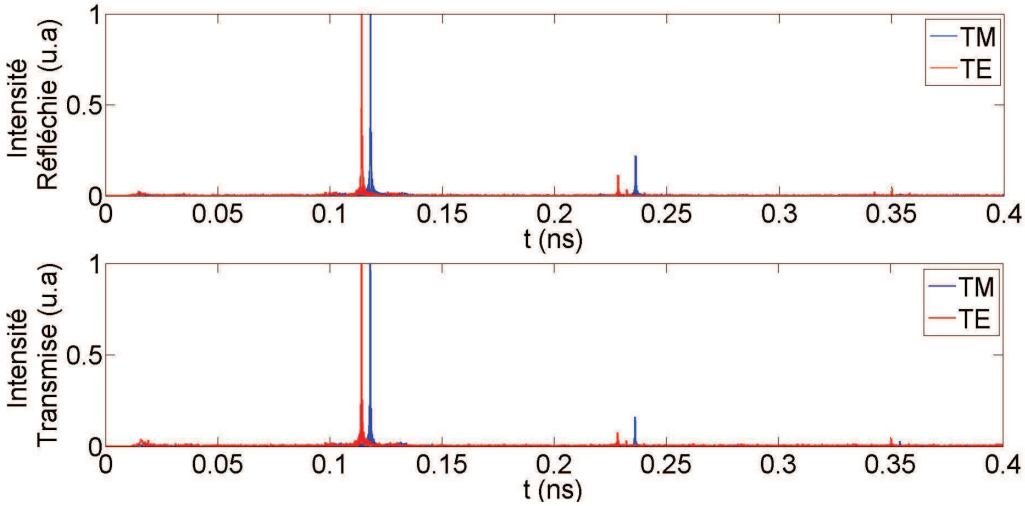


FIGURE 2.12 – Transformées de Fourier des densités spectrales d'énergies réfléchies (en haut) et transmises (en bas), pour les polarisations TE et TM d'un ridge de longueur 7.8 mm, de profondeur 37 μm et de largeur 7.7 μm.

Le temps nécessaire à la lumière pour parcourir une cavité est reliée par l'indice effectif de groupe $n_{g\ \mathrm{eff}}$ du milieu et la longueur L de la cavité de la façon suivante :

$$t = \frac{2Ln_{g\ \mathrm{eff}}}{c} \tag{2.2}$$

Cela permet facilement de vérifier les indices de groupes calculés précédemment à l'aide des spectres en transmission et en réflexion. De plus, la décroissance de l'amplitude des pics correspondant à une même cavité pourra être reliée au coefficient de réflexion et aux pertes de propagation optique. Nous verrons dans les chapitres suivants que cette technique sera applicable à des structures plus complexes, tels que des cristaux photoniques afin de déduire les indices effectifs des modes de Bloch excités.

Conclusion : Pour résumer, nous parvenons à fabriquer des guides ridges à haut facteur de forme et à faibles pertes de propagation par une technique de découpe-polissage à la scie de précision optique. Le tableau 2.4 montre que nous nous approchons des pertes des guides standards tout en réduisant par deux la largeur des modes. Il nous faut maintenant déterminer comment connecter une fibre avec un ridge à haut facteur de forme.

Largeur ridge (μm)	5.7	7.6	Guide standard
FWHM (μm)	2.3	2.8	5.3
Pertes TM (dB/cm)	0.6±0.3	0.2 ± 0.1	0.1±0.05
Pertes TE (dB/cm)	0.6 ±0.3	0.3±0.1	0.1±0.05

Tableau 2.4 – Tableau comparatif des largeurs à mi-hauteurs et des pertes de propagation mesurées expérimentalement pour des guides ridges découpés à la scie circulaire de précision et un guide standard en niobate de lithium

2.3 Couplage fibre-ridge : simulations numériques et caractérisations optiques

2.3.1 Problématique de l'adaptation de modes

La réalisation de circuits optiques intégrés nécessite la liaison entre différents composants. La différence d'indice de chaque milieu ainsi que la différence des modes guidés vont entraîner des pertes optiques à l'interface entre les deux milieux. Il est possible de connaître l'efficacité du couplage entre les champs électriques incident E_{in} et transmis E_{out} de deux guides juxtaposés grâce à l'intégrale de recouvrement, définie en [77] par :

$$\eta = \frac{| < E_{in}, E_{out} > |^2}{< E_{in}, E_{in} >< E_{out}, E_{out} >} \tag{2.3}$$

avec $< \mathrm{a}, \mathrm{b} >= \iint \mathrm{a(x,y)}\,\overline{\mathrm{b(x,y)}}\,\mathrm{dx\,dy}$.

η varie entre 0 et 1, où 1 est la valeur correspondant à un couplage parfait entre le champ incident et le champ transmis.

Une fibre standard monomode SMF 28 possède un diamètre de champ de mode (MFD : *Mode-field diameter*) de l'ordre de 10 µm et son mode optique est faiblement confiné : sa largeur à $1/e^2$ est de 5.5 µm. Les modes optiques des guides diffusés titane sur niobate de lithium sont également faiblement confinés et se recouvrent bien avec les modes des fibres SMF 28 : typiquement, le couplage est supérieur à 80 % à la connexion

entre un guide diffusé titane et une fibre SMF 28, pour les deux polarisations. Pour fixer les deux composants et limiter les pertes de couplage entre une fibre et un guide classique, la fibre est généralement introduite dans une férule de plusieurs centaines de micromètres de large qui sera collée à l'entrée du guide (Fig. 2.13).

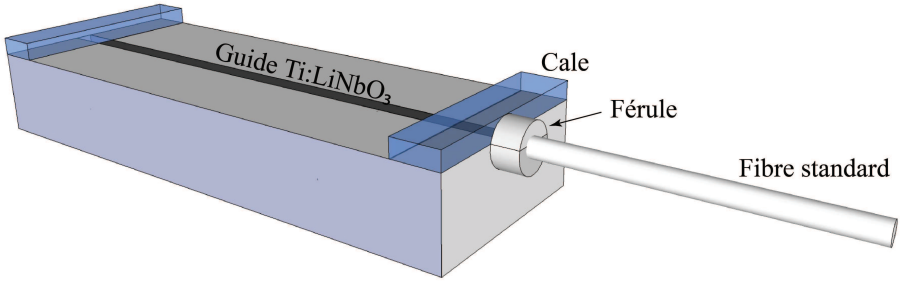


Figure 2.13 – Représentation schématique de la liaison entre une fibre et un guide classique $LiNbO_3$ par le biais d'une férule

Les guides ridges HFF monomodes fabriqués à la scie circulaire de précision ont des largeurs de seulement 4 à 8 micromètres, pour des profondeurs de quelques dizaines de microns. Les pertes de couplage à la connexion guide-fibre seront d'autant plus importantes que le confinement est élevé. La figure 2.14 montre l'efficacité de couplage avec une fibre SMF 28 en fonction des dimensions du ridge : le couplage sera optimal pour des ridges peu profonds (de quelques microns de profondeur). Un guide ridge de largeur 7 µm et de profondeur 1 µm couplé à une fibre SMF 28 aura une efficacité de couplage de 83 %, ce qui correspond à des pertes de couplage de 0.8 dB. Pour une même largeur de ridge, une profondeur supérieure à 10 µm entraînera une efficacité de couplage de 54 %, équivalant à 2.4 dB de pertes. Par ailleurs, le maintien d'une férule sur un ridge de quelques micromètres de large paraît plus difficile que dans le cas d'un guide classique. Il est donc nécessaire de trouver une solution alternative pour relier la fibre et le ridge HFF découpé à la scie afin de diminuer les pertes d'insertion.

Deux solutions sont proposées pour améliorer le recouvrement entre une fibre et un guide ridge HFF : l'utilisation de fibres lentillées ou la fabrication d'un pont optique en polymère entre la fibre et le guide ridge dans le but de confiner le mode à l'entrée du ridge [2].

2. Ces études sur le couplage entre une fibre HFF et un ridge en niobate de lithium ont été réalisées au sein de l'entreprise Lovalite dans le cadre d'un avenant "Doctorant Conseil".

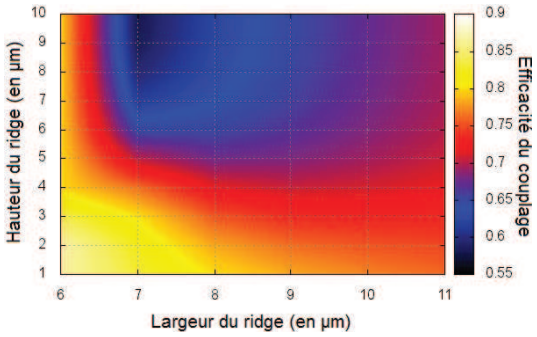


Figure 2.14 – Efficacité du couplage entre une fibre SMF 28 et un guide ridge en niobate de lithium calculée numériquement par la méthode de Galerkin pour des profondeurs variant de 1 à 10 μm et des largeurs variant de 6 à 11 μm pour la polarisation TE.

2.3.2 Fibres lentillées

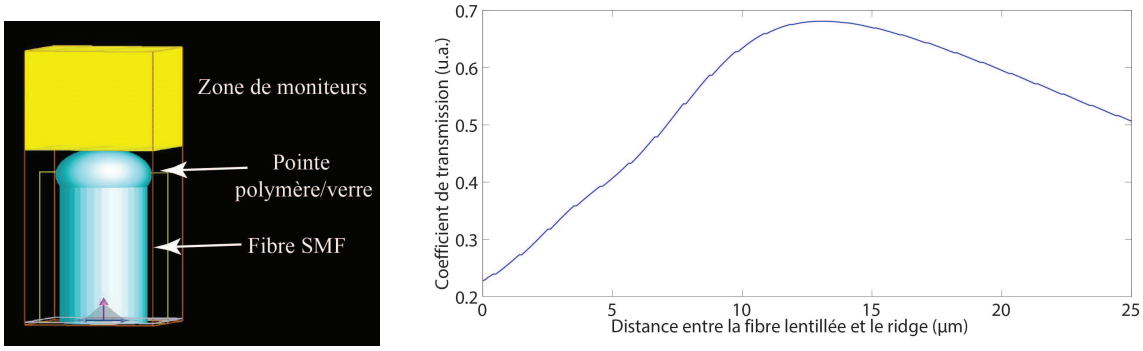
Les fibres lentillées permettent de confiner le mode présent dans la fibre à l'interface fibre-air grâce à une lentille en bout de fibre. Ces fibres sont couramment utilisées pour réduire les pertes d'insertion dans des couches minces. La figure 2.16 montre deux types de fibres lentillées à l'entrée d'un guide ridge (pointe en polymère et fibre de verre étirée).

Simulations numériques : Nous avons cherché à connaître le gain théorique apporté par l'utilisation d'une fibre lentillée par rapport à une fibre clivée. Les simulations numériques ont été effectuées par FDTD-3D (Finite Difference Time Domain [3]) avec le logiciel FDTD de Lumerical. Tout d'abord, un ridge de 5 µm de large et diffusé titane ainsi qu'une fibre SMF clivée sont modélisés. Nous observons alors une transmission de 49 % entre une fibre clivée et un ridge pour une distance fibre-ridge de 0 à 10 µm.

Des fibres lentillées avec des rayons de courbure variant de 4.5 à 10 µm par pas de 0.5 µm sont ensuite modélisés (Fig. 2.15(a)). Pour faciliter la comparaison, l'apex et le rayon de courbure des pointes sont égaux, ce qui signifie que les pointes sont sphériques à leur extrémité. Les champs E et H propagés sont enregistrés dans des moniteurs espacés tous les 100 nm dans l'air sur une distance de plusieurs micromètres pour chaque pointe. Le mode fondamental du ridge (calculé par le logiciel MODE de Lumerical) et les modes enregistrés dans tous les moniteurs sont alors comparés par la méthode du

3. La méthode FDTD consiste à discrétiser les équations de Maxwell dans le temps et dans l'espace [78, 79].

recouvrement.



(a) (b)

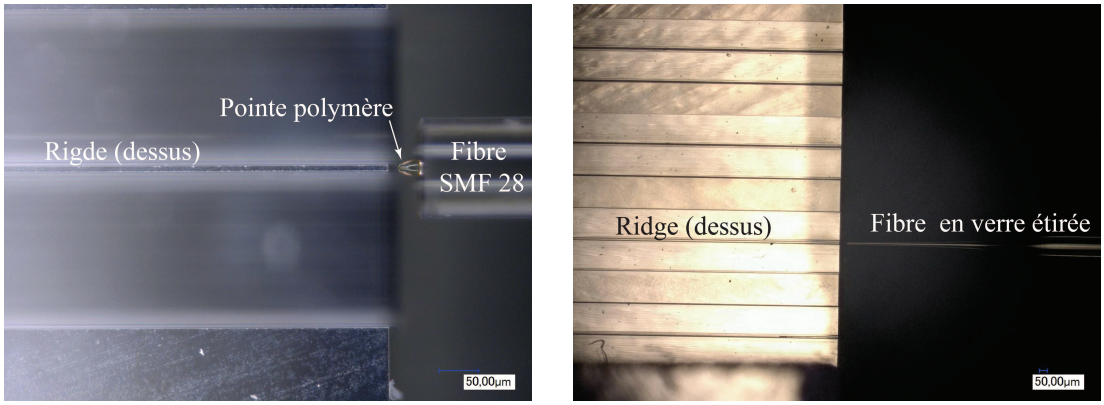
Figure 2.15 – (a) Vue en perspective d'une pointe polymère en extrémité de fibre SMF. La zone jaune comprend 250 moniteurs plans, perpendiculaires à la direction de propgation et espacés les uns des autres de 100 nm, pour enregistrer les composantes du champ électromagnétique. (b) Transmission calculée numériquement dans un guide ridge à l'aide d'une fibre lentillée de rayon de courbure valant 7.5 μm.

La meilleure transmission calculée est de 68.1 % pour des pointes présentant un rayon de courbure de 7.5 µm (Fig. 2.15(b)) pour une distance fibre-ridge de 13 µm. Il y a donc théoriquement une amélioration de la transmission en utilisant une fibre lentillée.

Résultats expérimentaux : Deux types de fibres lentillées ont été fabriquées par l'entreprise Lovalite : des lentilles en polymère en bout de fibre SMF 28, ainsi que des fibres en verre étirées, avec pour chaque sorte différents rayons de courbure. Pour des guides ridges HFF monomodes avec des largeurs de 4 à 7.5 µm, la transmission est mesurée avec une fibre clivée puis avec chaque fibre lentillée. La figure 2.16 montre une vue de dessus d'une fibre avec une pointe polymère et d'une fibre en verre étirée toutes deux positionnées à l'entrée d'un ridge.

Le tableau 2.5 résume les transmissions maximales obtenues pour des ridges de largeurs variant de 4 à 7.5 µm avec des fibres clivées et des fibres lentillées. Nous observons une légère diminution de la transmission par rapport à une fibre clivée pour la majorité des ridges. Seul le ridge de 4 µm de large voit sa transmission augmenter de 36 % lorsqu'une fibre lentillée est utilisée.

En conclusion, nous n'avons obtenu aucune amélioration de la transmission avec une fibre lentillée par rapport à une fibre SMF 28 simplement clivée pour la majorité



(a) (b)

Figure 2.16 – Images au microscope numérique (Keyence VHX-1000) de fibres lentillées devant la face d'entrée d'un ridge. (a) Pointe en polymère. (b) Fibre de verre étirée.

		Fibre SMF 28 clivée	Fibre lentillée	
Largeur ridge (μm)	Puissance laser (μW)	Transmission (μW)	rayon courbure pointe (μm)	Transmission (μW)
4	500	105	6 à 10	143
5	500	110	5.5 et 7	100
6.5	500	138	5.5	114
7	500	230	6 à 10	220
7.5	500	190	7	125

Tableau 2.5 – Transmissions maximales mesurées expérimentalement au travers de guides ridges découpés à la scie avec une fibre clivée et des fibres lentillées.

des ridges. Un seul ridge de largeur 4 µm a montré une légère hausse du signal transmis pour une seule fibre lentillée. Cette même fibre lentillée n'a cependant pas permis d'augmenter la transmission dans des ridges plus larges. Cela signifie qu'en fonction de la largeur du ridge, il faut trouver à chaque fois une fibre lentillée adaptée. Par ailleurs, l'utilisation de fibres lentillées ne permet pas une fixation simple entre le substrat et la fibre. Nous nous sommes donc tournés vers une deuxième solution : le pont optique en polymère.

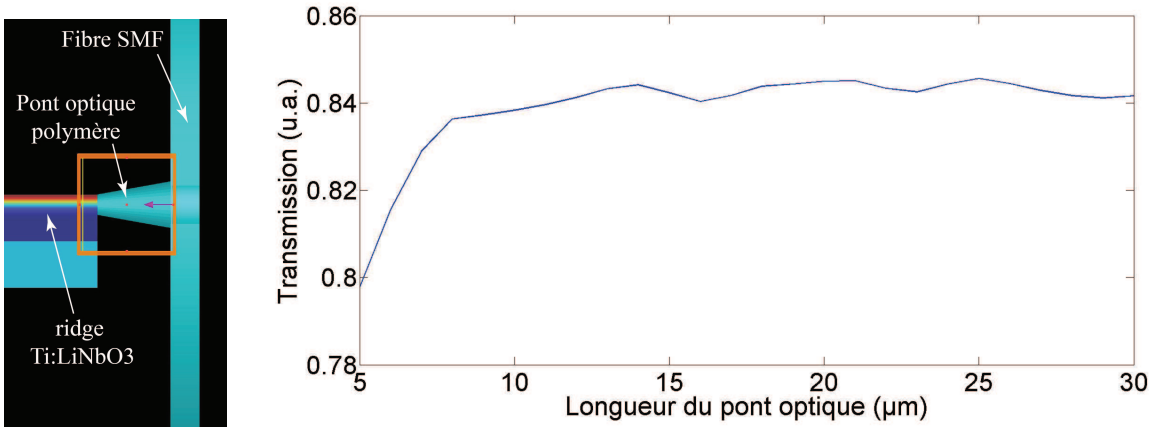
2.3.3 Ponts optiques polymères

Cette méthode consiste à relier deux milieux par un polymère liquide qui va se solidifier en présence de lumière. Cette méthode parait intéressante pour deux raisons :

– Les polymères ont généralement un indice d'environ 1.5, ce qui est proche de

l'indice d'une fibre SMF 28. De plus, la présence d'un indice supérieur à l'air à l'interface avec le niobate de lithium diminue les réflexions de Fresnel.
- La solidification du polymère (polymérisation) permet de fixer le guide ridge avec la fibre.

Etude numérique : La transmission est une nouvelle fois calculée par FDTD-3D entre une fibre SMF et un ridge de 5 µm. Un pont d'indice 1.5 et de forme conique tronquée est ajouté dans le modèle entre la fibre et le ridge, avec une base de 10 µm de diamètre côté fibre et de 5 µm côté ridge (Fig. 2.17(a)). La transmission est enfin mesurée pour une distance fibre-ridge variant de 5 à 30 µm par pas de 1 µm. Pour des distances supérieures à 10 µm, la transmission atteint plus de 83 % et reste entre 83 % et 84 % jusqu'à une distance de 30 µm (Fig. 2.17(b)).



(a) (b)

Figure 2.17 – (a) Représentation schématique d'un pont optique en polymère entre une fibre SMF et un ridge de 5 μm de large. (b) Transmission théorique entre une fibre SMF 28 et un ridge de 5 μm de large en fonction de la longueur du pont optique en polymère, calculée par FDTD-3D.

Technique de fabrication : La technique de fabrication est schématisée en figure 2.18. Un premier alignement fibre-guide est effectué à la longueur d'onde souhaitée (ici 1550 nm) avec une fibre clivée. La transmission maximale est recherchée en positionnant tout d'abord la fibre en entrée au plus proche du ridge, puis à environ 25 µm de la face d'entrée. La précision au micromètre de la distance fibre-ridge ne semble pas importante d'après l'étude numérique réalisée. La fibre en entrée du ridge est connectée à une source laser verte, nécessaire à la polymérisation. Une goutte de polymère est alors déposée sur la fibre à l'aide d'une seringue et délicatement déplacée vers l'espace

entre la fibre et le ridge (Fig. 2.18(a)). La source de lumière est enfin injectée au travers de la goutte en polymère pour solidification (Fig. 2.18(b)). La nature du polymère, les temps et puissances utilisés ne seront pas mentionnés. Un pont réalisé entre un ridge et une fibre est montré sur la figure 2.19(a).

Afin d'éviter le durcissement de la quantité de polymère non désirée (au fond des tranchées de part et d'autre du ridge), de l'isopropanol est déposé sur l'échantillon et la fibre. Le polymère qui n'a pas durci pendant l'exposition à la lumière verte est alors évacué (Fig. 2.18(c)).

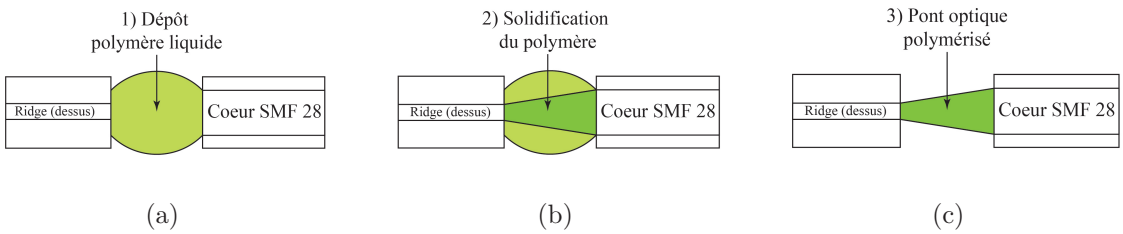
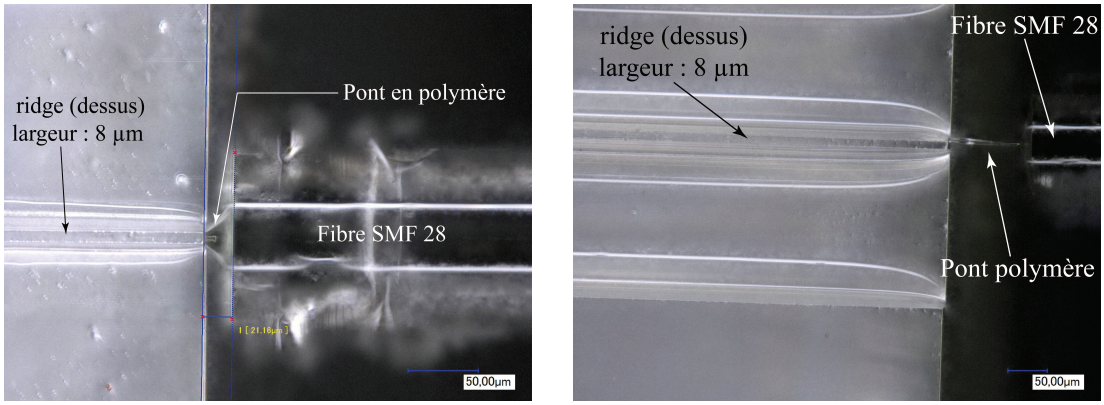


Figure 2.18 – Représentation schématique de la fabrication d'un pont optique en polymère entre un guide ridge et une fibre SMF 28. (a) Dépôt du polymère. (b) Polymérisation. (c) Nettoyage.

Résultats expérimentaux et discussion : Après solidification, une source accordable infrarouge est utilisée pour mesurer la transmission autour de 1550 nm. Dans la majorité des tests, la transmission à la sortie des guides ridges monomodes avec un pont optique en polymère était égale ou légèrement inférieure à la transmission mesurée à l'aide d'une fibre simplement clivée. Seulement deux tests ont montré une légère augmentation de la transmission en présence d'un pont optique sur des ridges larges de 5.5 et 7.5 µm. Pour ces deux ridges, la transmission a augmenté de 16 et 23 %.

Cette technique est loin d'être simple. Beaucoup d'expériences sur les ponts ont montré un désalignement de la fibre par rapport à l'échantillon, comme illustré sur la figure 2.19(b), ce qui cause de nombreuses pertes. Ce désalignement peut se produire lors du dépôt de la goutte entre la fibre et le ridge. Enfin, nous avons observé que la goutte de polymère a tendance à couler dans le fond de tranchée du guide ridge. Si l'isopropanol est censé enlever la quantité de polymère qui n'a pas été solidifié, il n'a pas été possible de nettoyer correctement les échantillons. Le polymère restant de part et d'autre du ridge contribue également à l'augmentation des pertes.



(a) (b)

Figure 2.19 – Images au microscope numérique de ponts optiques réalisés par polymérisation entre un guide et un ridge. (a) Bon alignement entre la fibre et le ridge. (b) Mauvais alignement entre la fibre et le ridge.

La difficulté de la technique de fabrication de pont optique en polymère ainsi que la difficulté d'améliorer le couplage entre la fibre et le ridge ne permettent donc pas d'envisager les ponts en polymère comme solution pour coupler la lumière dans des ridges HFF. Nous avons donc cherché une solution pour intégrer directement le coupleur dans le substrat et non en amont.

2.4 Le B-ridge : simplicité de couplage et faibles pertes

Nous avons pu voir la difficulté de connecter un ridge à haut facteur de forme avec des fibres monomodes clivées, des fibres lentillées ou des ponts optiques en polymère. Nous avons donc cherché une autre solution qui consiste à intégrer directement le coupleur dans la structure du ridge pour réaliser une zone de transition sur les ridges découpés à la scie circulaire de précision et diminuer les pertes de couplage avec une fibre standard.

2.4.1 Etat de l'art sur la fabrication de zone de transition

Pour éviter des pertes trop importantes entres deux guides d'ondes, des coupleurs de modes peuvent être intégrés entre les deux pour adapter les modes qui se propagent. Ces coupleurs consistent en un guide dont la section sera lentement modifiée pour réaliser une transition progressive entre les deux milieux. Dans le cas de notre

étude, le couplage doit se faire entre une fibre standard de type SMF 28 et un guide d'onde confiné en niobate de lithium. La figure 2.20, extrait de [80], illustre un exemple d'adaptation de modes entre une fibre SMF 28 et un ridge peu profond (appelé guide ruban (*rib* en anglais) par l'intermédiaire d'une zone de transition.

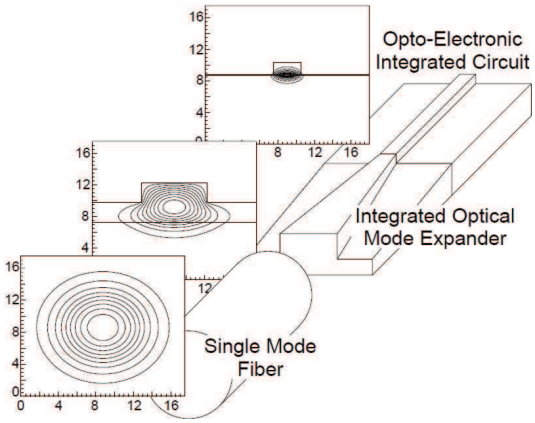


Figure 2.20 – (a) Représentation schématique de couplage entre une fibre monomode SMF et un guide rib de petite section. Extrait de [80].

Exemples de zones de transition ou de convertisseurs de modes : De nombreux exemples de transitions peuvent être trouvés dans la littérature pour les principaux matériaux utilisés en optique. Puisque nous travaillons sur des guides monomodes, nous nous intéressons aux coupleurs monomodes adiabatiques, qui conservent l'énergie guidée sur le mode fondamental. Nombreuses sont les configurations géométriques qui ont été étudiées, avec diminution progressive de la section du guide latéralement, verticalement ou de façon hybride (combinaison des deux).

Pour les guides (qu'ils soient enterrés ou de type ridge) fabriqués par des techniques classiques de salle blanche (photolithographie et dépôt), des zones de transition latérales peuvent facilement être intégrées à l'entrée des guides. Dai et al. montrent par exemple une transition latérale entre deux guides rib sur SOI gravé par ICP-RIE (Fig. 2.21(a)) [81]. La gravure de la transition se fait alors simultanément à la gravure du guide. Une efficacité de couplage supérieure à 90 % est obtenue entre deux guides larges de 2.7 et 2 µm, avec une longueur de transition de seulement 100 µm ou de 1.5 mm selon le mode recherché eà la sortie de la transition. Enfin, le ridge est entouré d'un substrat et d'un superstrat, ce qui facilite ensuite le maintien d'une fibre à l'entrée du guide (Fig. 2.21(b)).

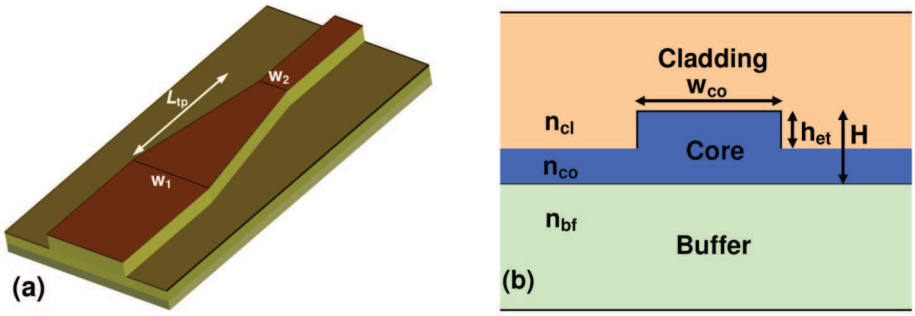


Figure 2.21 – (a) Schéma représentant une zone de transition entre deux guides rib de 2.7 et 2 μm. (b) Schéma de coupe d'un guide rib sur SOI encapsulé. Extrait de [81]

Une transition verticale peut être réalisée en modifiant l'épaisseur du guide. Jeong et al. proposent d'utiliser un masque pour graver verticalement un guide en silice préalablement déposé par PECVD sur un substrat silicium [82]. Les pertes de couplage avec une fibre SMF 28 sont alors inférieures à 0.4 dB pour une longueur de transition de 450 µm. Wang et Garmire montrent une autre sorte de transition verticale sur un guide d'onde $LiNbO_3$ réalisé par échange proton [83] : des coupleurs verticaux peuvent être obtenus en modifiant la distribution d'ions H^+ le long du guide. Pour cela, l'échantillon est plongé progressivement dans le bain d'acide phosphorique pour que la durée de l'échange protonique ne soit pas la même sur toute la zone de transition. Un couplage de 93 % est alors obtenu entre les deux extrémités de la zone de transition, pour une longueur de 5 mm.

La fabrication de ces transitions demande généralement plusieurs étapes de lithographies ou de procédés plus complexes (gravure ICP-RIE, dépôt par PECVD ...). Ces technologies paraissent incompatibles pour des ridges HFF usinés mécaniquement. De plus, un compromis doit encore une fois être trouvé entre la longueur de la zone de transition et son efficacité. Un coupleur avec une zone de transition trop brutale entraîne des pertes importantes, tandis qu'un coupleur avec une transition lente pourra augmenter de manière non négligeable la taille du système. Les transitions dont nous venons de parler ne sont donc pas envisagées pour coupler dans des guides ridges HFF.

2.4.2 Définition et intérêt du B-ridge

Le mode *chopper* de la scie circulaire de précision DISCO DAD 3350 permet de descendre la lame directement dans le matériau, contrairement aux découpes standards pour lesquelles la lame était descendue en amont de l'échantillon. Nous avons

utilisé ce mode de découpe pour réaliser des structures ridges avec zones de transition, comme illustré sur la figure 2.22, pour diminuer les pertes d'insertion. Cette nouvelle structure, que nous appellerons B-ridge, correspond à un ridge dont l'épaisseur est progressivement diminuée à ses extrémités.

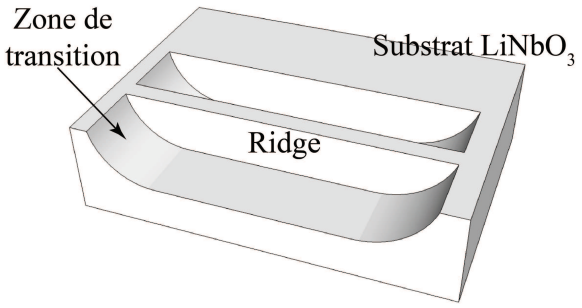
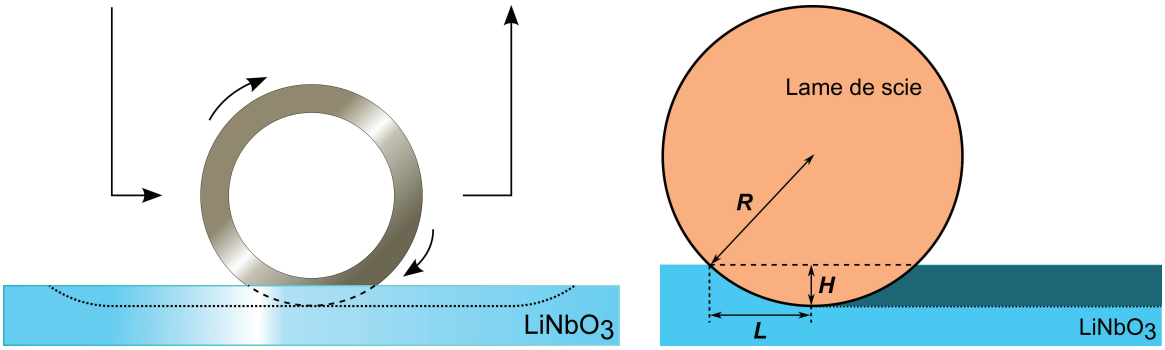


Figure 2.22 – Représentation schématique d'un ridge réalisé avec le mode *chopper* de la scie circulaire de précision optique.

L'intérêt de cette structure est multiple. La transition progressive permet au mode propagé de passer d'un confinement classique à l'entrée de la zone de transition à un confinement de type ridge. De plus, nous verrons que ces transitions ont l'avantage d'être réalisées en même temps que la découpe de ridge sans étape supplémentaire. Enfin, nous pouvons noter que la présence de matière aux extrémités du ridge rendent la structure beaucoup moins fragile qu'un ridge sans zone de transition.

2.4.3 Fabrication et contrôle des dimensions

Fabrication de B-ridges monomodes : Les étapes de dépôt et de diffusion du titane qui précèdent la découpe restent inchangées par rapport aux ridges débouchants que nous avons étudiés précédemment. Le principe de fabrication du B-ridge consiste alors à descendre la lame de la scie directement dans le matériau (en mode *chopper*) jusqu'à la profondeur désirée, d'avancer dans le matériau et de remonter la lame de telle sorte qu'elle n'atteigne pas l'autre extrémité de la puce (Fig. 2.23(a)). Cela forme une transition progressive entre l'entrée du ridge et sa partie la plus profonde, qui aura la forme de la lame, comme montré sur la figure 2.23(b). Afin d'éviter des contraintes trop brutales qui peuvent détériorer l'échantillon et la lame, la vitesse de descente de la lame dans l'échantillon est plus faible que la vitesse d'avance dans le matériau.
Les faces d'entrée et de sortie des B-ridges sont alors découpées et polies à l'extrémité des transitions pour pouvoir injecter la lumière dans le guide.



(a) (b)

Figure 2.23 – (a) Schéma représentant le chemin suivi par la lame dans le matériau en mode *chopper*. (b) Schéma d'illustration d'une zone de transition réalisée à la scie circulaire de précision.

Contrôle des dimensions : La réalisation de B-ridge et plus généralement l'usinage en mode *chopper* ajoute une précision sur la profondeur de descente de la lame. Lorsque la lame est descendue dans le matériau, cela forme un sillon en arc de cercle de longueur 2L à la surface (avec L la longueur d'une zone de transition, visualisée sur la figure 2.23(b)). En connaissant le rayon R de la lame et en mesurant la longueur usinée 2L, il est possible de déterminer la profondeur H grâce à la relation :

$$L = \sqrt{R^2 - (R - H)^2} \tag{2.4}$$

Pour minimiser les pertes dans la zone de transition, la pente de la transition doit être la plus lente possible. Nous avons donc utilisé les lames présentant un grand rayon (R = 28 mm) pour avoir le rayon de courbure le plus élevé possible. Cela implique des transitions ayant une longueur de l'ordre de 1.3 mm pour des ridges qui ont une profondeur de 30 µm. Cependant, le mode optique ne s'étend pas sur toute la profondeur du ridge : la zone de transition influencera donc le mode optique sur une distance plus courte que la totalité de la longueur de la transition. Nous cherchons à déterminer cette distance grâce à des caractérisations optiques.

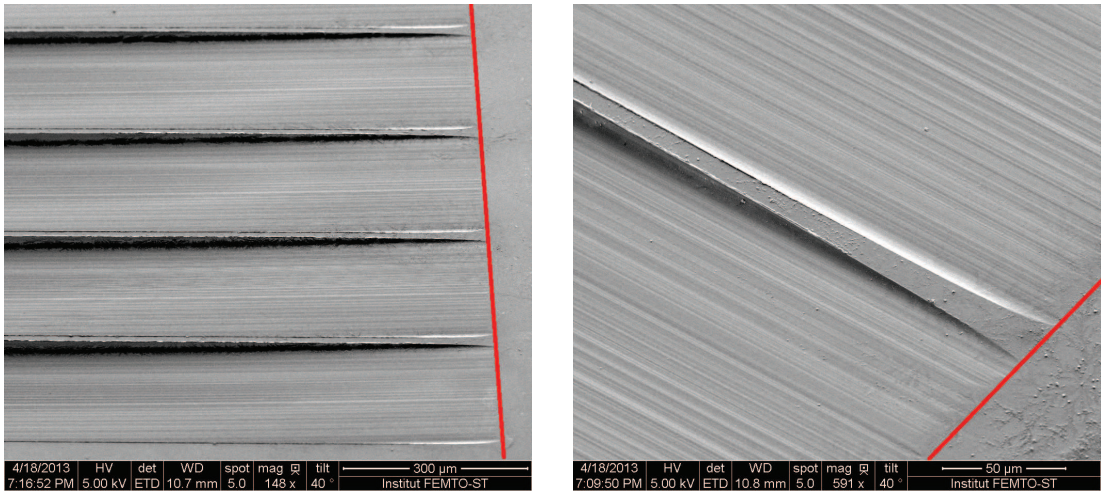
2.4.4 Caractérisation des B-ridges

2.4.4.1 Observation des B-ridges

Les B-ridges sont observés par microscopie électronique à balayage (MEB) avant la découpe des faces d'entrée et de sortie pour valider les géométries désirées. La figure 2.24(a) montre une succession de B-ridges de largeurs comprises entre 5 et 9 µm usinés sur du niobate de lithium. Le trait rouge représente l'extrémité de la zone de transition,

ainsi que l'extrémité de l'échantillon une fois les faces d'entrée et de sortie découpées. Cette image MEB confirme et valide le principe de transition lente de la profondeur du ridge et la possibilité d'aligner l'extrémité de plusieurs transitions.

Si nous regardons de plus près l'entrée de la zone de transition (Fig. 2.24(b)), nous observons une augmentation de la largeur de la face supérieure du B-ridge sur plusieurs dizaines de micromètres. Nous retrouvons ici le congé d'angle en fond de tranchée des ridges débouchants. Cet élargissement que nous n'avions pas pris en compte dans le cas des B-ridges est des plus intéressants puisqu'il permet de créer une zone de transition hybride en ajoutant une transition dans la dimension latérale.



(a) (b)

Figure 2.24 – Images MEB de B-ridges découpés à la scie avec le mode *chopper*. (a) Vue d'ensemble des transitions de ridges consécutifs. (b) Vue rapprochée d'une zone de transition. La ligne rouge représente l'extrémité de la zone de ridges.

2.4.4.2 Caractérisations optiques

La caractérisation optique nécessite la découpe des faces d'entrée et de sortie pour injecter à l'entrée de la zone de transition. Les mêmes montages expérimentaux que précédemment pour les ridges optiques sans transition sont utilisés pour visualiser les modes optiques transmis et déterminer les pertes de propagation.

Visualisation des modes : Cette première expérience a pour but de démontrer que le rôle d'élargissement du mode en présence d'une transition aux extrémités des ridges est rempli. Les modes de ridges de largeurs variant entre 4 et 12 µm, avec et sans transitions ont donc été comparés. La figure 2.25 montre les modes optiques aux sorties de

deux ridges de largeurs identiques (7 µm) pour les deux polarisations, l'un présentant une zone de transition (images de gauche), et l'autre étant débouchant (images de droite). Nous observons alors que le confinement latéral est diminué dans le cas du ridge avec transition et s'approche du confinement d'un guide standard $LiNbO_3$ et de celui d'une fibre standard SMF 28.

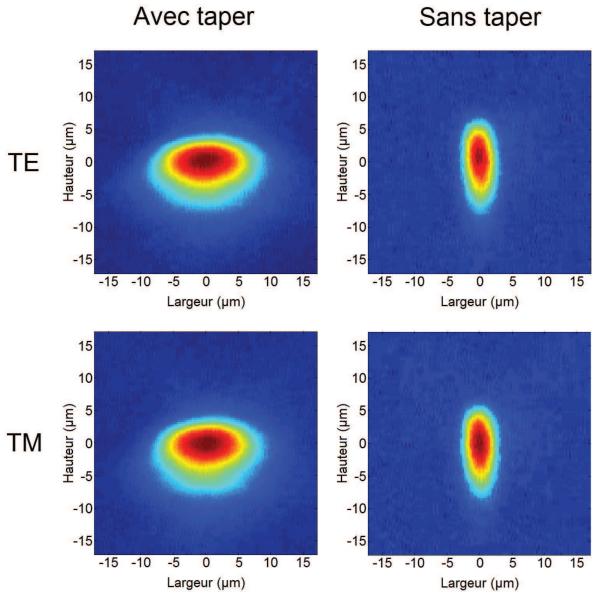


Figure 2.25 – Images des modes optiques obtenus en sortie de ridge avec ou sans transitions pour les polarisations TE et TM. Dimensions du ridge : 7 μm de large et 30 μm de profondeur.

Evaluation des pertes induites par la zone de transition : Deux types de pertes sont à prendre en compte dans la structure B-ridge. En plus des pertes de couplage, supposées améliorées en présence de la zone de transition, les pertes linéiques le long de la transition peuvent être affectées en fonction de ses dimensions.

Le montage expérimental que nous avons détaillé en §2.2.2 nous permet d'estimer les pertes de propagation. Le tableau 2.6 résume les pertes linéiques et les indices de groupe d'un ridge de 7 µm de large et de 30 µm de profondeur avec et sans transition. Les pertes de propagation sont peu perturbées par la présence de la transition. Des pertes de propagation de 0.01 dB/cm sont en effet mesurées pour les deux polarisations, ce qui correspond à de faibles pertes si on considère que la longueur de la transition est inférieure au millimètre (même si les incertitudes de mesure sont de 50 %). Une

légère hausse de l'indice de groupe est mesurable en présence de transitions, confirmant la modification du mode optique : l'indice effectif de part et d'autre du guide le long de la zone de transition est modifié par la présence partielle du niobate de lithium.

	ridge avec zone de transition		ridge sans zone de transition	
Polarisation	pertes linéiques (dB/cm)	Indice de groupe	pertes linéiques (dB/cm)	Indice de groupe
TE	0.15 ± 0.07	2.255	0.14 ± 0.07	2.244
TM	0.18 ± 0.09	2.254	0.23 ± 0.11	2.242

Tableau 2.6 – Tableau récapitulatif des pertes de propagation le long d'un ridge large de 7 μm avec et sans zone de transition réalisé à la scie circulaire de précision.

La mesure des pertes d'insertion nécessite la fixation de la fibre optique à l'échantillon ou l'ajout d'un liquide adaptateur d'indice entre la fibre et l'échantillon pour éviter les réflexions de Fresnel aux interfaces fibre/air et air/niobate aux deux extrémités de l'échantillon. Cette expérience n'a pas été réalisée. Cependant, l'intégrale de recouvrement entre le mode d'une fibre et les modes obtenus expérimentalement avec transitions confirme que les pertes de couplage attendues sont diminuées à 0.8 dB au lieu de 2.4 dB dans le cas d'une injection dans un ridge débouchant. Ce couplage avec 0.8 dB de pertes ne sera possible qu'avec un bon alignement de la fibre et de l'échantillon.

Si la section à l'entrée de l'échantillon est augmentée grâce à la configuration B-ridge, ce composant reste difficile à fibrer : seule la moitié de la fibre est en contact avec le substrat. Pour réaliser un composant fibré, il est nécessaire de réaliser en amont du ridge un guide standard sur une zone plane, afin d'y positionner une cale permettant le collage d'une fibre avec férule. Le principe de la structure est schématisé sur la figure 2.26. L'ajout de cette zone plane complique (en terme de nombre d'étape) la fabrication du B-ridge :

1. Réalisation de guides rubans standards par lithographie, dépôt de titane et lift-off
2. Découpe-polissage du B-ridge de part et d'autre du guide ruban : cette étape nécessite donc un très bon alignement entre la lame et le bord du guide ruban
3. Diffusion du titane
4. Ajout d'une cale pour fibrage

Conclusion sur la structure B-ridge : Nous avons pu réaliser et caractériser des guides de type B-ridge présentant des zones de transition optique à leurs extrémités en utilisant une technique simple de découpe-polissage. Un gain de 1.6 dB au niveau des pertes d'insertion est possible par rapport à un ridge débouchant et permet d'envisager la mise en boîtier de ces structures.

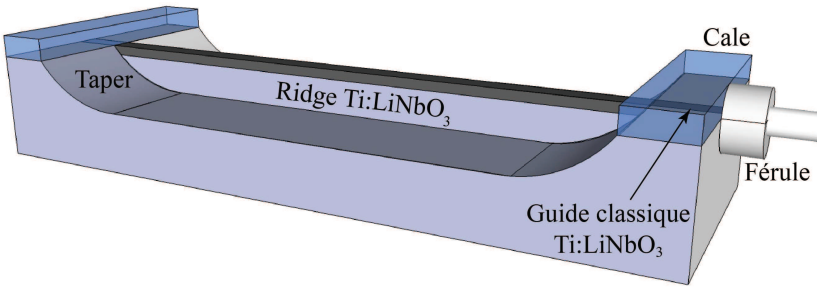


Figure 2.26 – Représentation schématique d'un composant fibré avec guide standard suivi d'un B-ridge.

2.5 Conclusion

Ce chapitre confirme l'intérêt d'utiliser la technique de découpe-polissage pour réaliser des guides ridges en niobate de lithium. Tout d'abord, cette technique permet de manière reproductible la réalisation de guides ridges de quelques microns de larges, monomodes, et à pertes de propagation inférieures à 0.5 dB/cm pour les deux polarisations. L'étude du couplage entre une fibre standard et un guide ridge a permis le développement d'une technique simple de découpe de zones de transitions simultanément à la découpe à la scie des ridges optiques. La méthode de réalisation de ces transitions et leurs faibles pertes d'insertion ont fait l'objet d'un dépôt de brevet [84].

Les résultats obtenus par découpe à la scie permettent d'envisager de nombreuses perspectives. Si les facteurs de forme aussi hauts que 500, montrés en début de chapitre, sont fragiles et ne semblent pas appropriés pour les structures que nous souhaitons réaliser, nous pouvons tout de même y voir une solution pour la réalisation de couches minces découpées à la scie.
De plus, la découpe de barreaux à hauts facteurs de forme intéressent grandement les acousticiens. Dans le cadre du projet ANR CHARADES, des ondes acoustiques de surface sont propagées le long de barreaux à hauts facteurs de forme réalisés sur niobate de lithium et autres matériaux par découpe à la scie. La possibilité de faire propager ondes optiques et acoustiques sur une même structure ridge ouvre la voie à de nouveaux dispositifs acousto-optiques.
Enfin, la méthode de découpe de ridges peut, elle aussi, être améliorée. Des fabrications d'entretoises épaisses de quelques micromètres sont en cours pour réaliser un ou plusieurs ridges en une seule passe afin de rendre cette méthode de découpe plus collective.

Nous rappelons pour terminer ce chapitre notre volonté de réaliser des structures résonantes ultra-compactes intégrées sur ridge en niobate de lithium. Nous venons de

détailler la fabrication de guides ridges confinés à faibles pertes d'insertion. Le prochain chapitre traitera de la gravure et de la caractérisation de cristaux photoniques sur ces guides ridges, qui serviront de brique de base pour la conception de structures résonantes.

CHAPITRE 3

Cristaux photoniques à haut facteur de forme sur ridges découpés à la scie pour la réalisation de réflecteurs ultra-compacts

Le chapitre précédent nous a permis de voir comment fabriquer des guides ridges à haut facteur de forme (HFF) et de trouver des solutions pour coupler ces guides avec des fibres standards. Notre intention est d'ajouter sur ces guides un résonateur ultra-compact et nous avons pour cela choisi d'utiliser les propriétés des cristaux photoniques dans le but de réaliser des miroirs fortement réfléchissants et peu encombrants. L'association de deux réflecteurs créera alors une résonance de type Fabry-Perot. Nous reviendrons sur ces résonances dans le chapitre suivant.

Nous cherchons dans ce chapitre à déverrouiller les défis technologiques pour fabriquer des cristaux photoniques à haut facteur de forme en niobate de lithium. Nous avons en effet vu que les ridges à haut facteur de forme diffusés titane possèdent un plus fort confinement latéral que vertical. Les cristaux photoniques doivent donc atteindre des profondeurs de 5 µm ou plus pour que l'interaction avec le mode soit complète afin d'obtenir des réflexions supérieures à 90 %.

Après un bref état de l'art sur les réflecteurs en niobate de lithium, nous montrerons dans ce chapitre la fabrication ainsi que la caractérisation de réflecteurs à haut facteur de forme sur des structures ridges découpées à la scie circulaire de précision. La première structure étudiée sera le cristal photonique à une dimension, plus couramment appelé réseau/miroir de Bragg (noté RB par la suite). Les résultats technologiques et expérimentaux de cette première étude nous amèneront à la fabrication et à la caractérisation de cristaux photoniques à haut facteur de forme périodiques dans 2

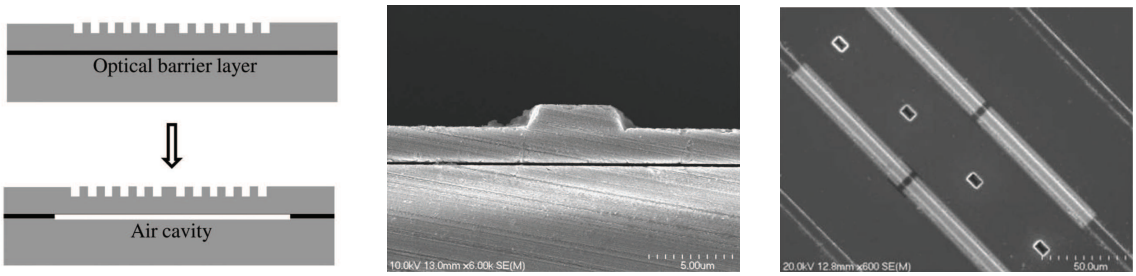
directions.

3.1 Réseaux de Bragg à haut facteur de forme

3.1.1 Intérêt de la structure et état de l'art

Les réflecteurs à base de réseau de Bragg sont couramment utilisés et nous avons déjà évoqué leur fabrication dans le premier chapitre (§ 1.2.2.2). Plusieurs miroirs de Bragg sur niobate de lithium atteignent des coefficients de réflexion supérieurs à 90 % [41, 42]. Par contre, les méthodes requises pour leur fabrication ne modifient que légèrement l'indice de réfraction. Cette faible variation doit être compensée par des longueurs d'interaction de l'ordre du millimètre.

Récemment, Zhou et al. ont développé une technique pour augmenter le confinement dans un miroir de Bragg inscrit par photoréfraction sur un guide ridge $LiNbO_3$ [85], et donc réduire les distances d'interaction à quelques centaines de micromètres. Pour cela, une couche sacrificielle est réalisée à quelques micromètres de profondeur par implantation ionique. Les guides ridges sont fabriqués par gravure sèche et le réseau de Bragg par photoréfraction (méthode détaillée : § 1.2.2.2). Des zones entourant le guide sont alors gravées par FIB pour atteindre la couche implantée et la détruire par gravure humide. Le coefficient de réflexion atteint 50 % pour un réseau de Bragg de 175 µm de long avec une période de 352 nm. Ce coefficient de réflexion est le plus grand reporté dans la littérature pour une longueur de réseau inférieure à 200 µm. En revanche, les procédés mis en œuvre regroupent implantation ionique, gravure sèche, photolithographie, gravure humide et enfin gravure par FIB : le procédé de fabrication gagnerait à être simplifié.



(a) (b) (c)

Figure 3.1 – (a) Représentation schématique de la structure fabriquée par Zhou et al. (b) Image MEB de la face d'entrée du ridge suspendu. (c) Image MEB des cavités Fabry-Perot constituées de deux RB de 175 μm chacun. Extraits de [85].

Réseaux de Bragg à fort contraste d'indice : Afin de réduire drastiquement la longueur des réseaux de Bragg, le contraste d'indice entre les deux milieux constituant une période doit être augmenté. Pour augmenter ce contraste, le matériau est directement gravé périodiquement. Plusieurs méthodes de gravures sont envisageables : gravure sèche, gravure humide et gravure par faisceau d'ion focalisé (FIB). Cette étude a débuté au département d'Optique de FEMTO-ST en 2006 sur des guides d'onde standards $LiNbO_3$ diffusés titane. La gravure FIB est la méthode qui permet de graver le plus profondément des motifs de dimensions sub-micrométriques avec des rugosités inférieures à celles obtenues par gravures sèches ou humides :
- Pour des réseaux d'ordre 1 avec une période de 362 nm et un rapport cyclique de 0.5, la profondeur obtenue par FIB est de seulement 1 µm. Le facteur de forme d'un réseau de Bragg gravé sur un guide classique, illustré sur la figure 3.2, est limité en raison du redépôt de niobate de lithium amorphe pendant la gravure. Pour obtenir 95% de réflexion avec un RB gravé sur un micromètre de profondeur dans un guide classique réalisé par diffusion titane ou par échange proton dans du niobate de lithium, ce réseau doit faire 1480 périodes, soit une longueur totale de 300 µm [1]. Cette longueur de réseau nécessite des durées de gravure supérieures à une journée.

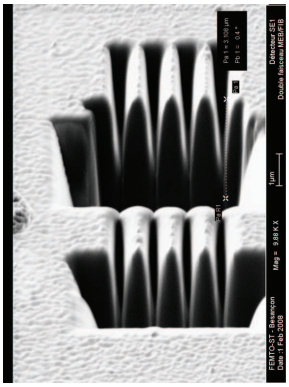
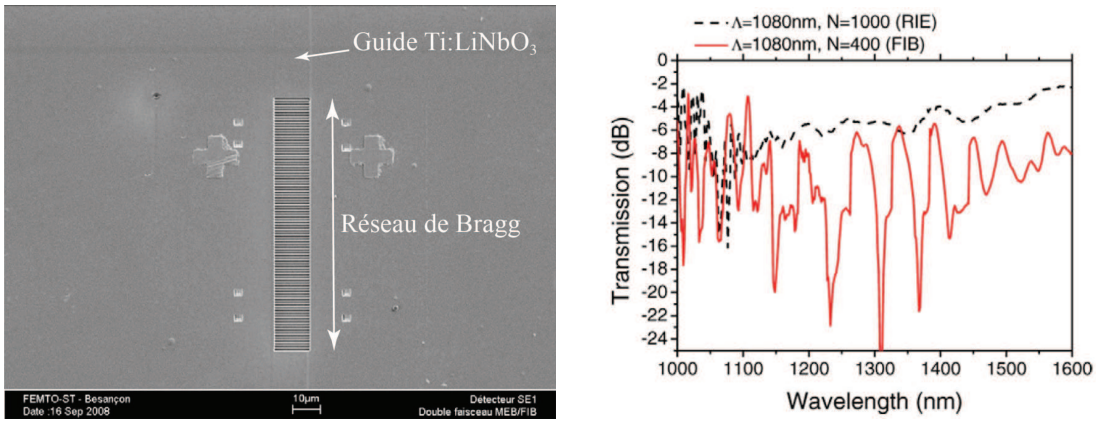


Figure 3.2 – Image MEB d'un réseau de Bragg gravé par FIB sur un substrat de niobate de lithium. Un sillon est gravé perpendiculairement aux lames du réseau de Bragg pour évaluer la forme et la profondeur du RB.

- Les facteurs de forme ainsi que la verticalité des motifs des cristaux photoniques doivent donc être améliorés pour obtenir des structures plus compactes tout en gardant un fort coefficient de réflexion. Afin d'augmenter la profondeur des cristaux photoniques, une étude à l'ordre 3 (période de 1086 nm) et à l'ordre 5 (période de 1808 nm) ont été réalisées. La réponse en transmission d'un RB de période 1086 nm avec

1. Résultats non publiés obtenus à FEMTO-ST dans le cadre de la thèse de Jean Dahdah [86]

un rapport cyclique de 0.5 a été étudiée [87] (voir image MEB du réseau à l'ordre 3 en figure 3.4(a)). Le réseau présente 300 périodes, et entre 1500 et 1600nm, deux extinctions de 3 dB sont visibles, correspondant à 50% de réflexion (Fig. 3.4(b)). Des tests sur des réseaux à l'ordre 5 n'ont pas permis d'améliorer les coefficients de réflexion. Enfin, plus de 15h sont nécessaires pour graver un réseau de Bragg de 300 périodes au FIB. Cette approche reste donc peu envisageable pour la fabrication massive.



(a) (b)

Figure 3.3 – (a) Image MEB d'un réseau de Bragg de 100 périodes gravé par FIB. (b) Spectre expérimental de la transmission au travers de réseaux de Bragg gravés sur des guides Ti :$LiNbO_3$. Extraits de [87].

Premiers tests sur guides ridges : Pour améliorer la verticalité dans la profondeur des lames des réseaux de Bragg et optimiser l'interaction entre le mode guidé et le RB, des tests sur ridges HFF découpés à la scie circulaire de précision ont été réalisés. La première idée est de graver un réseau de Bragg depuis la surface supérieure du ridge. La présence d'air de part et d'autre du ridge permet d'espérer une meilleure évacuation de la matière gravée et donc une réduction du redépôt de matière dans le cristal photonique. Néanmoins, les lames du réseau présentent une forme trapézoïdale à cause du redépôt de niobate de lithium amorphe pendant la gravure : la configuration ridge n'améliore donc pas l'évacuation de la matière par rapport à un guide standard. L'image MEB présentée en figure 3.4(a) montre en effet un angle de 8° entre deux lames successives dans la profondeur du réseau de Bragg. La figure 3.4(b) représente la distribution du champ électrique calculé par FDTD-2D dans un réseau de Bragg avec un angle de 8° dans sa profondeur. Cette conicité entraîne une déviation du faisceau incident dans la profondeur du ridge. Ainsi, les pertes optiques sont très importantes dans le cristal photonique (5 dB estimés numériquement pour le réseau de la figure 3.4). Les chutes de transmission observées au travers du cristal photonique ne sont

donc pas forcément révélatrices d'un comportement réflecteur : elles peuvent aussi être liées à des pertes rayonnées dans le substrat.

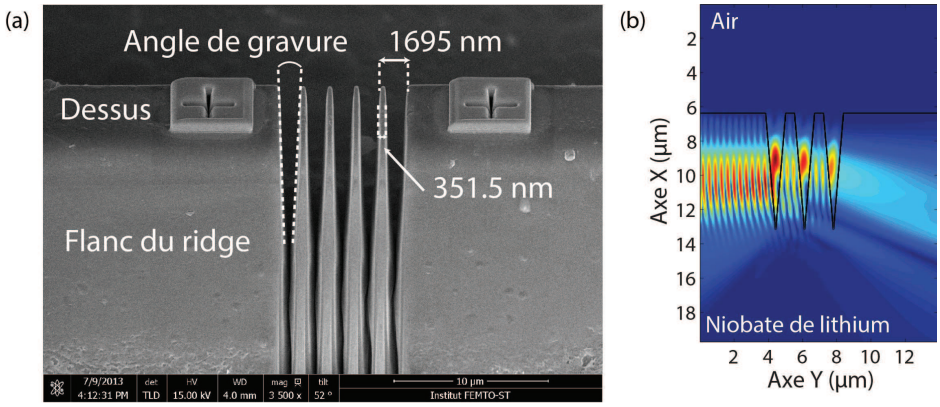


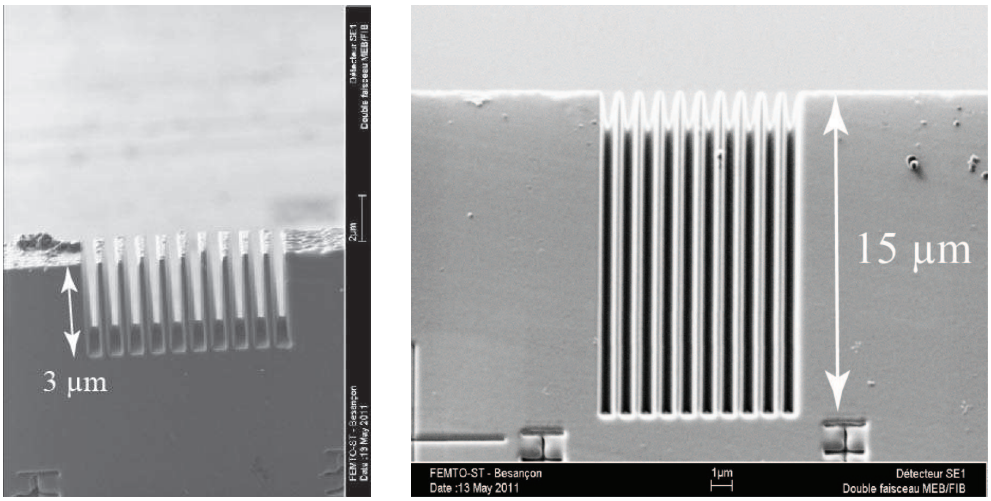
Figure 3.4 – (a) Image MEB d'un réseau de Bragg gravé par FIB depuis la face supérieure d'un guide ridge HFF. (b) Comportement numérique du champ électrique E_x dans le réseau de Bragg, calculé par FDTD 2D. La simulation représente une coupe parallèle à la direction de propagation du ridge.

3.1.2 Méthode de fabrication des réseaux à haut facteur de forme :

En tiltant l'échantillon de 90° dans l'équipement du FIB, il est alors possible de graver le motif le long du flanc du ridge et ainsi graver des réseaux de Bragg à haut facteur de forme. La figure 3.5 montre ainsi des réseaux de 15 µm de profondeur pour une largeur de 1 µm : ce sont les plus grands facteurs de forme reportés dans le niobate de lithium pour des motifs microniques. Les premiers RB gravés de cette manière ont été fabriqués avec le FIB Orsay Physics LEO FIB4400 [87]. Au cours de cette thèse, ce dernier a été remplacé par le FIB FEI-Helios 600i [2]. Avec cette méthode de fabrication, nous réussissons à graver des réseaux de Bragg sur toute la largeur des ridges que nous avons testés (largeur inférieure à 7 µm) : la matière est donc évacuée à "l'arrière" du ridge, ce qui diminue significativement les angles entre deux lames gravées. Un deuxième avantage de cette technique est de pouvoir graver aussi profondément que

2. La réalisation des structures a évolué au cours de cette thèse de part l'acquisition d'un nouveau FIB (FEI-helios 600i) : meilleure résolution, ré-alignement automatique, dépôt de platine pour les croix d'alignement et meilleure stabilité. Concernant la gravure des RB à haut facteur de forme, ce changement nous a permis d'observer une diminution de l'angle entre deux lames successives d'un RB à haut facteur de forme. Nous reviendrons sur l'importance de cet angle dans la partie § 3.1.5

désiré, la limite étant la base du ridge (Fig. 3.5(b)).



(a) (b)

Figure 3.5 – (a) Image MEB d'un réseau de Bragg de 100 périodes gravé par FIB (b) Transformée de Fourier de la densité spectrale associée. Extraits de [87].

3.1.3 Simulations numériques

La fabrication de réseaux de Bragg à haut facteur de forme et à fort contraste d'indice étant démontrée, nous recherchons maintenant les paramètres théoriques pour avoir un coefficient de réflexion maximal à 1550 nm. L'équation 3.1 est normalement utilisée pour déterminer la longueur d'onde de la réflexion maximale λ_{Bragg}.

$$2n_{eff}\Lambda = m\lambda_{Bragg} \tag{3.1}$$

avec n_{eff} l'indice effectif du réseau de Bragg, m l'ordre du réseau, et Λ sa période. Cette équation n'est cependant valable que lorsque la variation d'indice dans le réseau est faible. Nous sommes ici confrontés à une variation d'indice beaucoup plus élevée puisque la période de nos réseaux de Bragg gravés par FIB est une succession d'air et de niobate de lithium. Nous utilisons donc la méthode de la matrice de transfert [3] pour trouver la bande interdite photonique de nos réseaux de Bragg à fort contraste d'indice. Pour ces premiers calculs, les différents milieux traversés par le faisceau incident sont des couches d'épaisseurs finies et de longueurs et largeurs infinies.

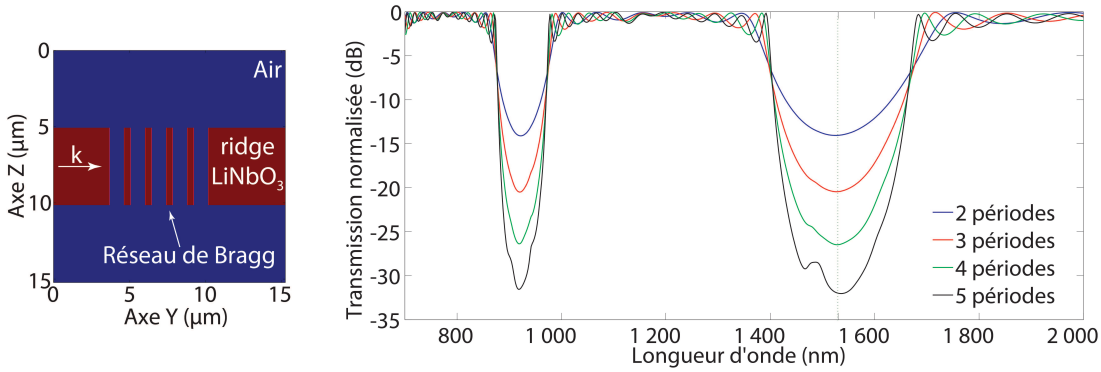
3. La méthode de la matrice de transfert permet de calculer la transmission et la réflexion dans des systèmes multicouches en considérant les conditions de continuité du champ électromagnétique aux interfaces de chaque milieu [88].

Choix de la période : Pour fabriquer un réseau de Bragg ultra-compact, nous cherchons à réaliser la période la plus petite possible, c'est pourquoi un réseau du premier ordre sera privilégié. Néanmoins, un réseau d'ordre 1 impose des motifs de l'ordre de 300 nm : ces motifs sont si petits que dans ce cas le faisceau du FIB ne traverse pas l'épaisseur du ridge. Nous obtenons alors un réseau avec un angle important et qui n'est pas inscrit sur toute la largeur.

Les ordres supérieurs sont faciles à graver mais aussi plus sensibles aux fluctuations du rapport cyclique. Nous trouvons un compromis avec les paramètres suivants : période $\Lambda = 1690$ nm avec un rapport cyclique de 31.25 % (528 nm d'air et 1162 nm de niobate de lithium). La réflexion maximale est attendue à λ_{TE} =1550 et λ_{TM} =1575 nm pour les polarisations TE et TM respectivement.

Choix du nombre de périodes : Grâce au fort contraste d'indice dans le cristal photonique, le nombre de périodes peut être réduit. Nous cherchons donc à déterminer le nombre minimal de périodes à graver tout en gardant un coefficient de réflexion supérieur à 99 % (20 dB), pour être à l'état de l'art du taux d'extinction de la plupart des modulateurs électro-optiques commercialisés. Nous calculons pour cela le coefficient de réflexion dans des réseaux de Bragg avec un nombre différent de périodes pour les polarisations TE et TM. Puisque nous travaillons sur des guides ridges de largeur finie, il est important d'affiner les simulations numériques. Pour cela, nous calculons numériquement la transmission au travers du RB par FDTD (Fig. 3.6(a)). En raison de la profondeur et de la verticalité des lames du réseau de Bragg, l'interaction entre le guide et le cristal photonique est complète. C'est pourquoi nous utiliserons des modèles en 2 dimensions (FDTD-2D) pour nos simulations numériques.
La figure 3.6(b) représente la transmission en fonction de la longueur d'onde pour un nombre de périodes variant de 2 à 5 pour la polarisation TE. Pour N périodes, il y a N lames de niobate de lithium et N+1 lames d'air. Les simulations sont réalisées sur un guide ridge entouré d'air, et pour les paramètres de réseau que nous avons déterminés précédemment.

Nous regardons l'évolution de l'extinction maximale dans la bande interdite photonique (BIP) en fonction du nombre de périodes pour la polarisation TE. La fabrication de 2 périodes seulement conduit à une réflexion de 14 dB (96 %) à 1524 nm. Lorsque des périodes supplémentaires sont ajoutées, la réflexion augmente et les bords de la bande interdite deviennent de plus en plus verticaux. Nous pouvons noter que la position spectrale de l'extinction maximale varie en fonction du nombre de périodes : en effet, pour deux périodes, l'extinction maximale a lieu à 1524 nm, tandis que pour 5 périodes, cette dernière se situe à 1534 nm.
Pour la polarisation TM, l'évolution de l'extinction est similaire, mise à part que la position spectrale de l'extinction maximale se déplace vers le bleu lorsque le nombre de



(a) (b)

Figure 3.6 – (a) Représentation schématique du modèle utilisé pour simuler la propagation d'une onde EM dans un RB de 4 périodes sur un guide ridge (b) Evolution numérique de la transmission au travers d'un réseau de Bragg de période 1690 nm avec un rapport cyclique de 31.25 % sur un guide ridge en fonction du nombre de périodes pour la polarisation TE. La ligne pointillée représente l'extinction maximale. Simulations réalisées par FDTD-2D.

période augmente. Les coefficients de réflexions sont résumés dans le tableau 3.1 pour les deux polarisations.

	Polarisation TE		Polarisation TM	
Nombre de périodes	λ (nm)	R (%)	λ (nm)	R (%)
2	1524	96.06	1524	95.24
3	1526	99.10	1518	98.54
4	1528	99.77	1512	99.36
5	1534	99.94	1480	99.67

Tableau 3.1 – Réflexion maximale calculée par FDTD-2D au travers de réseaux de Bragg de période 1690 nm sur un guide ridge large de 5μm, en fonction du nombre de périodes et de la polarisation.

En résumé, une réflexion théorique supérieure à 99 % sera possible pour un réseau de Bragg comportant seulement 4 périodes (soit 5 lames d'air). Nous choisirons donc cette configuration pour le réseau de Bragg à fabriquer et à caractériser optiquement.

3.1.4 Caractérisation d'un réseau de Bragg à haut facteur de forme ultra-court

Nous avons jusqu'à maintenant montré comment fabriquer un réseau de Bragg à haut facteur de forme et recherché les paramètres théoriques qui nous intéressaient. Nous détaillons dans cette partie la fabrication d'un réseau sur un guide ridge diffusé titane et sa caractérisation optique dans le but de calculer le coefficient de réflexion du RB.

Réalisation d'un ridge par découpe-polissage : Le ridge a une longueur de 7.8 mm, une largeur de 5.2 µm et une profondeur de 48 µm. Les caractérisations optiques (mesures de transmission et de réflexion) se font en utilisant les montages expérimentaux détaillés dans le chapitre 2. Les différentes propriétés du guide sont résumées dans le tableau 3.2.

	Polarisation TE	Polarisation TM
Pertes linéiques (dB/cm)	1.4 ± 0.1	3.3 ± 0.2
Coefficient de réflexion (%)	31.6 ± 0.1	33.8 ± 0.1
Indice de groupe	2.19	2.27

Tableau 3.2 – Tableau récapitulatif des propriétés du guide ridge de 7.8 mm de longueur utilisé pour la gravure du réseau de Bragg.

Fabrication et caractérisation du réseau de Bragg : Un réseau de Bragg de 4 périodes (soit 5 lames d'air) est gravé en moins de 2h depuis l'un des côtés du ridge sur 5 µm de profondeur avec un courant de 230pA, un champ d'écriture de 50 µm, un dwell time de 0.1 ms et un step size de 10 nm. La figure 3.7 montre une vue de dessus du réseau de Bragg fabriqué sur le guide ridge HFF. Ce réseau de Bragg a une longueur totale de 8 µm, pour une période de 1690 nm avec un rapport cyclique de 33.25%.

Après gravure du cristal photonique, les transmissions et réflexions pour les deux polarisations sur la bande C sont une nouvelle fois mesurées. Le spectre de la réflexion pour la polarisation TM est présenté sur la figure 3.8(a). L'intervalle spectrale libre (ISL) mesuré correspond à une cavité d'une longueur de 2.07 mm, ce qui concorde avec la distance entre l'entrée du ridge et le cristal photonique.

L'exploitation des densités spectrales ne nous permet pas à première vue d'observer de bande interdite. Il est donc intéressant de calculer les coefficients de réflexion du réseau de Bragg autour de 1550 nm. Pour ce faire, nous effectuons la transformée de Fourier des densités spectrales transmises et réfléchies.

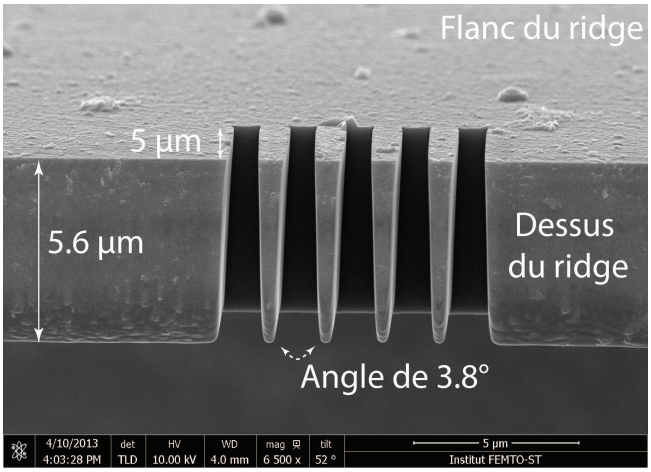


Figure 3.7 – Image MEB d'un RB de 4 périodes gravé par FIB depuis le flanc d'un guide ridge. La vue est tiltée de 14° par rapport à la face supérieure du ridge.

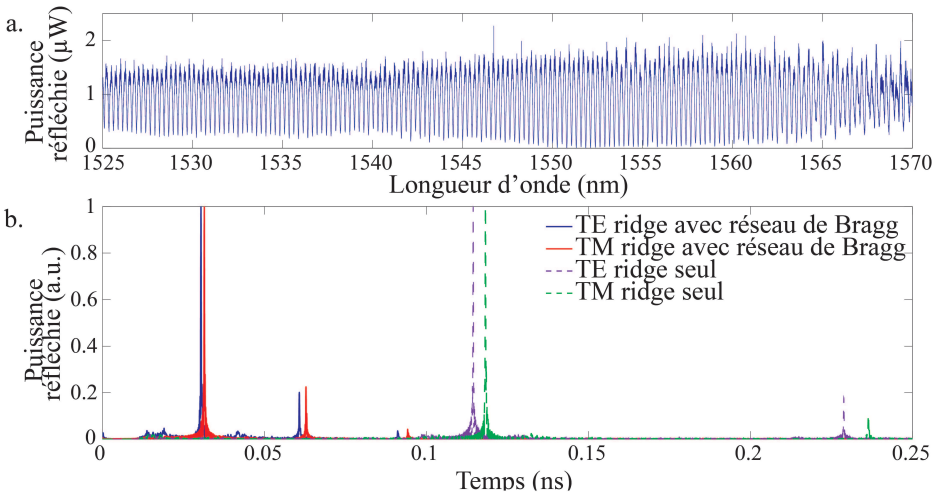


Figure 3.8 – (a) Densité spectrale de la réflexion mesurée à l'entrée d'un guide ridge avec un RB de 4 périodes pour la polarisation TM. (b) Transformées de Fourier associées aux densités spectrales expérimentales transmises et réfléchies au travers du guide ridge avec et sans réseau de Bragg pour les polarisations TE et TM. Cela correspond à l'autocorrélation de la réponse impulsionnelle de la lumière guidée dans la structure.

Autocorrélation des densités spectrales : La figure 3.8(b) montre les TF des spectres en réflexion dans le ridge pour les deux polarisations, avec et sans réseau de

Bragg. Sans réseau de Bragg, nous pouvons observer des pics de réflexion à $t_{1TE} = 0.1144\ ns$ et $t_{1TM} = 0.1182\ ns$, correspondant à un premier aller-retour de la lumière dans le ridge, puis à $t_{2TE} = 0.2288\ ns$ et $t_{2TM} = 0.2364\ ns$, correspondant à un deuxième aller-retour de la lumière. Après gravure du réseau de Bragg, ces pics ne sont plus présents. A la place, nous pouvons observer 3 pics pour chaque polarisation qui correspondent à trois allers-retours de la lumière dans la cavité formée par l'entrée du guide et le réseau de Bragg. Le tableau 3.3 récapitule la position temporelle ainsi que l'amplitude de ces pics.

	Polarisation TE		Polarisation TM	
pic	position temporelle (ps)	amplitude (u.a.)	position temporelle (ps)	amplitude (u.a.)
1	30.39	1	31.41	1
2	60.75	0.201	62.81	0.221
3	91.12	0.040	94.20	0.044

Tableau 3.3 – Tableau récapitulatif des positions temporelles et des amplitudes des pics de réflexion de la TF de la densité spectrale de la réflexion dans le guide ridge de 7.8 mm de long, avec un RB positionné à 2.01 mm de l'entrée du guide.

Nous calculons le coefficient de réflexion du réseau de Bragg pour les polarisations TE et TM sur la bande C. Pour cela, nous considérons la structure comme une cavité Fabry-Perot, comme illustré sur la figure 3.9.

La densité spectrale d'énergie réfléchie est indiquée en figure 3.8(a), et sa transformée de Fourier est indiquée en figure 3.8(b). En réflexion, nous pouvons considérer que la cavité optique qui prédomine est celle formée entre l'entrée du guide et le réseau de Bragg. Cela est confirmé par les courbes bleues et rouges de la figure 3.8(b), où les trois pics visibles sont ceux qui correspondent à des durées d'allers-retours entre l'entrée et le réseau, sur une longueur de cavité $L_1 = 2.01$mm. Le champ électrique réfléchi à l'entrée du guide ridge peut être écrit comme suit (Eq. 3.2) :

$$\begin{aligned} E_R = r_{12} + t_{12}^2 \cdot r_{23} \cdot e^{-\alpha L_1} \cdot e^{2i\beta L_1} + t_{12}^2 \cdot r_{23}^2 r_{12} \cdot e^{-2\alpha L_1} \cdot e^{4i\beta L_1} \\ + t_{12}^2 \cdot r_{23}^3 r_{12}^2 \cdot e^{-3\alpha L_1} \cdot e^{6i\beta L_1} + ... \end{aligned} \tag{3.2}$$

Avec t_{12} et r_{12} les coefficients de transmission et de réflexion en champ électrique à l'interface entre l'air et l'entrée du guide, t_{23} et r_{23} les coefficients de transmission et de réflexion à l'interface entre le guide et le cristal photonique, $\beta = \frac{2\pi n_{\text{eff}}}{\lambda}$ la constante de propagation de l'onde optique à la longueur d'onde λ, et α les pertes linéiques de propagation en intensité (exprimées en Np/m). Le rapport entre deux pics successifs est obtenu théoriquement en considérant les contributions en intensité aux différentes durées

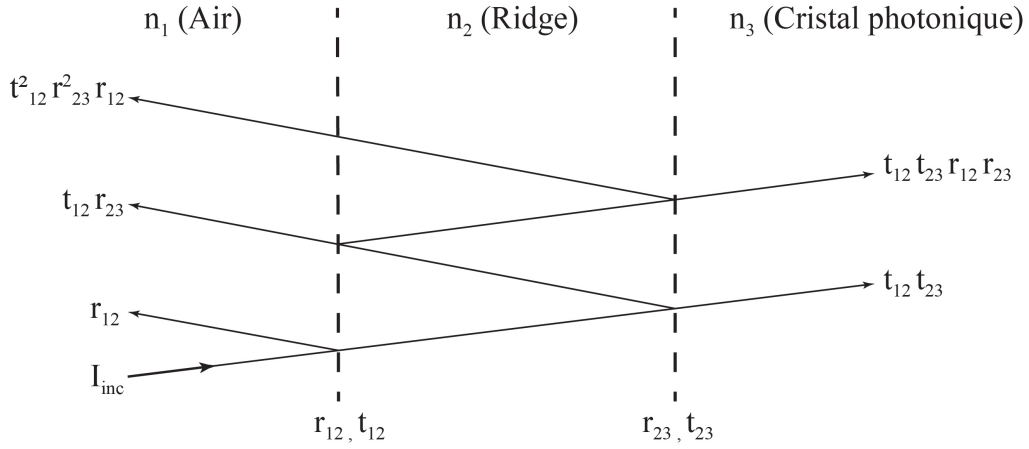


FIGURE 3.9 – Représentation schématique des allers-retours de la lumière dans une cavité Fabry-Perot. Les lignes en pointillés correspondent aux différents dioptres.

$t_1 = 2n_{eff}L_1/c$, $t_2 = 4n_{eff}L_1/c$, et $t_3 = 6n_{eff}L_1/c$, avec n_{eff} l'indice effectif de l'onde optique.

$$I_{R(t1)} = 2 \cdot t_{12}^2 \cdot r_{12} \cdot r_{23} \cdot e^{-\alpha L_1} \left(1 + \frac{t_{12}^2 \cdot r_{23}^2 \cdot e^{-2\alpha L_1}}{1 - r_{12}^2 \cdot r_{23}^2 \cdot e^{-2\alpha L_1}}\right) \tag{3.3a}$$

$$I_{R(t2)} = 2 \cdot t_{12}^2 \cdot r_{12}^2 \cdot r_{23}^2 \cdot e^{-2\alpha L_1} \left(1 + \frac{t_{12}^2 \cdot r_{23}^2 \cdot e^{-2\alpha L_1}}{1 - r_{12}^2 \cdot r_{23}^2 \cdot e^{-2\alpha L_1}}\right) \tag{3.3b}$$

$$I_{R(t3)} = 2 \cdot t_{12}^2 \cdot r_{12}^3 \cdot r_{23}^3 \cdot e^{-3\alpha L_1} \left(1 + \frac{t_{12}^2 \cdot r_{23}^2 \cdot e^{-2\alpha L_1}}{1 - r_{12}^2 \cdot r_{23}^2 \cdot e^{-2\alpha L_1}}\right) \tag{3.3c}$$

Ainsi, le rapport d'amplitude entre deux pics successifs correspond à $\chi = r_{12} \cdot r_{23} \cdot e^{-\alpha \cdot L_1}$. Nous en déduisons les coefficients $r_{23TE} = 67.7 \pm 1.0$ % et $r_{23TM} = 72.4 \pm 1.0$ %. Nous déterminons alors le coefficient de réflexion du réseau de Bragg grâce à l'équation 3.4 :

$$R_{RB} = r_{23}^2 = \left(\frac{\chi}{r_{12} \cdot e^{-\alpha \cdot L_1}}\right)^2 \tag{3.4}$$

Nous évaluons par cette méthode des coefficients de réflexion de 45.8 ± 1.4 % pour la polarisation TE et 52.4 ± 1.4 % pour la polarisation TM. Nous atteignons ainsi le coefficient de réflexion obtenu par Zhou et al. [85] pour un réseau de Bragg 17 fois plus court. Cependant, nous attendions plus de 99 % de réflexion avec cette structure.

3.1.5 Discussion des résultats

Nous avons voulu expliquer la différence entre nos attentes numériques et les résultats expérimentaux. D'après les images MEB des réseaux de Bragg, un angle de 3.8° est présent dans la largeur du ridge entre deux lames consécutives dans le réseau de Bragg. Dans l'étude numérique que nous avions réalisée avant la fabrication des réseaux, nous avons considéré que les lames du réseau de Bragg étaient parfaitement parallèles les unes par rapport aux autres. Nous avons donc réalisé une étude numérique par FDTD-2D en prenant en compte cet effet d'angle. De plus, nous calculons cette fois-ci directement le coefficient de réflexion du réseau et non la transmission : en effet, dans notre étude numérique préliminaire (§ 3.1.3), nous avons considéré que le coefficient de réflexion était complémentaire au coefficient de transmission sans prendre en compte les pertes dans la structure. La figure 3.10 représente le signal réfléchi par un réseau de Bragg de 4 périodes (5 lames d'air) en fonction de l'angle présent entre deux lames consécutives (pour des angles variant entre 0° et 5°) pour la polarisation TM.

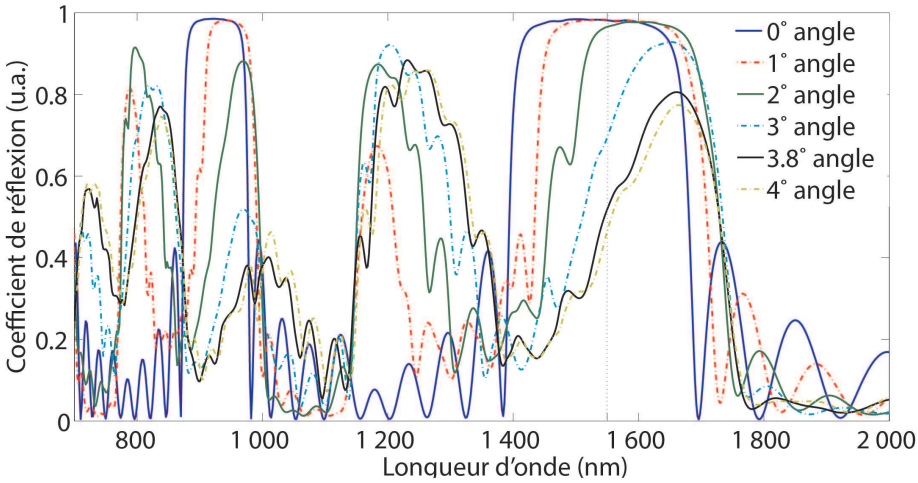


Figure 3.10 – Spectres de la réflexion en fonction de l'angle entre deux lames consécutives dans un réseau de Bragg de 4 périodes sur un guide ridge en niobate de lithium pour la polarisation TM.

Nous proposons d'analyser les résultats numériques de la polarisation TM. Le même raisonnement pourra être appliqué à la polarisation TE, dont les valeurs sont reportées dans le tableau 3.4. Lorsque le réseau de Bragg possède des angles de 1° ou 2°, la bande interdite est décalée vers le rouge par rapport à un RB avec des lames parallèles entre elles. Le coefficient de réflexion reste néanmoins très proche de la réflexion d'un réseau parfait (supérieur à 98 % pour des angles de 0° et 1°, et compris entre 97.5 % et 97.7 %

pour un angle de 2° en fonction de la polarisation).
Pour un angle de 3°, la réflexion reste supérieure à 90 %. Cependant, la pente du bord de la bande interdite du côté des plus basses longueurs d'ondes n'est plus verticale. Lorsque l'angle atteint 4°, le coefficient de réflexion maximale chute à 77 %. A 1550 nm, le coefficient de réflexion, qui était de 98.26 % pour un réseau de Bragg idéal, chute à 48.46 % pour des angles de 4° entre deux lames consécutives.
Dans le cas du réseau de Bragg fabriqué, l'angle entre deux lames de niobate est de 3.8°. Cela correspond à une réflexion de 51.85 % à 1550 nm. La réflexion maximale est de 80.55 % à 1650nm. Cela signifie qu'en modifiant les paramètres du réseau de Bragg de telle façon à tenir compte de cet angle de 3.8°, il est possible de décaler la bande interdite photonique pour obtenir une réflexion de 80.55 % à 1550 nm.

	Coefficient de réflexion à 1550 nm (%)				
Polarisation	0°	1°	2°	3°	4°
TE	98.2	98.2	96.8	65.9	47.5
TM	98.1	98.3	96.6	69.5	46.5

Tableau 3.4 – Evolution du coefficient de réflexion théorique au travers d'un réseau de Bragg de 4 périodes en fonction de l'angle de gravure entre deux lames consécutives du réseau à 1550 nm pour les deux polarisations TE et TM.

Pour comprendre la diminution du coefficient de réflexion, la distribution du champ électrique a été calculée par FDTD-2D pour des réseaux de Bragg avec un angle entre deux lames consécutives variant de 0° à 4°. L'évolution de la distribution du champ électrique E_z (polarisation TE) est représentée sur la figure 3.11 pour des réseaux de Bragg possédant 5 lames d'air. Pour un réseau de Bragg idéal (ie : angle de gravure de 0° entre deux lames consécutives), le signal est presque totalement réfléchi. Dès qu'un angle est ajouté entre les lames du RB, le signal est dévié vers le bord du réseau de Bragg qui présente l'indice effectif le plus élevé. La présence de cet angle de gravure occasionne des pertes au niveau du cristal photonique et favorise une transmission partielle du signal incident.

Il est donc important de prendre en compte cet effet d'angle pour le choix du nombre de périodes dans le réseau de Bragg. Les pertes dues à la présence de l'angle de gravure augmentent avec le nombre de périodes. Un compromis est donc nécessaire.

3.1.6 Mesures très larges bandes

Afin d'observer la position de la bande interdite photonique, nous avons réalisé une étude très large bande à l'aide d'une source supercontinuum (Leukos SM EOM)

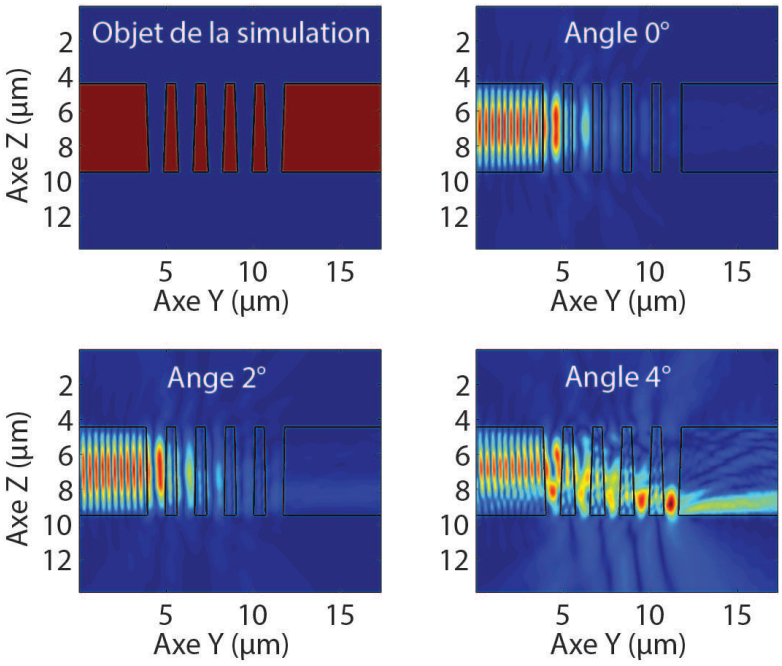
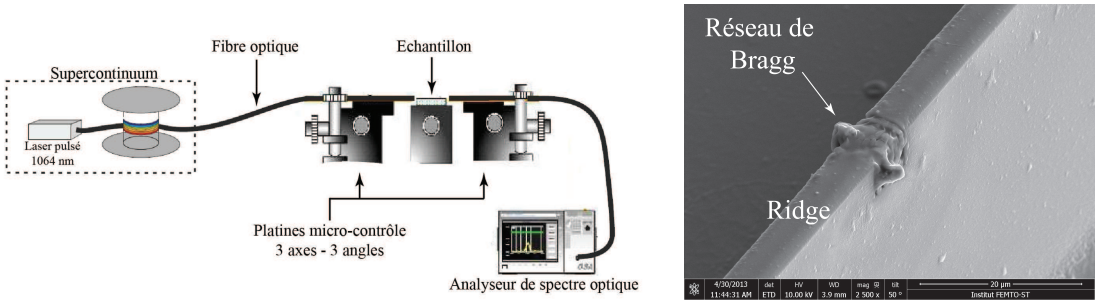


FIGURE 3.11 – Représentation numérique de la distribution du champ électrique E_z (polarisation TE) en fonction de l'angle présent entre deux lames consécutives d'un RB de 4 périodes sur un guide ridge en niobate de lithium à la longueur d'onde λ =1550 nm.

allant de 400 à 2400 µm. Le montage expérimental est représenté sur la figure 3.12(a). Le faisceau incident parcourt une fibre jusqu'à l'entrée du guide ridge. En sortie, une fibre collectant le signal transmis est reliée à un analyseur de spectre optique (Anritsu MS9740A). La mesure de la transmission n'a cependant pas pu être répétée sur cette structure puisque malheureusement la puissance injectée dans le ridge a fait fondre le cristal photonique, comme illustré sur la figure 3.12(b). Il est donc indispensable d'atténuer la puissance du faisceau incident pour caractériser les structures à haut facteur de forme.

3.1.7 Synthèse sur les réseaux de Bragg

Les premiers cristaux photoniques 1D ultra-courts et à haut facteur de forme ont été fabriqués sur des guides ridges $LiNbO_3$ par FIB. Des coefficients de réflexion de 45.8 ± 1.4 % et 52.4 ± 1.4 % ont été obtenus pour les polarisations TE et TM à 1550 nm pour une longueur totale de 8 µm. C'est jusqu'à ce jour le réseau de Bragg le plus court réalisé avec de telles réflexions. De plus, les paramètres du réseau avaient été programmés avec



(a) (b)

Figure 3.12 – (a) Montage supercontinuum pour une détection très large bande de la transmission (b) Image MEB du réseau de Bragg après injection d'une lumière supercontinuum dans le guide.

la prévision que l'angle de gravure soit de 0° : en optimisant les paramètres du réseau de Bragg, il est théoriquement possible d'augmenter la réflexion jusqu'à 80 % (7 dB), ce qui est 13 dB en dessous des taux d'extinctions des modulateurs électro-optiques commercialisés. Nous allons voir dans la partie suivante que ces développements ouvrent la voie vers la réalisation de cristaux photoniques 2D à haut facteur de forme.

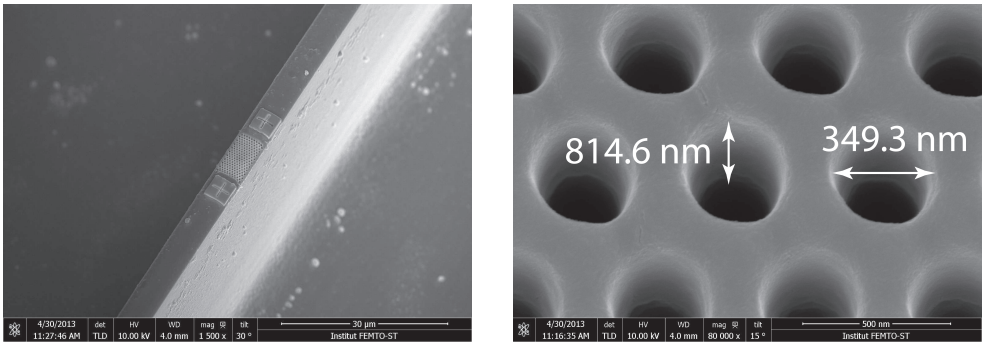
3.2 Nanoplots à haut facteur de forme

3.2.1 Intérêt de la structure et état de l'art

Nous pouvons trouver plusieurs avantages à privilégier la fabrication de cristaux photoniques 2D (périodiques à 2 dimensions) plutôt que des réseaux de Bragg pour créer nos réflecteurs ultra-compacts. Tout d'abord, les CP 2D possèdent des bandes interdites distinctes pour les deux polarisations TE et TM : nous pouvons donc envisager de réfléchir différemment la lumière en fonction de son état de polarisation. De plus, la bande interdite peut être complète, c'est à dire que la propagation de la lumière sera interdite quelque soit sa direction dans le CP. Lorsque la bande interdite est complète pour les deux polarisations TE et TM (à longueurs d'onde égales), la bande interdite sera *totale*. Pour résumer, les possibilités de contrôle de la lumière seront plus nombreuses dans le cas des cristaux photoniques 2D.

Le chapitre 1 fait déjà un état de l'art sur la fabrication de cristaux photoniques 2D sur le niobate de lithium. La configuration la plus utilisée est une succession périodique de trous d'air dans le matériau. La difficulté principale réside dans le confinement de la lumière dans le cristal photonique. Les cristaux photoniques de ce type déjà fabriqués sur du niobate de lithium par le passé ont, en effet, montré que la profondeur des trous

ne permettait pas une bonne interaction entre le faisceau incident et le cristal photonique. L'acquisition du FIB FEI ainsi que l'ajout de gaz (XeF_2) pendant la gravure n'a pas permis d'amélioration des motifs des CP 2D dans le cas de motifs circulaires (Fig. 3.13). Pour contourner ce problème, une des méthodes, déjà présentée dans le chapitre 1 (§1.3.2), consiste à fabriquer le CP sur une membrane préalablement définie par FIB à 2 µm sous la surface du ridge [15]. Cependant, cette membrane induit des pertes d'insertion importantes dans le cristal photonique (10 dB).



(a) (b)

Figure 3.13 – Images MEB d'un cristal photonique 2D gravé par FIB sur la face supérieure d'un guide ridge découpé à la scie circulaire de précision (a) Vue globale du ridge et du CP 2D. (b) Vue tiltée d'une zone du cristal photonique.

Une solution alternative consiste à fabriquer des plots entourés d'air. La fabrication des plots est déjà possible sur silicium ou AsGa avec des méthodes de gravure collective telle que la gravure sèche [89]. La surface à graver étant plus importante (par rapport à des trous d'air), des profondeurs de cristaux photoniques plus importantes sont atteintes. La figure 3.14 montre par exemple des plots avec une hauteur supérieure à 2 µm fabriqués sur silicium par ICP-RIE.

Ulliac et al. ont montré la faisabilité de nano-plots lisses sur niobate de lithium par gravure sèche [49] avec cependant des profondeurs de gravures inférieures à 300 nm. Nous avons fabriqué des nano-plots de cette manière sur des guides Ti :APE avant découpe-polissage d'un ridge de part et d'autre de la zone de plots (Fig. 3.15). Le cristal photonique, qui s'étend sur toute la largeur du ridge et sur 180 µm dans la direction de propagation, montre une réflexion qui reste moins importante que celle des faces d'entrée/sortie du guide ridge : cette configuration ne modifie que trop peu l'indice effectif sous la zone de plots.

Si et al. ont montré qu'avec du niobate de lithium le facteur de forme atteignable peut être considérablement augmenté lorsque des structures annulaires sont gravées à

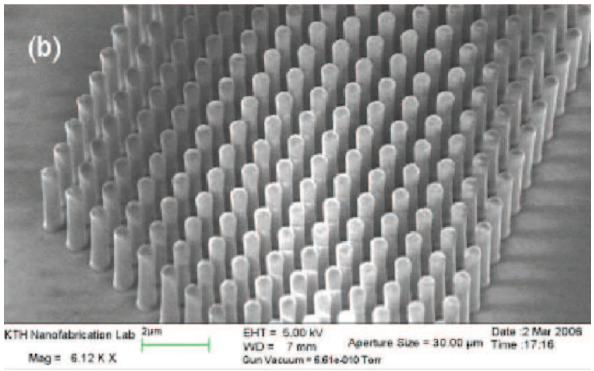
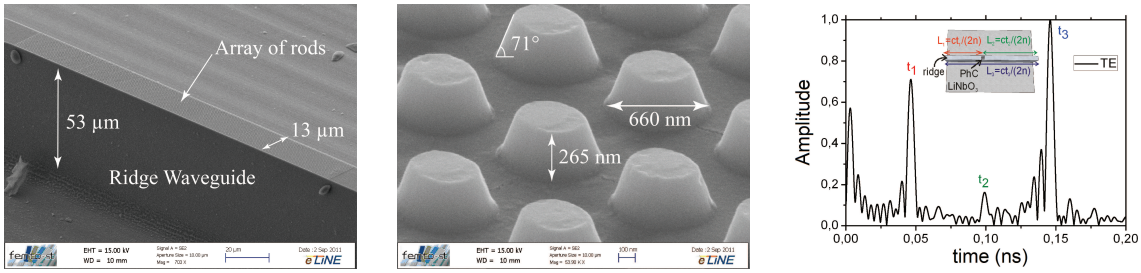


Figure 3.14 – Image MEB d'un cristal photonique à base de plots gravé par ICP-RIE sur du silicium. Extrait de [89].

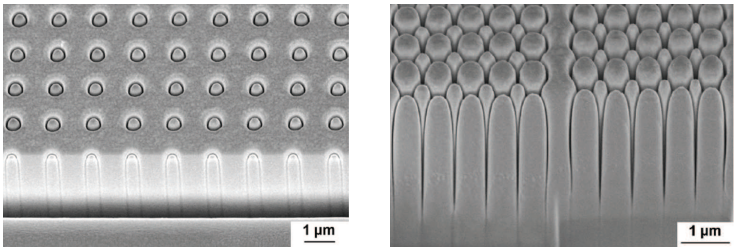


(a) (b) (c)

Figure 3.15 – (a) Image MEB d'un cristal photonique à base de plots gravés par RIE sur un guide ridge HFF en niobate de lithium.(b) Vue zoomée sur le cristal photonique à base de plots gravés par RIE. (c) Transformée de Fourier de la densité spectrale réfléchie par la structure.

la place de trous circulaires par FIB [90]. La figure 3.16(a) montre en effet des motifs d'anneaux $LiNbO_3$ profonds de 2 µm pour des anneaux avec un diamètre intérieur de 200 nm et un diamètre extérieur de 240 nm. En superposant les motifs annulaires, cette étude a amené à la fabrication des premiers nanoplots $LiNbO_3$ à haut facteur de forme 3.16(b). Ces profondeurs atteintes restent pourtant insuffisantes pour assurer une interaction efficace entre le cristal photonique et nos guides ridges HFF qui s'étendent sur 5 µm de profondeur, et les facteurs de formes ne sont obtenus que pour des paramètres géométriques spécifiques, qui ne permettent pas forcément d'obtenir une bande interdite.

L'association ridges par découpe polissage et gravure par FIB a rendu possible la fabrication de RB à haut facteur de forme. Cette étude précédemment réalisée ouvre



(a) (b)

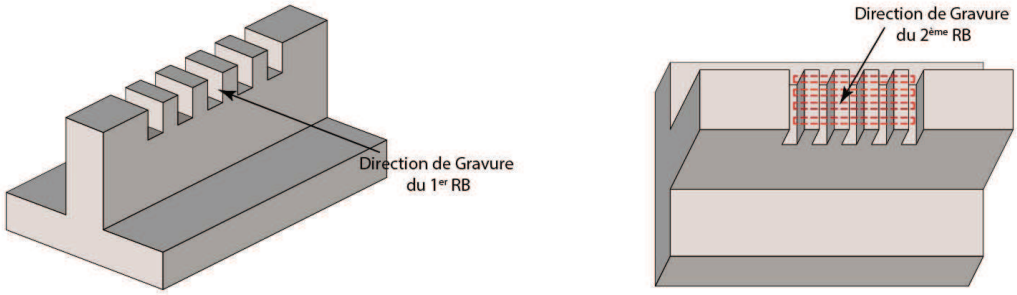
Figure 3.16 – (a) Images MEB de nano-anneaux gravés par FIB sur du niobate de lithium [90] (b) Images MEB d'un cristal photonique 2D à base de nanoplots gravés par FIB sur du niobate de lithium [90].

la voie vers la réalisation de nanoplots aussi profonds que souhaités. Nous présentons dans la partie suivante comment les fabriquer.

3.2.2 Méthode de fabrication

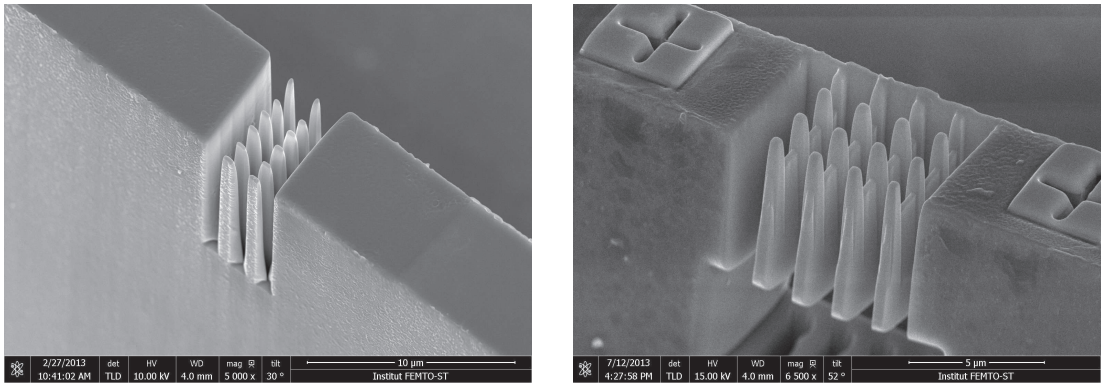
Deux méthodes de fabrication de nanoplots à haut facteur de forme sur des guides ridges en niobate de lithium ont été testées. Dans la première méthode, un réseau de Bragg est tout d'abord fabriqué depuis le flanc d'un ridge (Fig. 3.17(a)), de la même manière qu'un réseau de Bragg à haut facteur de forme (fabrication détaillée en § 3.1.2). Une fois le réseau fabriqué, des lames sont gravées par la surface du ridge perpendiculairement aux lames du premier réseau de Bragg (Fig. 3.17(b)). La présence du 1er réseau aide à l'évacuation de la matière pendant la gravure depuis le dessus du ridge, ce qui favorise la gravure jusqu'au fond du réseau et diminue l'effet de conicité dans la profondeur. L'image MEB de la figure 3.18(a) illustre le cristal photonique obtenu par cette méthode. Nous notons toutefois toujours la présence de l'angle de gravure dans la largeur du ridge.

La seconde méthode employée nécessite dans un premier temps de faire une membrane en creusant à quelques micromètres de profondeur depuis le flanc du ridge. Un 1er réseau de Bragg est ensuite gravé depuis la partie supérieure en prenant soin de ne pas déboucher de l'autre côté du ridge. La largeur non gravée de quelques centaines de nanomètres permettra la tenue des lames du RB. Toujours depuis la face supérieure du ridge, un 2ème RB est gravé perpendiculairement au 1er. Le résultat de cette méthode est montré sur la figure 3.18(b). Cette deuxième méthode n'est cependant pas retenue pour les raisons suivantes : une étape supplémentaire est nécessaire par rapport à la première méthode de fabrication, et la conicité dans la profondeur n'est pas améliorée malgré la présence de la membrane.



(a) (b)

Figure 3.17 – Représentation schématique de la méthode de fabrication des nanoplots $LiNbO_3$ à haut facteur de forme sur guides ridges par gravure FIB (a) Fabrication du 1er RB. (b) Fabrication du 2ème RB. Les zones en pointillés rouges représentent les zones à graver.



(a) (b)

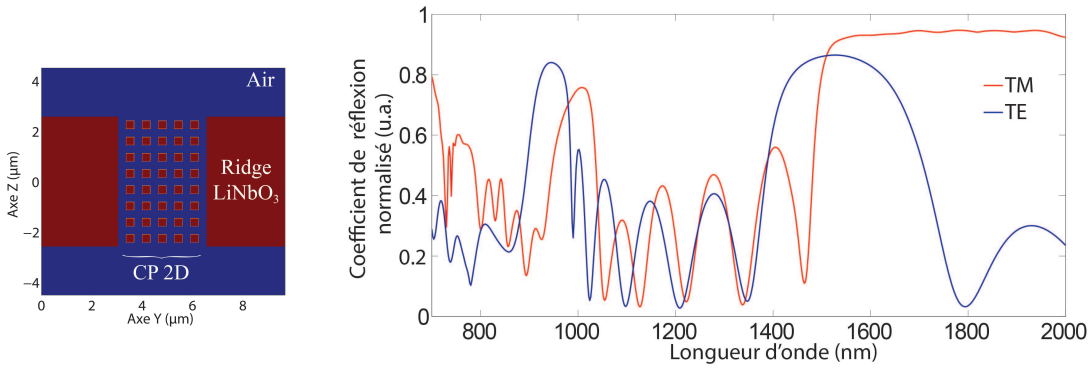
Figure 3.18 – Images MEB de cristaux photoniques 2D nanoplots fabriqués par FIB sur des guides ridges à haut facteur de forme. (a) 1ère méthode de fabrication. (b) 2ème méthode de fabrication.

3.2.3 Simulations numériques

Choix de la période : Les paramètres du cristal photonique 2D (période et longueur des plots) sont déterminés en calculant le diagramme de bande du CP 2D infini par la méthode des ondes planes (PWE) avec le logiciel Rsoft Bandsolve®. La méthode PWE consiste à résoudre l'équation de dispersion d'un cristal photonique infini dans toutes les directions [91,92]. Ce premier modèle nous permet de déterminer rapidement l'existence et les positions spectrales des bandes interdites dans un cristal photonique. Plus de détails sur la théorie des CP et la compréhension des diagrammes de bande se trouvent en annexe A.

Nous cherchons à avoir une bande interdite centrée à 1550 nm. Il faut aussi prendre en compte les possibilités technologiques et se souvenir que moins la distance inter-plots sera grande, plus il sera difficile de graver dans toute la largeur du ridge. Nous notons d la longueur des côtés du plot et a la période. Nous faisons alors évoluer le rapport cyclique d/a de 0.1 à 0.8 et nous déterminons la période a dans le cas où la BIP est centrée à 1550 nm pour la polarisation TE.
Le même protocole est recommencé en déterminant la période a en centrant la BIP à 1550 nm pour la polarisation TM. Nous trouvons ainsi des périodes pour lesquelles la longueur d'onde à laquelle nous travaillons (1550 nm) se situe dans une bande interdite pour les deux polarisations et pour lesquelles la fabrication semble réalisable technologiquement.
Nous choisissons une période de 644 nm avec un rapport cyclique (d/a) de 0.5. Nous attendons avec ces paramètres des bandes interdites allant de 1450nm à 1664 nm pour la polarisation TE et de 1548 nm à 2152 nm pour la polarisation TM.

Choix du nombre de périodes : Nous avons pour le moment considéré que le cristal photonique était infini dans toutes les directions. Nous complétons cette étude numérique par des simulations FDTD-2D pour déterminer le nombre de périodes nécessaires pour obtenir plus de 90 % de réflexion pour les deux polarisations. Un cristal photonique 2D est modélisé sur un ridge de 5 µm de large. La figure 3.19 montre les coefficients de réflexion prévus numériquement pour un CP 2D constitué de 5 périodes de plots carrés sur un guide ridge pour les polarisations TE et TM.



(a) (b)

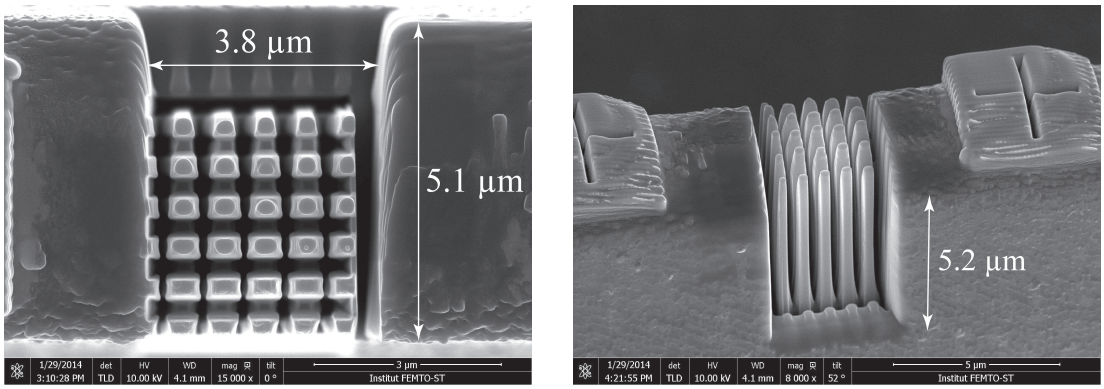
FIGURE 3.19 – (a) Représentation schématique du modèle utilisé pour simuler la propagation d'une onde EM dans un CP 2D constitué de nano-plots sur un guide ridge. (b) Flux de poynting réfléchi par un cristal photonique 2D à base de plots de niobate de lithium sur un guide ridge de 5 μm de large, calculé numériquement par FDTD-2D.

Cette étude numérique nous permet de voir qu'avec 5 périodes seulement et pour un cristal photonique d'une largeur de 5 µm, les coefficients de réflexion maximaux attendus sont de 90.4 % à 1538 nm pour la polarisation TE et de 99.3 % à 1696 nm pour la polarisation TM. A 1550 nm, les coefficients de réflexion sont de 90.3 % et 95.9 % pour les polarisations TE et TM respectivement. Nous pourrions augmenter le nombre de périodes pour augmenter le coefficient de réflexion, mais, pour éviter d'accumuler les défauts sur la structure, nous décidons de laisser 5 périodes dans la direction de propagation.

3.2.4 Caractérisation optique et discussion

3.2.4.1 Fabrication du cristal photonique caractérisé

Les images MEB de la figure 3.20 montrent le cristal photonique 2D gravé en vue des tests optiques. Le CP 2D a une profondeur de 5 µm et sa longueur est de 3.8 µm. Comme annoncé dans la première méthode de fabrication décrite précédemment, nous réalisons un RB depuis le flanc du ridge, et nous venons usiner ce dernier perpendiculairement aux lames depuis le dessus du ridge. La figure 3.20(a) montre qu'un angle de gravure est toujours présent, entraînant une différence de largeur des plots dans la largeur du ridge. Des gravures localisées par FIB depuis le dessus du ridge ont été par la suite nécessaires pour homogénéiser les formes et la verticalité des plots (Fig. 3.20(b)).



(a) (b)

Figure 3.20 – Images MEB de nanoplots à haut facteur de forme gravés par FIB (a) Vue de dessus. (b) Vue tiltée de côté.

Deux rangées de plots sont manquantes sur le flanc par lequel le réseau de Bragg a été gravé. Cela est dû à un changement volontaire de la focalisation du faisceau d'ion au cours de la gravure FIB dans le but d'améliorer l'angle de gravure entre deux rangées successives de niobate de lithium. Cela a malencontreusement provoqué une surgravure

du réseau de Bragg au niveau du flanc du ridge. Une simulation numérique par FDTD-2D est réalisée afin de déterminer l'importance des 2 rangées de plots manquantes le long du guide. La figure 3.21 montre une légère diminution de la réflexion en l'absence de deux rangées. Cependant, les coefficients de réflexions à 1550 nm restent de 86 % pour la polarisation TM et de 92 % pour la polarisation TE. Cela est dû au diamètre effectif du mode guidé : l'interaction est moins importante sur les flancs du ridge, et limite donc l'apparition de pertes en l'absence de motifs.

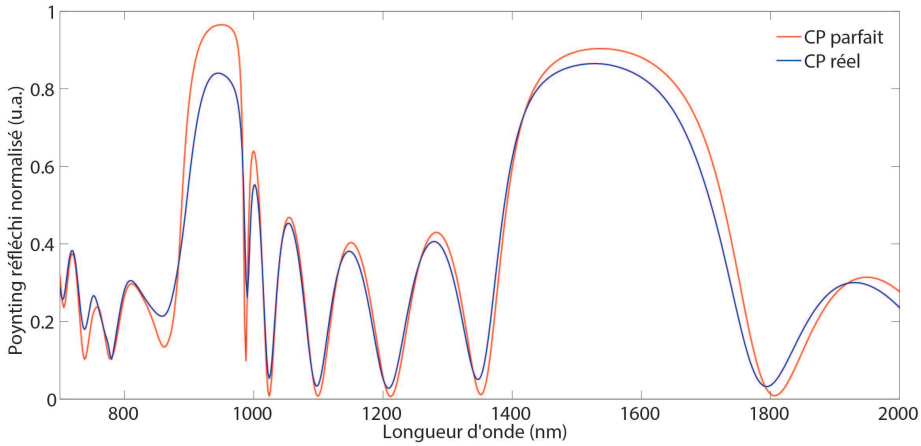


Figure 3.21 – Comparaison numérique de la réflexion au travers d'un cristal photonique 2D à haut facteur de forme sur un guide ridge dans un cas idéal (rouge) et dans le cas où deux rangées de plots sont manquantes le long de la direction de propagation (bleu).

3.2.4.2 Mesures sur la bande C

Une nouvelle fois, nous avons mesuré les spectres en transmission et réflexion du guide ridge avant et après gravure du cristal photonique sur la bande C à l'aide d'un analyseur de spectre haute résolution. Le laser accordable polarisé présent à l'intérieur de l'analyseur de spectre APEX AP2040A est cette fois-ci utilisé comme source dans notre montage expérimental.

Ridge utilisé : Les propriétés du guide (pertes de propagation et coefficients de réflexion des faces d'entrée/sortie) seront nécessaires pour l'évaluation des propriétés du cristal photonique. Cette fois ci, la diffusion titane est effectuée après la découpe

du guide ridge. La longueur du guide est de 7.8 mm, et sa largeur de 5 µm. Les pertes de propagation et les coefficients de réflexion à l'entrée et à la sortie du guide sont résumés dans le tableau 3.5.

	Polarisation TE	Polarisation TM
Pertes linéiques (dB/cm)	5.6 ± 0.3	6.2 ± 0.2
Coefficient de réflexion R_{12} (%)	12.8 ± 0.5	19.3 ± 0.5
Indice de groupe	2.1970	2.2712

Tableau 3.5 – Tableau récapitulatif des propriétés du guide ridge de longueur 7.8 mm utilisé pour la gravure du CP 2D de type plots.

Caractérisation du CP 2D : Après gravure du cristal photonique situé à 2.4 mm d'une des extrémités du guide, nous recherchons avec une caméra IR le signal transmis au travers de la structure à 1550 nm. En polarisation TE, nous ne constatons aucun mode, tandis qu'en polarisation TM un mode est observé.

La figure 3.22 montre la transformée de Fourier de la densité spectrale réfléchie par le guide avec le cristal photonique pour les deux polarisations TE et TM.

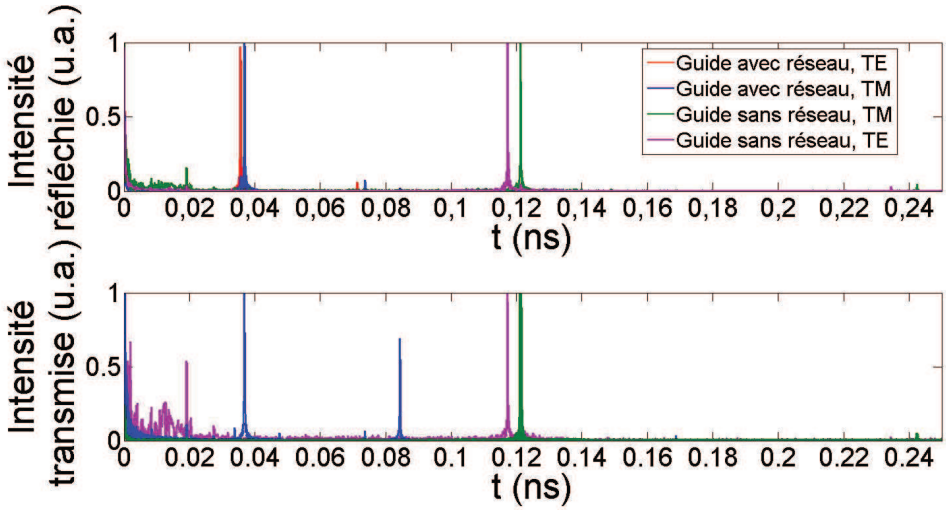


Figure 3.22 – Transformée de Fourier des densités spectrales transmises et réfléchies dans un guide ridge avec et sans nanoplots à haut facteur de forme pour les polarisations TE et TM.

	Polarisation TE		Polarisation TM	
pic	position temporelle (ps)	amplitude (u.a.)	position temporelle (ps)	amplitude (u.a.)
t_1	35.6	0.971	36.84	1.03
t_2	71.2	0.062	73.36	0.0717

Tableau 3.6 – Tableau récapitulatif des positions temporelles et des amplitudes des pics de réflexion de la TF de la densité spectrale de la réflexion dans le guide ridge de 7.8 mm de long présentant un cristal photonique 2D formé de plots à hauts facteurs de forme.

Nous reprenons la technique de calcul utilisée dans le cas du réseau de Bragg pour déterminer les coefficients de réflexion de notre CP 2D. Les rapports χ_{TE} et χ_{TM} des amplitudes des pics aux temps t_1 et t_2 valent 0.0629 et 0.0693 pour les polarisation TE et TM respectivement. Avec l'équation 3.4, nous trouvons des coefficients de réflexion de $R_{\mathrm{TE}} = 5.7$ % pour la polarisation TE et $R_{\mathrm{TM}} = 24.5$ % pour la polarisation TM.

L'image MEB du cristal photonique 2D (Fig. 3.20) montre que la section des plots n'est pas constante dans la profondeur. Nous avons donc réalisé des mesures expérimentales de la puissance réfléchie en modifiant la position de la fibre d'entrée dans la profondeur du ridge en partant de la réflexion la plus élevée. Nous regardons l'évolution du rapport entre les deux premiers pics correspondant à la cavité formée par l'entrée du guide et le cristal photonique dans les transformées de Fourier associées aux densités spectrales réfléchies. Néanmoins, cette étude n'a pas permis de mesurer de coefficients de réflexion plus élevés.

Les coefficients de réflexion expérimentaux calculés autour de la longueur d'onde de 1550 nm sont donc très faibles par rapport aux attentes théoriques. C'est pourquoi nous réalisons par la suite une étude sur une bande spectrale plus large pour trouver les limites de la bande interdite photonique.

3.2.4.3 Mesures très larges bandes

Afin d'observer la position spectrale des bords de la bande interdite photonique, nous décidons d'utiliser le montage supercontinuum. Pour remédier à la destruction du cristal photonique en injectant de la lumière supercontinuum, deux atténuateurs fibrés sont ajoutés en amont du guide. Le premier atténuateur ajouté se situe sur la bande 400-800 nm pour atténuer le signal visible, et un atténuateur à 1064 nm avec une FWHM de 4 nm permet de réduire le signal à la longueur d'onde pompe du supercontinuum. Le spectre transmis obtenu expérimentalement est montré sur la figure 3.23. Le spectre est normalisé par le spectre obtenu dans les mêmes conditions sur le guide ridge avant

gravure du cristal photonique.

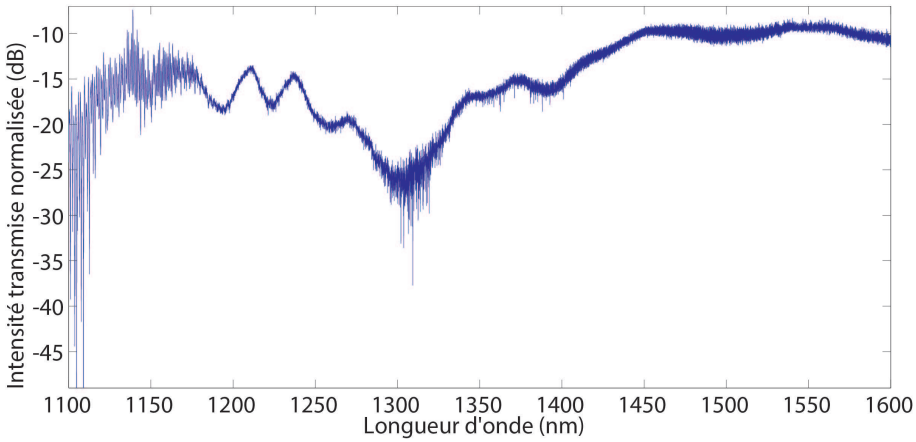


Figure 3.23 – Transmission normalisée au travers du CP 2D consituté de nanoplots. Ces mesures expérimentales sont obtenues avec le montage supercontinuum atténué.

Dans ces conditions expérimentales, nous n'observons pas de bande interdite autour de 1500 nm. Cependant, nous pouvons observer une extinction de 15 dB entre 1300 et 1450 nm. Nous pensons dans un premier temps que l'état dépolarisé de la lumière supercontinuum nous empêche d'observer la bande interdite à 1550 nm. Nous ajoutons un polariseur fibré sur la bande 1300-1600 nm entre la fibre d'injection et les atténuateurs. Les mesures réalisées sont présentées en figure 3.24.

Pour la polarisation TM (courbe bleue), le signal croit d'environ 10 dBm entre 1300 à 1500 nm, puis rechute de quelques dBm entre 1500 et 1600 nm. Pour la polarisation TE (courbe rouge) la transmission oscille entre -85 et -90 dBm entre 1300 et 1380 nm. Nous observons alors une augmentation de 7 dBm entre 1380 et 1410 nm, puis une augmentation plus lente jusqu'à 1600 nm. De manière plus générale, nous n'observons pas de différence de position spectrale de la bande interdite pour les longueurs d'onde allant de 1300 à 1600 nm. Plusieurs raisons peuvent entraîner le décalage de la bande interdite : inhomogénéité des largeurs de chaque motif du cristal photonique ou encore différence de rapport largeur/période dans la profondeur du cristal photonique. L'espacement entre chaque plot ne nous permet pas de déterminer précisement la forme de chaque motif et donc d'avoir une cartographie de notre cristal photonique en 3 dimensions. C'est pourquoi il est difficile d'affiner cette étude numériquement.

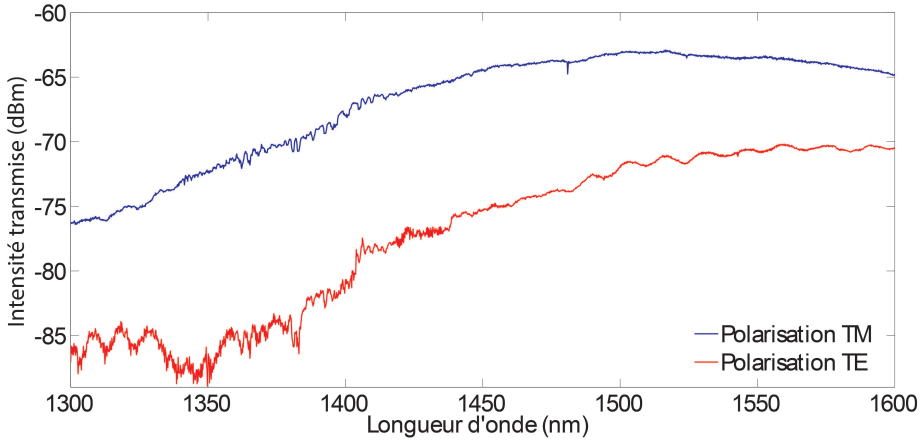


FIGURE 3.24 – Spectre très large bande de l'intensité transmise au travers de nanoplots entre 1300 et 1600 nm pour les polarisations TE et TM.

3.2.5 Synthèse sur les nanoplots

Nous avons présenté dans cette partie les premiers cristaux photoniques 2D à haut facteur de forme sur du niobate de lithium. Cette structure de seulement 3.8 µm de long est actuellement possible uniquement en fabriquant des guides ridges à haut facteur de forme par découpe-polissage et la définition des plots par gravure par faisceau d'ions focalisé. Les facteurs de forme des nanoplots dépassent 16, ce qui est un record pour des CP 2D en niobate de lithium. Les réflexions atteintes pour les polarisations TE et TM sont de 5.7 % et 24.5 % respectivement. Enfin, les études très larges bandes montrent un décalage des bords des bandes interdites photoniques de plusieurs centaines de nanomètres vers le bleu.

3.3 Conclusion du chapitre

Ce chapitre a porté sur l'étude de cristaux photoniques 1D et 2D ultra-compacts sur des guides ridges en niobate de lithium. L'association des techniques de découpe-polissage et de gravure par FIB rend possible la fabrication de cristaux photoniques à fort contraste d'indice et avec des facteurs de forme jusqu'à là inaccessibles avec les techniques standards d'usinage du niobate de lithium. Ce haut facteur de forme permet de compenser le faible confinement vertical dans des guides ridges et de diminuer drastiquement les longueurs d'interactions. Deux structures ont été principalement étudiées :
- le réseau de Bragg (CP 1D) de 5 µm de profondeur, qui montre une réflexion de 50 % à 1550 nm pour les deux polarisations pour une longueur totale de 8 µm.
- les nanoplots (CP 2D) d'une profondeur de 5 µm et d'une longueur inférieure à 4 µm.

Des coefficients de réflexion de 5.7 % et 24.5 % sont estimés expérimentalement pour les polarisations TE et TM respectivement à 1550 nm.
Aux vues des coefficients obtenus pour les réseaux de Bragg et les nanoplots, il est préférable d'utiliser les réseaux de Bragg comme brique de base pour la réalisation de cavités optiques à cristaux photoniques que nous étudions dans le chapitre suivant.

CHAPITRE 4

Structures résonantes accordables sur guides ridges à haut facteur de forme pour la modulation électro-optique

Dans les chapitres précédents, nous avons mis en place tous les outils pour réaliser des réflecteurs ultra-courts sur des guides ridges en niobate de lithium. Les structures de type cristaux photoniques ont été utilisées pour interdire la propagation de la lumière sur certaines gammes de longueurs d'onde. Nous allons désormais associer deux réflecteurs pour créer des cavités Fabry-Perot (FP) pour faire apparaître des pics de résonance au sein de la bande interdite du cristal photonique. Rappelons que notre but est la modulation électro-optique : la position spectrale du pic de résonance sera décalée sous la présence d'un champ électrique externe, modifiant ainsi les conditions de propagation de l'onde optique. Nous commencerons dans ce chapitre par fabriquer et caractériser une cavité FP entre deux réseaux de Bragg (RB).

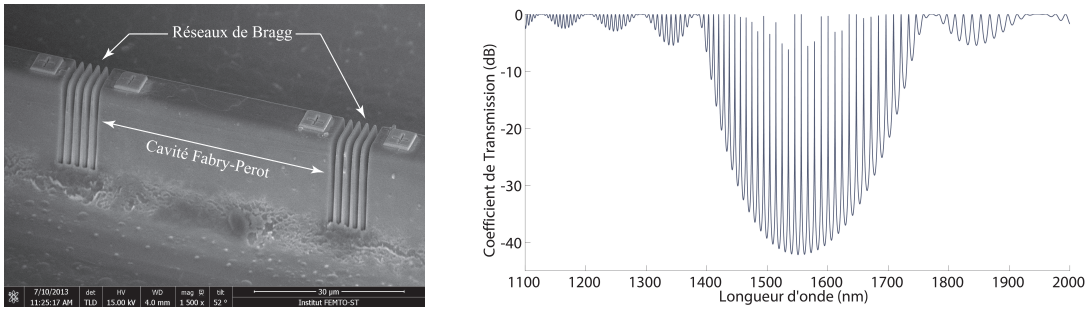
Les avancées technologiques au cours de cette thèse ont ouvert une autre voie pour réaliser des structures résonantes avec des cristaux photoniques toujours en associant les techniques par découpe-polissage et la gravure par faisceau d'ions focalisé (FIB). Plus précisément, nous avons voulu exploiter la résonance Fano sur des membranes à cristaux photoniques. Nous reviendrons sur cette résonance dans la deuxième partie de ce chapitre et montrerons les premiers tests optiques sur une structure Fano intégrée.

Pour moduler la position spectrale des pics de résonance par effet électro-optique, nous nous intéresserons enfin au dépôt d'électrodes sur des guides ridges à haut facteur de forme (HFF) pour y appliquer un champ électrique.

4.1 Cavité Fabry-Perot

4.1.1 Intérêt de la structure

Nous souhaitons créer des pics de résonance dans les spectres transmis et réfléchis à l'aide d'une cavité Fabry-Perot entre deux réflecteurs de type réseau de Bragg sur un guide ridge. La figure 4.1(a) montre à titre d'exemple une image MEB d'une structure que nous avons réalisée. La figure 4.1(b) montre le spectre de transmission au travers d'une cavité Fabry-Perot calculé par la méthode des matrices de transfert. Chaque miroir est constitué d'un réseau de Bragg avec une période de 1690 nm, avec un ratio de 528 nm de niobate de lithium et 1162 nm d'air. La bande interdite photonique (BIP) se situe entre 1380 et 1710 nm avec une réflexion maximale de 99.6 % à 1535 nm.



(a) (b)

Figure 4.1 – (a) Image MEB d'une cavité Fabry-Perot constituée de deux réseaux de Bragg de 1690 nm de période et espacés de 50 μm. (b) Transmission de cette cavité Fabry-Perot déterminée numériquement par la méthode des matrices de transfert.

L'espacement entre les pics de résonance, appelé intervalle spectrale libre (ISL), dépend de la longueur de la cavité. L'ISL peut être déterminé avec l'équation 4.1. La distance entre les deux miroirs est de 50 µm pour réaliser des pics de résonance espacés d'environ 10 nm dans la BIP.

$$ISL = \frac{\lambda^2}{2n_g L} \tag{4.1}$$

Selon les applications souhaitées (filtre, modulateur ...), nous pourrons chercher un grand nombre de pics de résonance pour faire un peigne de fréquence, ou à isoler un seul pic de résonance dans la bande interdite photonique. Par exemple, une cavité de 2.46 µm entre nos deux réseaux de Bragg nous permettra d'ajouter un pic de résonance unique, situé à une longueur d'onde de 1550 nm dans la bande interdite photonique.

En augmentant la distance L inter-réseau, l'ISL est diminué et le nombre de pics de résonance observés augmente : cela est particulièrement intéressant pour la réalisation de peignes de fréquences, pour pouvoir disposer de différents points de fonctionnements ou pour étudier en détail les propriétés des guides et réseaux de Bragg.
Néanmoins, nous étudierons dans cette thèse des cavités plus longues pour maximiser les chances d'observer des pics de résonance sur la bande C avec nos méthodes de caractérisation mais à terme, un unique pic de résonance pourra être exploité pour notre application recherchée, à savoir la modulation électro-optique. Nous commencerons par déterminer plus précisément les paramètres de la cavité avant de la caractériser optiquement.

4.1.2 Réalisation technologique de la cavité Fabry-Perot

4.1.2.1 Optimisation des paramètres et fabrication

Pour la gravure des réseaux de Bragg de notre future cavité Fabry-Perot, nous prenons en compte dans les simulations par FDTD-2D l'angle de gravure de 3.8° dû au défaut de fabrication par FIB pour rechercher une bande interdite avec un maximum de réflexion dans la bande C télécoms. Cela nous amène à des réseaux de Bragg de 1578 nm de période avec un rapport cyclique de 31.25 %. Cela correspond à des périodes constituées de 493 nm de niobate de lithium et de 1085 nm d'air. La figure 4.2 montre la réflexion théoriquement attendue au travers de ce réseau de Bragg. Les coefficients de réflexion maximaux attendus sur la bande C sont de 77 % à une longueur d'onde de 1542 nm pour la polarisation TE et 76 % à une longueur d'onde de 1578 nm pour la polarisation TM.

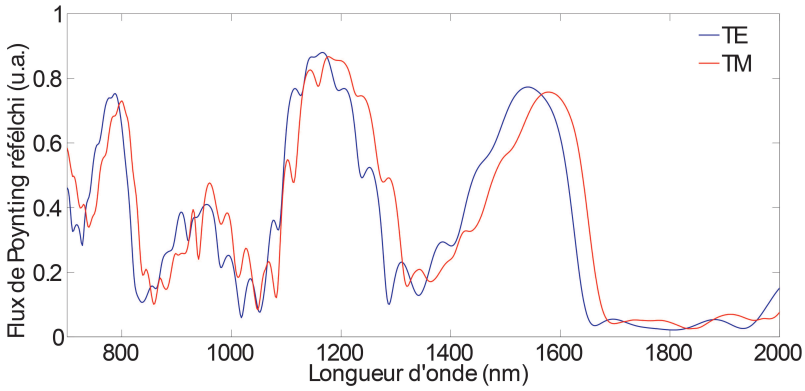


Figure 4.2 – Flux de Poynting réfléchi par un réseau de Bragg de période 1578 nm sur un guide ridge $LiNbO_3$ pour les polarisations TE et TM. Spectres calculés numériquement par FDTD-2D.

4.1.2.2 Fabrication de la structure résonante

Paramètres du guide ridge utilisé : Le guide utilisé possède une largueur de 5.95 µm, une longueur de 8 mm et une hauteur de 40 µm. Le titane est ici diffusé après découpe-polissage du guide ridge. Nous caractérisons le guide avec le montage expérimental détaillé dans le chapitre 2 pour déterminer les pertes de propagation et les coefficients de réflexion aux faces d'entrée/sortie. Les mesures sont résumées dans le tableau 4.1 :

	Polarisation TE	Polarisation TM
Pertes linéiques (dB/cm)	3.76	0.78
Coefficient de réflexion (%)	19.3	12.8
Indice de groupe	2.197	2.271

Tableau 4.1 – Tableau récapitulatif des propriétés du guide ridge utilisé pour la fabrication de la cavité FP.

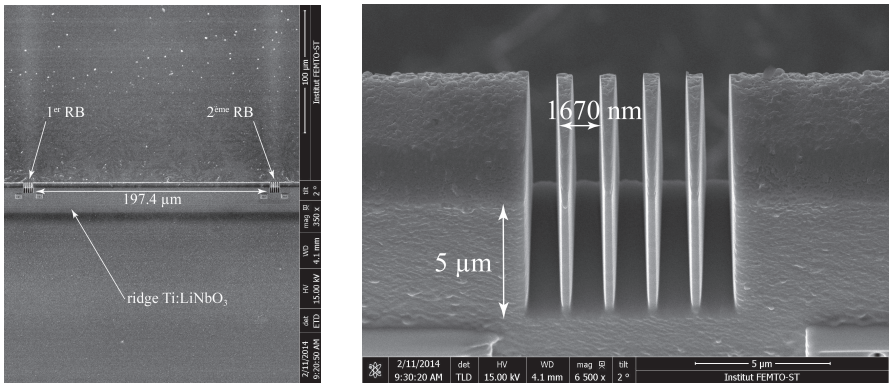
Fabrication de la cavité : La cavité Fabry-Perot est gravée sur un guide ridge à haut facteur de forme de 5.95 µm de large et de 5 µm de profondeur (Fig. 4.3(a)). Malencontreusement, les réseaux de Bragg pour la cavité Fabry-Perot n'ont pas été gravés avec les paramètres optimisés mais avec la période de 1690 nm, dans le cas d'un réseau sans angle de gravure (Fig. 4.3(b)). En plus de cela, une sur-gravure de la matière a entraîné une modification du rapport cyclique sur le flanc par lequel les RB sont gravés. Le premier réseau de Bragg est gravé à 2.463 mm d'une des extrémités du ridge, et le deuxième réseau de Bragg est distant du premier RB de 197.4 µm.

4.1.3 Caractérisations optiques de la cavité Fabry-Perot

4.1.3.1 Etude de la cavité Fabry-Perot sur la bande C :

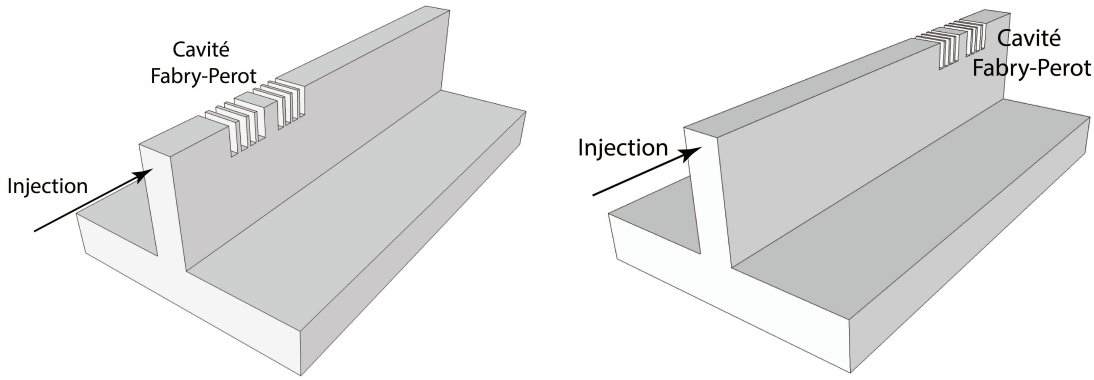
Nous utilisons le laser accordable de l'analyseur de spectre optique (APEX AP2040) pour mesurer les densités spectrales transmises et réfléchies sur la bande C. Cependant, le mode en sortie est non visible avec la caméra infrarouge, ce qui complique la mesure de la densité spectrale transmise. Les mesures effectuées sont donc uniquement en réflexion, dans les deux sens de propagation, comme montré sur la figure 4.4.

Dans un premier temps, l'injection se fait de telle sorte que la fibre d'entrée soit plus proche de la cavité FP que la fibre de sortie (Fig. 4.4(a)). La distance entrée-RB_1 mesurée est de 2.463 mm et la distance entre les deux RB est de 197.4 µm. La figure



(a) (b)

Figure 4.3 – Images MEB de la cavité Fabry-Perot constituée de deux réseaux de Bragg à haut facteur de forme. (a) Vue globale de la cavité Fabry-Perot de longueur 197.4 μm. (b) Vue rapprochée sur le premier réseau de Bragg.

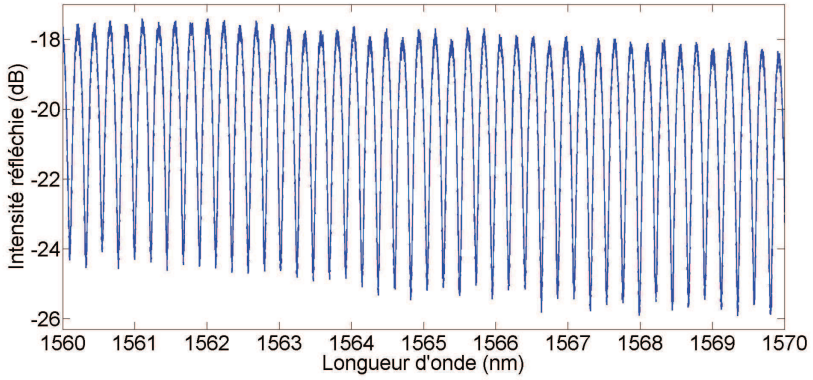


(a) (b)

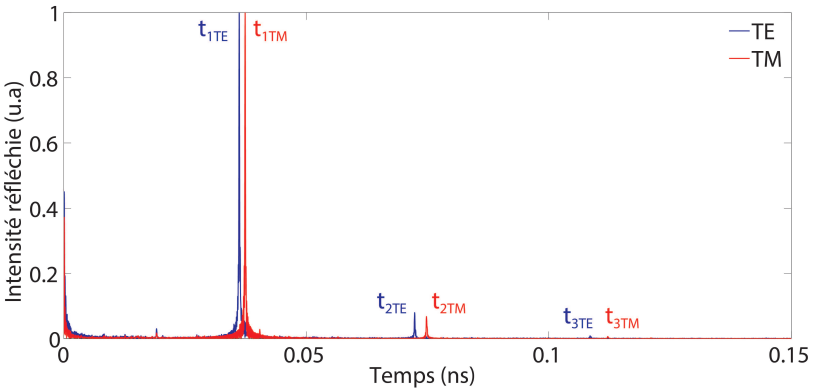
Figure 4.4 – Représentation schématique de l'injection dans le ridge avec cavité Fabry-Perot (a) 1er sens de propagation. (b) 2ème sens de propagation.

4.5(a) montre la densité spectrale réfléchie mesurée entre 1560 et 1570 nm, intervalle spectral pour lequel l'amplitude des pics de réflexion est maximale. Les oscillations observées correspondent à la cavité créée par l'entrée du guide et le premier réseau de Bragg. Par contre, les résonances attendues par la présence de la cavité Fabry-Perot gravée ne sont pas observées. Nous confirmons cependant l'effet d'aller-retour entre l'entrée du guide et le premier réseau de Bragg en calculant l'autocorrélation de la densité spectrale réfléchie, représentée sur la figure 4.5(b) pour les polarisations TE et TM. La transformée de Fourier (TF) montre en effet 3 pics (notés $t_{1TE/TM}$, $t_{2TE/TM}$ et $t_{3TE/TM}$) correspondant à des allers-retours entre l'entrée du guide et la cavité Fabry-Perot (pour chaque polarisation) tandis que le pic correspondant à l'aller-retour de la

lumière dans tout le guide n'est plus observable. Cela confirme la forte réflexion de la cavité FP. Nous observons un comportement similaire pour les deux polarisations, à l'exception près que la position temporelle des pics est légèrement décalée (vitesse de groupe différente).



(a)



(b)

Figure 4.5 – (a) Mesure expérimentale de la densité spectrale réfléchie par la cavité Fabry-Perot constituée de deux réseaux de Bragg distants de 197.4 μm, pour la polarisation TE dans le 1er sens de propagation. (b) Transformée de Fourier des densités spectrales réfléchies pour les polarisations TE et TM.

Nous inversons dans un deuxième temps le sens de propagation dans la structure de telle sorte que la fibre d'entrée soit plus éloignée de la cavité FP par rapport à la fibre de sortie (Fig. 4.4(b)) et nous recommençons les mesures du signal réfléchi sur la bande C. Cette fois-ci, nous pouvons observer des pics de résonance répartis sur le spectre en réflexion, comme le montre la figure 4.6(a). L'ISL mesuré est de 2.7 nm à la longueur d'onde de 1550 nm, ce qui correspond à nos attentes théoriques. Néanmoins,

le fort contraste d'intensité correspondant à l'aller-retour entre l'entrée du guide et la cavité FP ne permet pas de faire des mesures précises des résonances observées : nous ne pouvons donc pas déterminer le facteur de qualité de la cavité FP gravée.

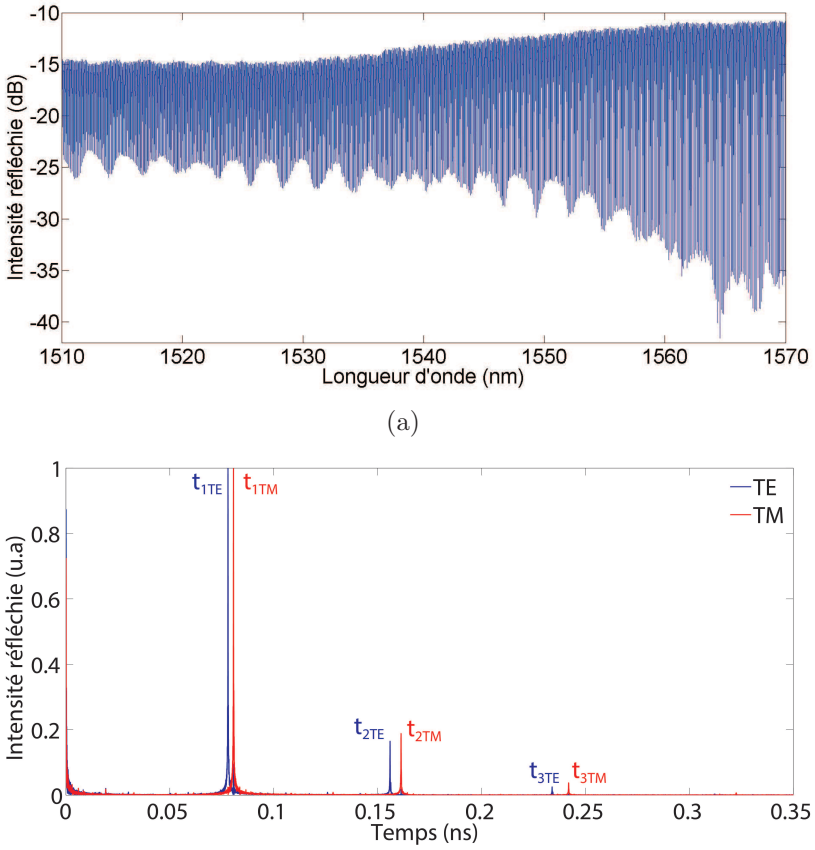


FIGURE 4.6 – (a) Densité spectrale réfléchie par la cavité Fabry-Perot constituée de deux réseaux de Bragg distants de 197.4 μm, pour la polarisation TM dans le 2ème sens de propagation. (b) Transformée de Fourier des densités spectrales réfléchies pour les polarisations TE et TM.

La TF de la densité spectrale réfléchie (figure 4.6(b)) montre une augmentation du rapport χ entre les deux premiers pics de réflexion par rapport au premier sens de propagation dans la structure. Nous en déduisons donc que les deux réseaux de Bragg ne sont pas identiques. Dans le deuxième sens de propagation étudié, le premier RB rencontré par la lumière est moins réfléchissant que le deuxième dans la bande C.

Pour déterminer la position des bandes interdites photoniques, une mesure très large bande est nécessaire. C'est pourquoi nous avons tenté une nouvelle fois la mesure avec une lumière supercontinuum.

4.1.3.2 Mesures supercontinuum

Avec le montage supercontinuum décrit au § 3.2.4.3, nous cherchons à déterminer les bords de la bande interdite et visualiser la présence de pics de résonance. La mesure de la transmission entre 1100 et 1600 nm est réalisée avec un analyseur de spectre optique (Anritsu MS9740A), la résolution étant de 0.1 nm et la vitesse de balayage de 10 Hz (Fig. 4.7(a)).

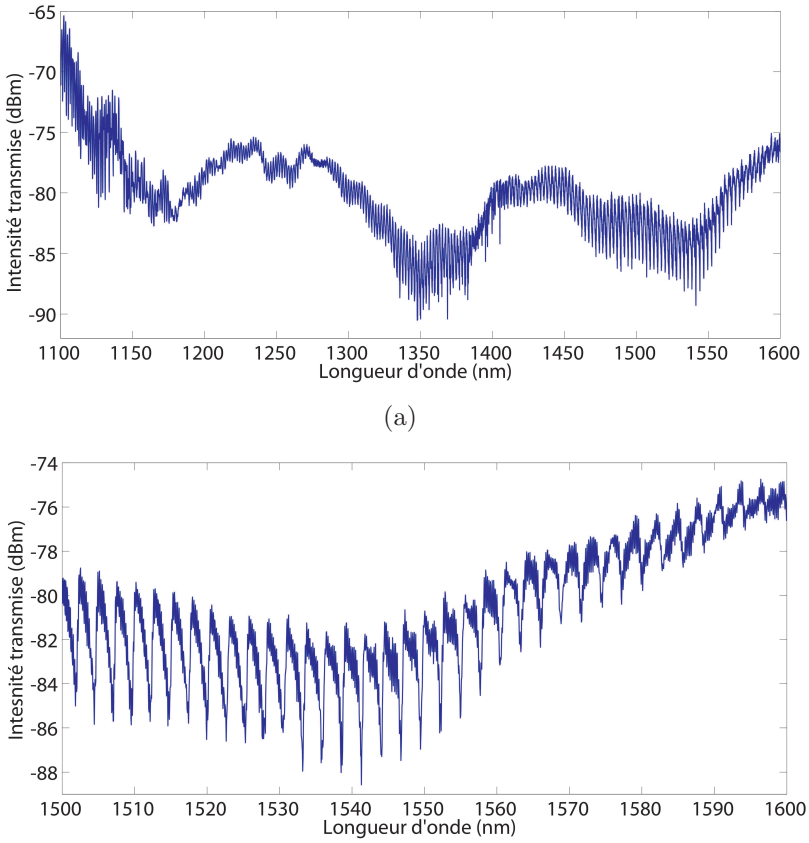


FIGURE 4.7 – (a) Spectre de la transmission très large bande au travers d'une cavité Fabry-Perot constituée de deux réseaux de Bragg distants de 197.4 μm. (b) Zoom du spectre en transmission entre 1500 et 1600 nm.

Nous observons des oscillations tout au long du spectre. Deux extinctions peuvent

être assimilées à des bandes interdites photoniques : une première entre 1270 et 1410 nm, et une deuxième entre 1450 et 1600 nm, pour lesquelles le contraste d'intensité des oscillations observées est plus important. A 1541 nm, le contraste mesuré est ainsi de 7 dB, ce qui est inférieur à notre cahier des charge. Le facteur de qualité $Q = \lambda/\Delta\lambda$ mesuré à -3 dB de ce pic de résonance est de 3250. A partir de l'ISL mesurée entre chaque résonance observée sur la figure 4.7(b) et en utilisant l'indice de réfraction mesuré sur le guide simple (cf tableau 4.1), nous calculons grâce à l'équation 4.1 une longueur de cavité de 197.4 µm ce qui correspond à la distance entre les deux réseaux de Bragg.
Ces résultats sont similaires à ceux obtenus avec le micro-résonateur en anneau sur couche mince $LiNbO_3$ proposé par Guarino et al. [33] avec une technique de fabrication plus facile à mettre en œuvre. Néanmoins, nous sommes encore loin des 20 dB d'extinction souhaités dans le cahier des charges.

4.1.4 Synthèse sur les cavités Fabry-Perot

Nous avons montré les premières cavités Fabry-Perot constituées de deux réseaux de Bragg à haut facteur de forme sur des guides ridges $LiNbO_3$. L'étude réalisée ne permet pas de conclure sur l'efficacité de ce type de structure et la fabrication d'une cavité FP avec une période optimisée sera nécessaire pour la compléter [1]. Les résultats actuels similaires à Guarino et al sont encourageant quant à la pertinence de l'utilisation de cavité FP à haut facteur de forme sur des ridges découpés-polis à la scie circulaire de précision.

4.2 Résonance Fano sur guides ridges

Nous avons exploré précédemment la cavité Fabry-Perot entres deux cristaux photoniques dans le but de réaliser des pics de résonances. D'autres groupes se sont penchés sur un autre effet permettant l'obtention de résonances réputées pour leur fort facteur de qualité et leur contraste d'intensité : la résonance Fano. Nous commencerons par définir le principe et l'intérêt de ce type de résonance, puis nous étudierons une structure guidée de manière numérique et expérimentale.

4.2.1 Intérêt de la structure et état de l'art :

Principe de la résonance Fano : La résonance Fano est une résonance due à l'interférence entre un état d'énergie continu et un état d'énergie discret. Ces résonances découvertes par Fano [93] ont la particularité d'être asymétriques et à très fort facteur de qualité. Ce type de résonance est un phénomène que l'on peut trouver dans plusieurs domaines de la physique : systèmes électriques, mécaniques ou encore optiques [94].

1. La structure FP optimisée n'a pas toujours pas pu être réalisée.

Fan et Joannopoulos ont étudié théoriquement et numériquement la résonance Fano dans des cristaux photoniques sur des membranes de silicium [95,96]. Lorsque le signal lumineux incident est perpendiculaire au plan du cristal photonique, les modes de la cavité créée par la membrane et les modes de Bloch du cristal photonique interfèrent, ce qui amène à l'apparition de résonances guidées en dehors du plan de la membrane. La transmission et la réflexion peuvent varier de 0 à 100 % sur des bandes de fréquences très étroites (Fig. 4.8), induisant des facteurs de qualité théoriquement élevés. Nous pouvons observer sur la figure 4.8 le caractère asymétrique typique sur les deux types de résonances Fano.

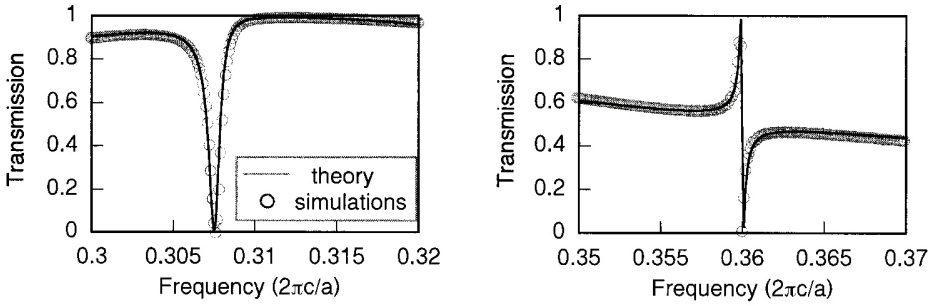
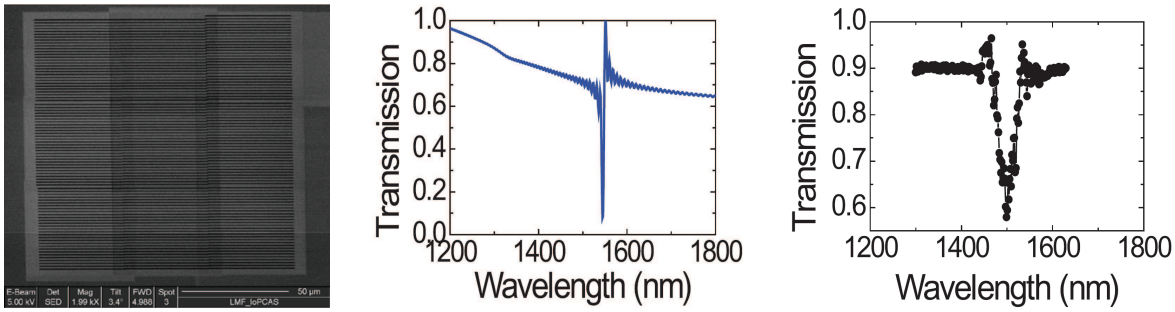


FIGURE 4.8 – Représentation de deux résonances de type Fano calculées numériquement par FDTD au travers d'une membrane à cristal photonique. Extrait de [95].

Etat de l'art A l'instar des cavité Fabry-Perot, les résonances de type Fano sont étudiées pour de multiples applications, allant du capteur [97] jusqu'à l'émission dans des micro-lasers [98]. Nous noterons néanmoins que les études de résonances Fano sur niobate de lithium sont encore peu nombreuses :
Zhang et al. ont étudié la résonance Fano au travers d'un CP 1D gravé sur une couche mince $LiNbO_3$ de 300 nm déposée sur de la silice [99]. La figure 4.9 montre le CP 1D fabriqué sur une surface de 1000 µm^2, leurs attentes théoriques et leurs résultats expérimentaux. Le pic de résonance obtenu possède un facteur de qualité expérimental de 40 (pour une attente théorique de 320). La transmission minimale atteinte est de 57 % au lieu des 10 % attendus. Ce groupe s'est intéressé à l'accordabilité de la résonance par effet électro-optique non-linéaire (effet Kerr) et obtient un décalage de la résonance de 34 nm à une longueur d'onde pompe de 1500 nm pour une intensité de 30 MW/cm^2. Si ce n'est pas cet effet électro-optique que nous souhaitons exploiter, ce premier exemple nous confirme l'intérêt de la structure Fano sur niobate de lithium.

Deng et al. ont plus récemment réalisé la première étude de la résonance Fano sur un cristal photonique 2D sur une membrane suspendue en niobate de lithium [100].



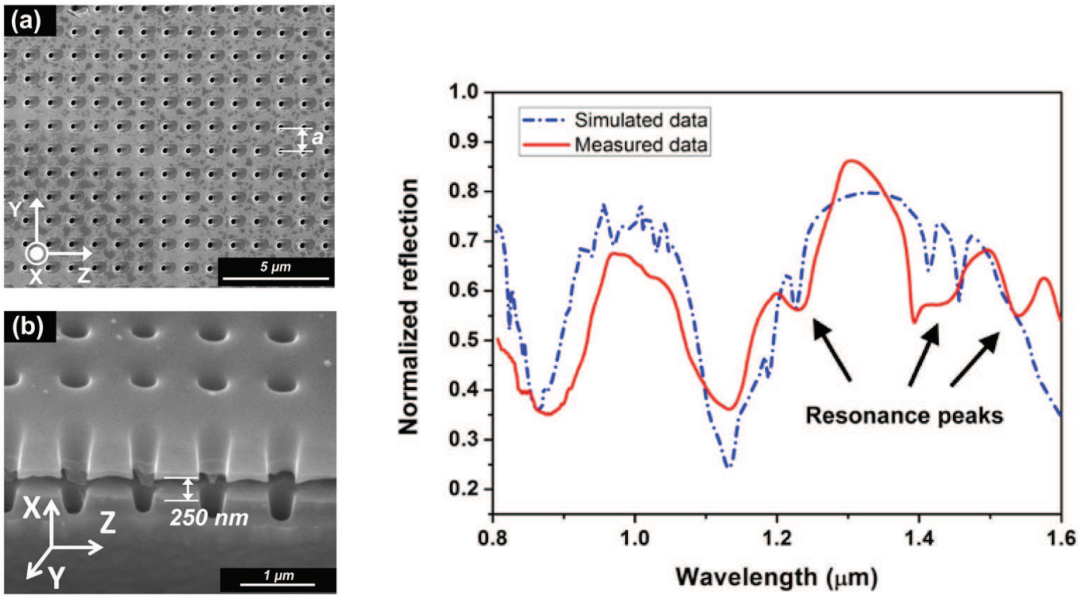
(a) (b) (c)

Figure 4.9 – (a) Image MEB d'un cristal photonique 1D gravé par FIB sur une couche mince $LiNbO_3$. (b) Transmission numérique au travers de la structure dans la direction Γ. (c) Transmission expérimentale au travers de la structure dans la direction Γ. Extraits de [99].

Des applications de modulation électro-optique rapide sont entre autre visées mais aucune étude d'accordabilité n'est présentée. Après une étude numérique faisant varier différents paramètres de la structure (type de maille, variation du rapport entre le rayon et la période (r/a), épaisseur de membrane), un cristal photonique est gravé par FIB sur une membrane suspendue fabriquée par *Ion Beam Enhanced Etching (IBEE)* (Fig. 4.10(a)). Le cristal photonique présenté est de maille carrée, de période 1000 nm avec un rapport r/a de 0.15, sur une membrane de 800 nm d'épaisseur suspendue à 250 nm au dessus du substrat. Les résonances obtenues expérimentalement sont élargies et de plus faibles qualités par rapport aux attentes numériques, comme le montre la figure 4.10(b). Nous noterons que les résultats annoncés par le groupe ne sont pas donnés quantitativement. Enfin, tous ces résultats sont obtenus en optique libre : l'onde incidente n'est pas guidée.

Objectif : Dans le cas de notre application de modulation électro-optique sur des guides ridges, nous cherchons à savoir s'il est possible d'obtenir des résonances Fano sur des composants intégrés afin notamment d'améliorer le facteur de qualité et le contraste d'intensité d'une résonance sur la bande C télécoms dans un guide d'onde $LiNbO_3$. Un schéma du dispositif est représenté sur la figure 4.11. Nous entamerons cette étude par des simulations numériques pour déterminer les paramètres de la membrane à cristal photonique. Nous montrerons ensuite la méthode de fabrication et les résultats obtenus expérimentalement.

Selon le succès de cette étude, des structures plus complexes pourront être envisagées : par exemple, Suh et al. ont modélisé des cavités Fabry-Perot entre deux



(a) (b)

Figure 4.10 – (a) Observation MEB d'une membrane suspendue en niobate de lithium avec cristal photonique 2D. (b) Comparaison de la réflexion mesurée expérimentalement et de la réflexion calculée par FDTD-3D au travers d'une membrane $LiNbO_3$. Extraits de [100].

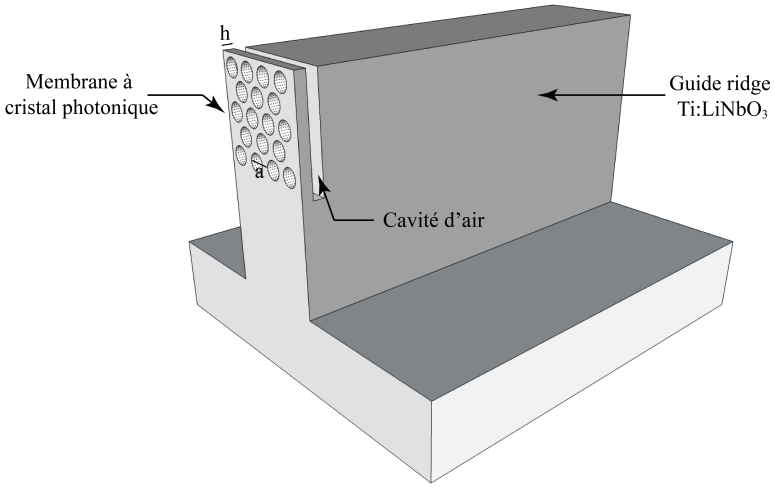
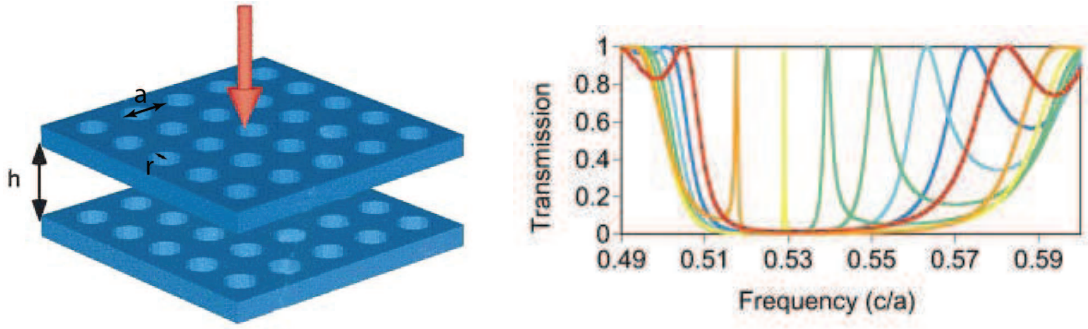


Figure 4.11 – Représentation schématique d'une membrane à cristal photonique à l'extrémité d'un guide ridge.

membranes à cristaux photoniques [101]. Une variation de la distance entre les deux membranes est ici exploitée pour décaler la position spectrale de la résonance, comme montrée sur la figure 4.12. Nous pouvons également facilement imaginer un effet similaire sur une structure contrôlée par effet électro-optique.



(a) (b)

Figure 4.12 – (a) Représentation schématique d'une cavité Fabry-Perot entre deux membranes à cristaux photoniques espacées d'une distance h. r et a représentent respectivement le rayon d'un trou et la période du cristal photonique. (b) Transmission calculée numériquement au travers d'une cavité FP du même type pour différentes distances inter-membranaires h, allant de $h = 1.35a$ (courbe rouge) à $h = 0.55a$ (courbe bleue foncée). Extraits de [101].

4.2.2 Détermination des paramètres par FDTD-3D périodique

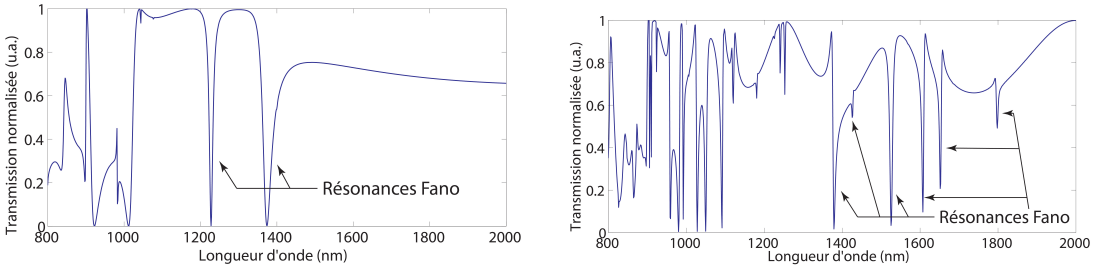
Plusieurs paramètres doivent être déterminés pour obtenir une résonance de type Fano vers 1550 nm : l'épaisseur de la membrane, les paramètres du cristal photonique (type de maille, période, rapport r/a), et l'épaisseur de la cavité d'air entre le guide et la membrane.
Pour simuler la propagation des ondes électromagnétiques perpendiculairement au plan du cristal photonique et déterminer les coefficients de transmission et de réflexion au travers de la structure Fano, nous utilisons un programme FDTD-3D périodique, dans lequel le plan du cristal photonique est infini, tandis que la distance selon l'axe de propagation est finie.

4.2.2.1 La membrane à cristal photonique

La première étape est le choix du cristal photonique et le choix de l'épaisseur de la membrane. Nous étudierons ensuite l'effet de la cavité d'air entre le substrat et la membrane.

Maille et période du cristal photonique : en nous basant toujours sur les travaux de Deng et al. [100], plus de résonances sont observées dans le proche infrarouge dans des cristaux photoniques à mailles carrées par rapport à des mailles triangulaires (pour une même période et un même rapport r/a). C'est pourquoi nous choisissons la maille carrée pour notre structure.
De plus, parmi les configurations proposées par ces mêmes auteurs, un cristal photonique de période 900 nm montre une résonance isolée à 1550 nm pour une membrane $LiNbO_3$ d'épaisseur 700 nm et entourée d'air, avec une chute de la transmission théorique d'environ 90 % (-10 dB) au niveau de cette résonance. Nous décidons donc de nous baser sur cette période de 900 nm pour notre structure.

Epaisseur de la membrane : Dans un premier temps, nous calculons la transmission au travers d'une membrane à cristal photonique entourée d'air en faisant varier son épaisseur pour optimiser le facteur de qualité de la résonance que nous avons sélectionnée. Le signal transmis au travers de la membrane à cristal photonique est normalisé par le signal incident. Nous faisons varier l'épaisseur de la membrane tous les 100 nm de 300 à 1500 nm. La figure 4.13 montre les spectres transmis pour des épaisseurs de membranes de 300 et de 1500 nm. Nous observons deux phénomènes lorsque l'épaisseur de la membrane augmente : les résonances sont décalées vers les plus hautes longueurs d'onde, et leur nombre augmente.



(a) (b)

Figure 4.13 – Transmission calculée numériquement par FDTD 3D-périodique au travers de membranes à cristaux photoniques de rapport r/a = 0.28 pour des épaisseurs de membranes de (a) 300 nm et (b) 1500 nm.

Rapport r/a : Nous avons étudié la variation des résonances en fonction du rapport r/a du cristal photonique. Pour visualiser facilement cet effet, nous considérons une membrane de 300 nm pour avoir une résonance isolée à 1200 nm avec un rapport r/a de 0.28 et diminuons ce rapport. Les résultats numériques sont représentés sur la figure 4.14. Nous pouvons observer que les pics de résonance sont décalés vers les longueurs d'onde plus grandes lorsque le rapport r/a diminue et que le facteur de qualité

augmente. Néanmoins, le contraste entre le minimum et le maximum d'intensité de la résonance est diminué.

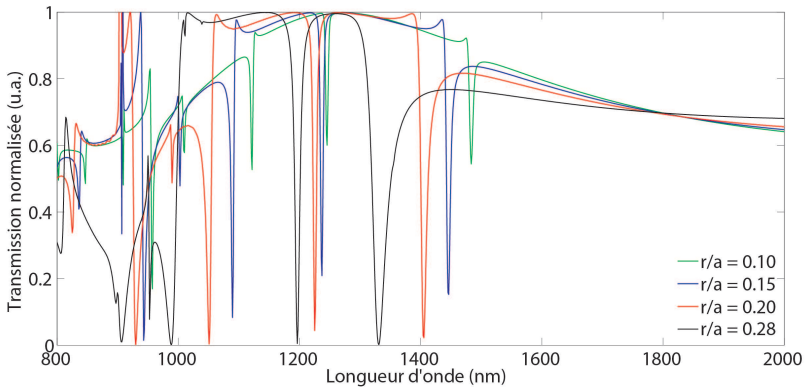


Figure 4.14 – Transmission au travers d'un cristal photonique membranaire dans la direction Γ en fonction du rapport r/a, calculée numériquement par FDTD-3D périodique.

Choix des paramètres : D'après les études précédentes, il est préférable d'avoir un rapport r/a élevé et une membrane plus épaisse qu'une fine membrane avec un rapport r/a plus faible pour obtenir une résonance à fort facteur de qualité autour de 1550 nm. Nous arrêtons notre choix sur une épaisseur de membrane de 600 nm, un rapport r/a de 0.28, avec une période a de 900 nm. La figure 4.15 représente la transmission théorique au travers de cette membrane à cristal photonique pour l'indice ordinaire du niobate de lithium. Nous attendons pour les deux polarisations des taux d'extinction de -7.4 dB et un facteur de qualité de 155 à la longueur d'onde λ =1558 nm.

4.2.2.2 Distance entre le guide d'onde et la membrane

L'étude précédente consistait en une membrane d'épaisseur finie entourée d'air. Dans la configuration que nous souhaitons fabriquer (cf Fig. 4.11), l'onde incidente parcourt le guide ridge en niobate de lithium pour atteindre la membrane à cristal photonique. Nous ajoutons donc dans notre étude numérique un substrat de niobate de lithium et une couche d'air devant la membrane du côté de l'onde incidente, comme représenté sur la figure 4.16. L'épaisseur d'air entre le guide ridge et la membrane crée une nouvelle cavité Fabry-Perot. Nous regardons l'effet de l'épaisseur d'air sur la transmission et la réflexion pour une même membrane à cristal photonique.

Les figures 4.17 à 4.19 représentent les spectres de transmission (a) et de réflexion (b) calculés numériquement par FDTD-3D périodique pour des épaisseurs d'air com-

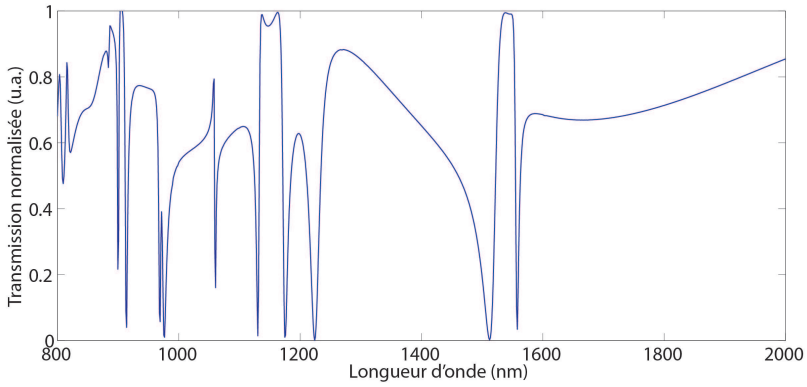


FIGURE 4.15 – Transmission au travers d'un cristal photonique membranaire dans la direction Γ calculée numériquement par FDTD-3D périodique. Paramètres de la structure : période du CP = 900 nm, rapport r/a = 0.28, épaisseur de la membrane = 600 nm.

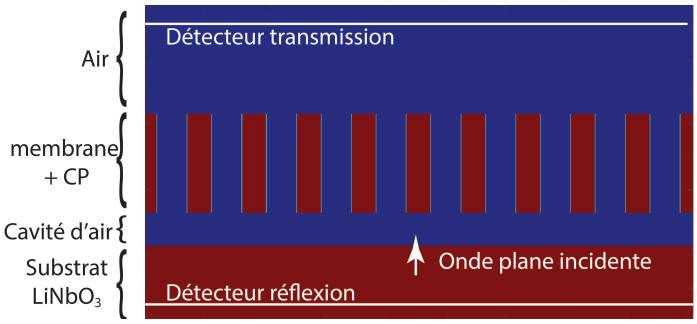


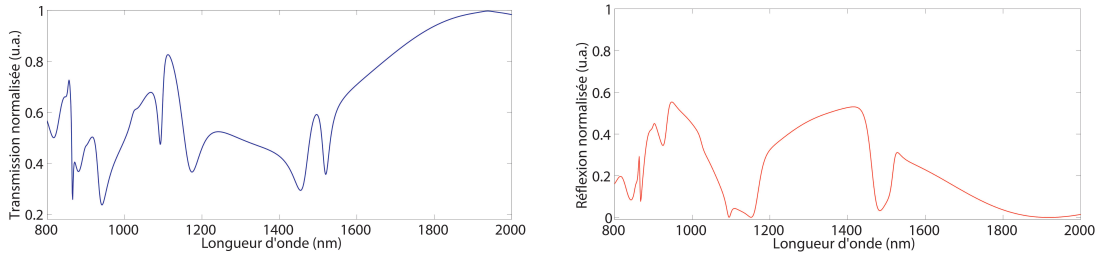
FIGURE 4.16 – Représentation schématique du modèle numérique utilisé pour étudier l'effet de la cavité d'air entre la membrane à cristal photonique et le substrat. Paramètres de la structure : période du CP = 900 nm, rapport r/a = 0.28, épaisseur de la membrane = 600 nm.

prises entre 100 et 1000 nm. Les spectres sont normalisés par le signal transmis ou réfléchi dans un substrat de niobate de lithium (équations 4.2 et 4.3).

$$\text{Transmittivité : t} = \frac{\|E_t\|}{\|E_i\|} \cdot \frac{n_t}{n_i} \tag{4.2}$$

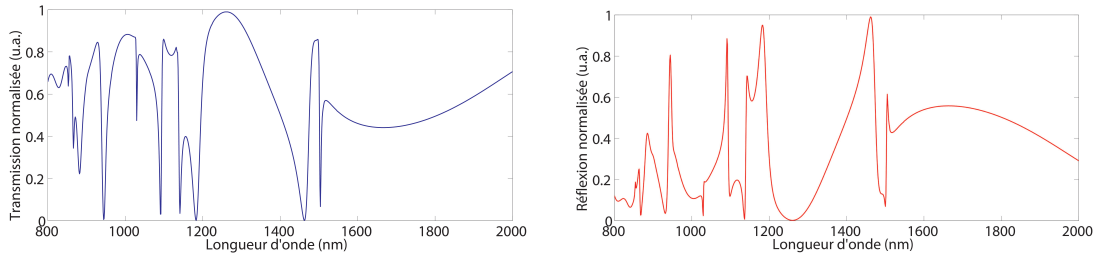
$$\text{Réflectivité : r} = \frac{\|E_r\|}{\|E_i\|} \tag{4.3}$$

De manière plus générale, pour des cavité d'air (gaps) de longueurs comprises entre 50 et 200 nm, la résonance autour de 1500 nm est de faible qualité. Pour des gaps de



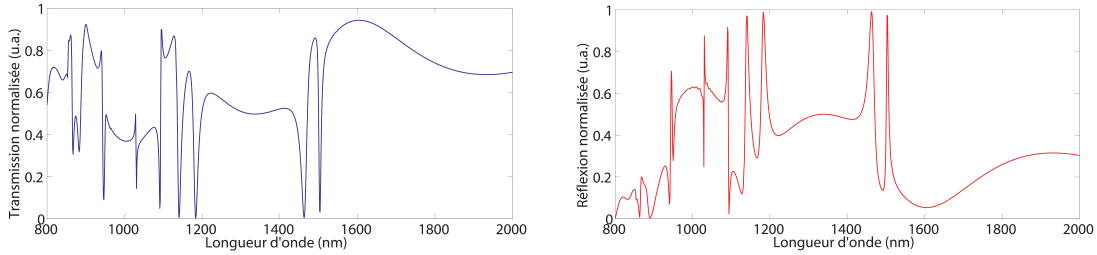
(a) (b)

Figure 4.17 – Transmission et réflexion théoriques avec un gap d'air de 115.7 nm



(a) (b)

Figure 4.18 – Transmission et réflexion théoriques avec un gap d'air de 495 nm



(a) (b)

Figure 4.19 – Transmission et réflexion théoriques avec un gap d'air de 795 nm

400 à 600 nm, la résonance en transmission devient supérieure à 90 % mais la résonance réfléchie reste comprise entre 50 et 60 %. Pour une cavité d'air de 795 nm (Fig. 4.19), la transmission chute de 95 % à 1501 nm tandis que la réflexion augmente de 85 %. Nous décidons donc de réaliser une cavité d'air d'une longueur de 795 nm.
Nous avons étudié tous les paramètres nécessaires de la structure Fano pour notre guide ridge, nous pouvons donc passer aux étapes de fabrication et de caractérisation.

4.2.3 Réalisation technologique d'une structure Fano intégrée sur ridge

Nous détaillons dans un premier temps les propriétés expérimentales du guide ridge utilisé pour la fabrication de la structure. Nous montrerons ensuite la méthode de fabrication d'une structure Fano à l'une des extrémités du guide ridge ainsi que sa caractérisation optique.

4.2.3.1 Propriétés du guide ridge

Le guide ridge a une longueur de 7.997 mm et sa largeur est de 10.3 µm. Cette largeur permet de définir un cristal photonique de grande dimension et donc espérer une résonance plus efficace. Le ridge est réalisé dans les conditions suivantes : une bande de titane de 5 µm de large est définie par photolithographie sur un wafer X-Cut. Un ridge est ensuite découpé à la scie de part et d'autre du ruban titane. Le ruban de titane est alors diffusé pour obtenir un guide d'onde. Avec ce procédé de fabrication, nous espérons utiliser l'avantage de la structure ridge pour graver sur toute sa largeur, avec un mode plus confiné par rapport au même ridge avec du titane diffusé sur toute sa largeur.

Visualisation du mode optique : Les modes optiques sont visualisés avec une caméra infrarouge et un objectif x20 (Fig. 4.20). Un caractère multimode peut être observé dans la profondeur du ridge. Le battement entre les modes pourra nuire au taux d'extinction de la transmission au niveau des pics de résonance.

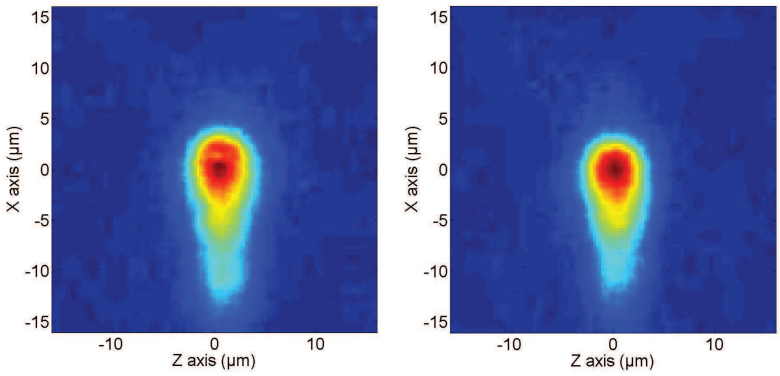


Figure 4.20 – Modes TE et TM en sortie du guide ridge de 10.3 μm de large, visualisés avec une caméra infrarouge.

Mesures des pertes : A l'aide d'une source ASE et d'un analyseur de spectre optique haute résolution (APEX AP2040), les spectres en transmission et en réflexion sont mesurés pour les deux polarisations. La figure 4.21 montre les transformées de Fourier (TF) associées aux spectres en transmission et en réflexion pour les polarisations TE et TM au travers du guide ridge. Les positions temporelles des pics et leurs intensités associées sont répertoriées dans le tableau 4.2. Par la méthode des calculs de maximum et minimum de transmission et réflexion, les pertes de propagation optique, les coefficients de réflexion ainsi que les indices de groupe sont calculés (Tableau 4.3). Le coefficient de réflexion calculé est très important, puisqu'il est de 60 % pour les deux polarisations. Par contre, la diffusion du ruban titane de 5 µm sur le guide ridge de 10 µm de large induit de faibles pertes de propagation (inférieures à 0.45 dB/cm) pour les deux polarisations.

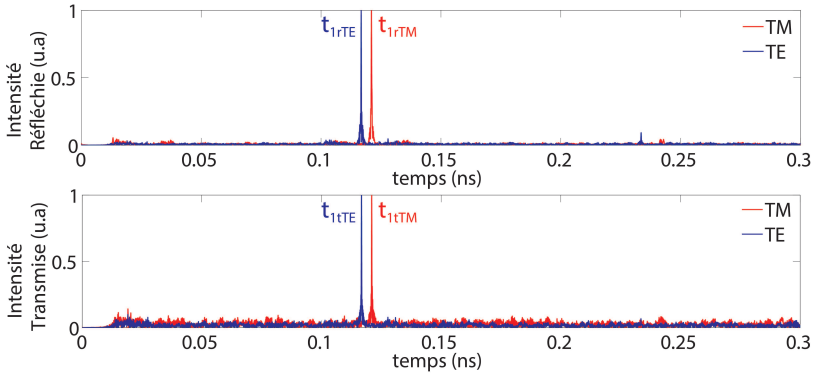


FIGURE 4.21 – TF des spectres transmis et réfléchis du guide ridge sur la bande C en polarisation TE et TM.

	Polarisation TE		Polarisation TM	
pic	temps (ns)	intensité (u.a.)	temps (ns)	intensité (u.a.)
t_1	0.117	1	0.121	1
t_2	0.234	0.068	0.242	0.081
r_1	0.117	1	0.121	1
r_2	0.234	0.093	0.242	0.040

TABLEAU 4.2 – Positions temporelles des pics de transmission/réflexion et intensités associées du guide ridge de 10.3 μm de large.

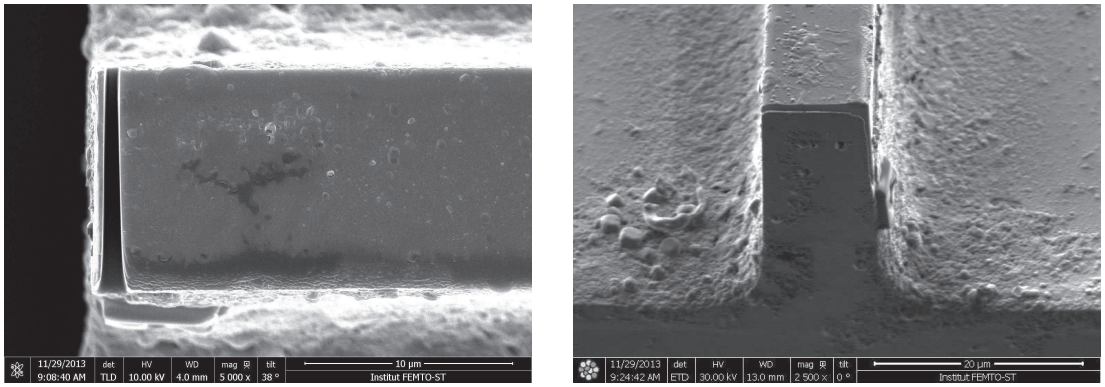
4.2.3.2 Méthode de fabrication

La première étape consiste à fabriquer une membrane d'air au bout du ridge sur toute la largeur du ridge par gravure FIB, à l'instar d'une période d'un réseau de Bragg

	polarisation TE	polarisation TM
rapport pics transmis 2/1	0.068	0.081
rapport pics réfléchis 2/1	0.0926	0.040
pertes optiques (dB/cm)	0.42	0.30
Coefficient de réflexion	64.2	60.3
Indice de groupe	2.188	2.268

Tableau 4.3 – Tableau récapitulatif des caractéristiques du guide ridge de 10 μm de large sur la bande C.

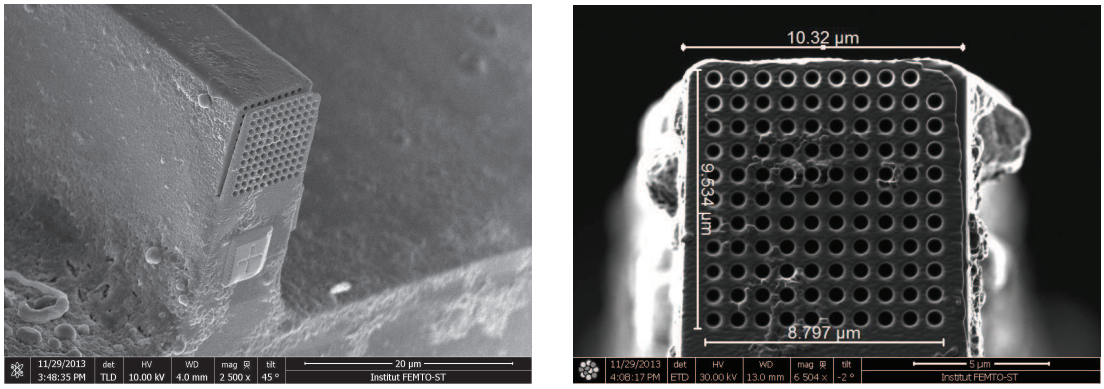
à haut facteur de forme. La figure 4.22 montre une vue de dessus et une vue de face de l'extrémité du ridge après gravure de la membrane.



(a) (b)

Figure 4.22 – Images MEB d'une membrane de 600 nm d'épaisseur gravée par FIB en bout d'un guide ridge HFF de 10.3 μm de large. (a) Vue de dessus. (b) Vue de face tiltée.

Une fois la membrane gravée, l'échantillon est tourné de telle sorte à pouvoir usiner perpendiculairement au plan de la membrane. Le CP 2D que nous avons défini lors de l'étude numérique est alors gravé, comme le montre la figure 4.23. 10 périodes sont gravées dans la largeur et 11 périodes sont gravées dans la profondeur. Les images MEB de la figure 4.23 nous permettent de constater que la faible épaisseur de la membrane favorise la gravure du cristal photonique dans toute la profondeur et l'amélioration de l'angle de gravure.



(a) (b)

Figure 4.23 – Images MEB d'un CP 2D gravé par FIB sur une membrane en bout de ridge. (a) Vue tiltée. (b) Vue de face.

4.2.4 Caractérisations optiques de la structure Fano

4.2.4.1 Visualisation du mode optique

La figure 4.24 montre le mode transmis pour les polarisations TE et TM une fois la structure Fano gravée à l'une des extrémités du ridge. L'injection se fait à l'extrémité opposée de la membrane. Nous observons deux modes pour les deux polarisations : un mode principal quasiment circulaire, ainsi qu'un autre mode plus faible en dessous. Nous pouvons d'ores et déjà affirmer que les propriétés de propagation au travers de la structure Fano seront différentes par rapport aux attentes théoriques : quelque soit le mode guidé dans le ridge, qu'il soit monomode ou multimode, les calculs numériques effectués par FDTD-3D périodique considèrent la propagation d'une onde plane.

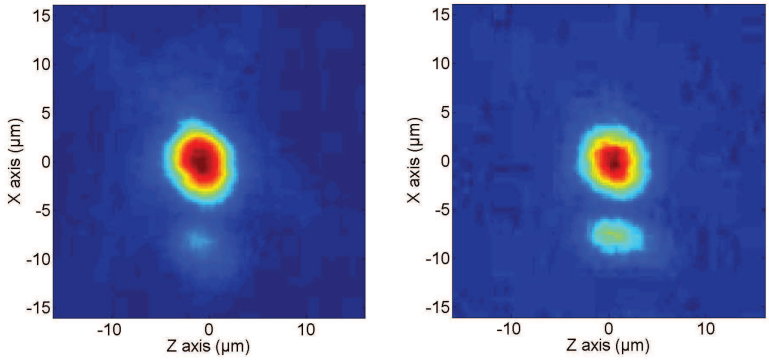


Figure 4.24 – Visualisation des modes à la sortie de la structure Fano avec une caméra IR pour les polarisations TE (gauche) et TM (droite).

4.2.4.2 Mesures en réflexion

A l'aide d'un contrôleur de polarisation et d'un circulateur, nous mesurons le signal réfléchi par la structure Fano sur la bande C pour les deux polarisations. Côté transmis, un objectif nous permet de visualiser le mode à la sortie de la structure. La figure 4.25 montre le spectre de réflexion sur la bande C au travers de la structure Fano. Nous y observons deux ISL différents. Le premier ISL, supérieur à la bande spectrale disponible pour nos mesures (estimé à environ 60 nm), correspond à une distance de 9 à 20 µm selon l'indice choisi (respectivement niobate de lithium et air) et est donc incompatible avec un effet de la cavité Fano. Le deuxième ISL de 0.5 nm correspond aux allers-retours de la lumière dans une cavité de 1 ou 2 mm en prenant en compte respectivement l'indice du niobate de lithium ou de l'air. Nous attribuons ce deuxième ISL à la cavité entre la sortie du guide et l'objectif de microscope utilisé pour visualisé le mode optique. Par contre, aucun pic de résonance dû à la cavité de la structure Fano n'apparaît dans le spectre.

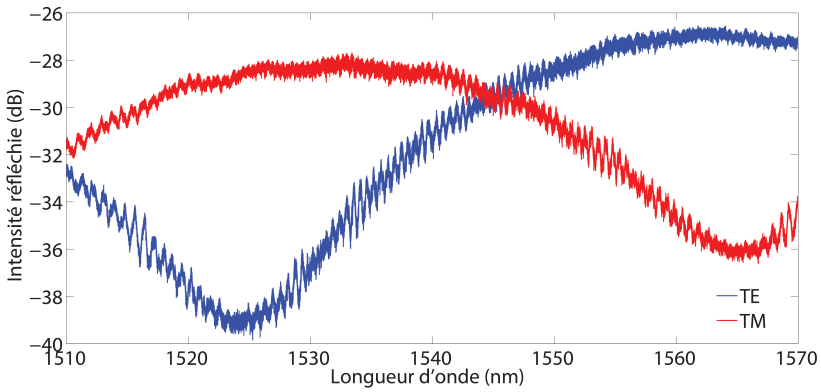


Figure 4.25 – Mesures expérimentales des densités spectrales réflechies de la structure Fano pour les polarisations TE et TM sur la bande C.

4.2.5 Discussion

Nous souhaitons comprendre pourquoi nous n'avons pas pu observer de pic de résonance dans notre échantillon. Nous réalisons donc un calcul numérique par FDTD-3D. Comparé à l'étude numérique que nous avons précédemment réalisée, nous simulons la propagation des ondes électromagnétiques dans une structure finie dans toutes les directions et nous prenons en compte la taille réelle du ridge et du cristal photonique. La transmission et la réflexion normalisées obtenues par cette méthode de calcul sont montrées sur la figure 4.26.

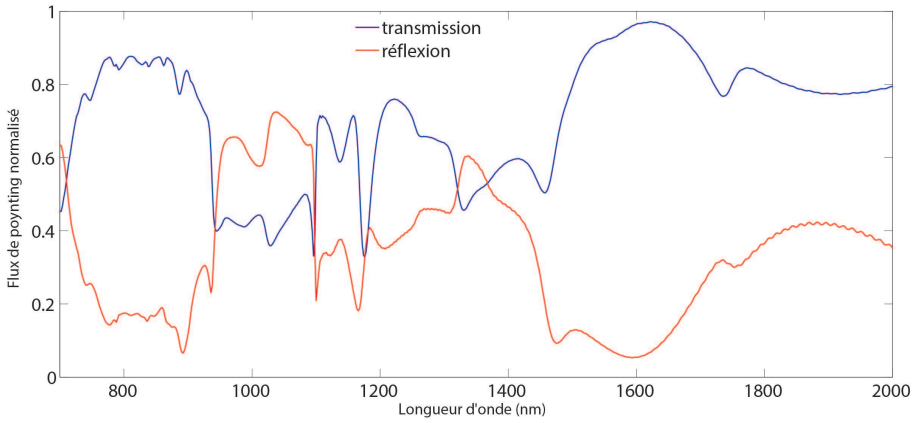


Figure 4.26 – Transmission et réflexion normalisées au travers de la structure Fano, calculée par FDTD 3D

Nous pouvons observer que la transmission croît de 50.39 % à 91.95 % entre 1454 nm et 1550 nm. Quant à la réflexion, celle-ci passe de 46.44 % à 9.35 % entre 1400 et 1474 nm. Les pics de résonance déterminés par FDTD-3D périodique ne sont plus observables dans le cas de nos simulations des structures finies. Nous pensons que le cristal photonique ne possède pas assez de périodes pour induire une résonance Fano. Cela signifie dans ce cas qu'il faut fabriquer des ridges plus larges. Le problème devient alors technologique puisqu'il sera plus difficile de graver au FIB au travers de toute la largeur du ridge pour obtenir une membrane.
Aussi, nous n'avons pas pris en compte la variation d'épaisseur de la membrane à cristal photonique et de la cavité d'air due à l'angle de gravure dans la largeur du ridge dans ce calcul FDTD-3D. Nous pouvons donc attendre théoriquement à plus de pertes causées par la déviation du faisceau transmis.

4.2.6 Synthèse sur la résonance Fano

Nous avons pu déterminer numériquement des paramètres de membranes suspendues qui permettent d'espérer des résonances aux longueurs d'onde télécoms mais dans le cas de structures infiniment grandes. Un premier démonstrateur a pu être fabriqué sur un guide ridge à haut facteur de forme mais malheureusement, aucune résonance n'a pu être observée. Plus de calculs semblent nécessaires pour optimiser la structure, mais aux vus de la difficulté de réalisation et des résultats obtenus, cette piste ne sera pas privilégiée pour la suite.
En perspective, une étude théorique en fonction de la dimension globale du CP et du mode guidé serait importante pour comprendre leurs effets sur les facteurs de qualité et les positions spectrales des résonances Fano.

Les travaux pour obtenir des résonances à fort contraste d'intensité et à fort facteur de qualité sur des guides ridges $LiNbO_3$ sont encore en cours actuellement. Parallèlement à ces études, nous avons développé un procédé pour déposer les électrodes qui seront nécessaires à notre application de modulation électro-optique. Nous proposons de décrire ces développements dans la dernière partie de ce chapitre.

4.3 Dépôt d'électrodes sur guides ridges pour la modulation électro-optique

La cavité Fabry-Perot constituée de deux réseaux de Bragg à haut facteur de forme semble actuellement la plus appropriée pour la création de résonances, même si actuellement, les paramètres doivent être optimisés pour atteindre des coefficients de réflexion et résonances recherchées. Pour atteindre notre objectif de modulation électro-optique, il est nécessaire d'ajouter des électrodes au niveau de la cavité Fabry-Perot. Nous montrons ici les deux méthodes que nous avons testées pour déposer des métaux sur les flancs des guides ridges, comme representé sur la figure 4.27, et les difficultés rencontrées pour réaliser cette étape.

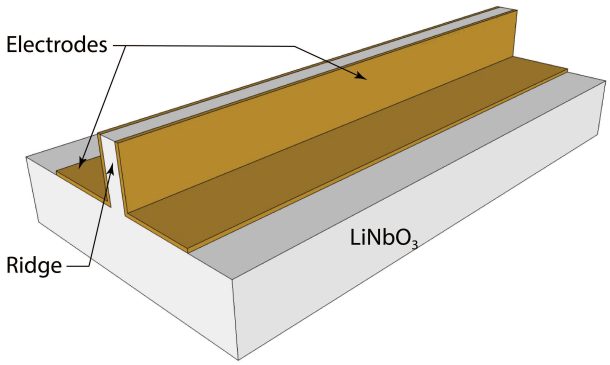


Figure 4.27 – Représentation schématique d'un guide ridge présentant des électrodes sur ses flancs.

4.3.1 Dépôt d'électrodes par pulvérisation cathodique

Le dépôt d'électrodes sur des guides ridges n'est pas aussi facile que pour des guides classiques puisque nous ne pouvons pas utiliser les techniques standards de salle blanche pour masquer les zones où il ne faut pas déposer de métal avec de la résine. Plus particulièrement, il faut veiller à ne pas déposer de métal sur la surface du ridge pour ne

pas relier les électrodes de chaque flanc et ainsi éviter les court-circuits (Fig. 4.27).
La deuxième problématique est liée aux pertes d'absorption dues à la présence rapprochée des électrodes de part et d'autre du guide d'onde. Pour cela, il est nécessaire d'isoler les électrodes du guide d'onde par une couche de diélectrique de quelques dizaines de nanomètres telle que la silice.

Nous expliquons le procédé de fabrication des ridges avec électrodes, dont les étapes sont schématisées sur la figure 4.28.
- **Dépôt et diffusion de titane :** réalisation pleine plaque du gradient d'indice à la surface du wafer
- **Enduction de résine :** Nous déposons environ 5 µm de résine par spray-coating à la surface de l'échantillon. La tenue de la résine pendant la découpe-polissage est essentielle pour éviter les courts circuits suite à l'étape de lift-off. Un nettoyage de l'échantillon par plasma O_2 avant l'enduction de résine est ainsi préférable afin d'améliorer l'adhérence de la résine sur l'échantillon.
- **Découpe des ridges :** Les ridges sont définis et usinés par découpe-polissage dans l'échantillon sur une profondeur de l'ordre de 40 µm. A l'issue de cette étape de découpe-polissage, les surfaces supérieures des ridges sont recouvertes de résine tandis que leurs flancs sont à nus.
- **Dépôt de silice :** Avant le dépôt, une étape de décapage de la surface par plasma O_2 est nécessaire pour améliorer l'adhérence. La durée de cette étape préalable au dépôt doit être maîtrisée car le plasma O_2 grave également rapidement la couche de résine présente aux sommets des ridges. Une couche de 250 nm de silice est alors déposée par évaporation par canon à électrons. Cette technique de dépôt étant très directive, l'échantillon est préalablement incliné par le biais d'un porte substrat spécialement fabriqué pour assurer le dépôt de la silice sur les flancs du ridge.
- **Dépôt des électrodes :** Pour définir les électrodes, nous déposons 60 nm de titane et 140 nm d'or par pulvérisation cathodique. Cette fois ci, la technique est non-directive et le métal recouvre le fond des ridges, leurs flancs et leur surface supérieure.
- **Découpe-polissage :** Les faces d'entrée/sortie des guides ridges optiques étant aussi recouvertes de métal, il est nécessaire de les redécouper et de les polir.
- **Séparation des électrodes :** Enfin, l'échantillon est placé dans un bain de *remover* afin d'enlever la résine et donc la partie métallique la recouvrant à la surface du ridge.

Cette technique de dépôt d'électrodes présente actuellement plusieurs problèmes :
- Tout d'abord, la résine à tendance à partir partiellement lors de l'étape de découpe polissage pour les ridges compris entre 4 et 8 microns de largeur. Nous n'avons pu résoudre ce problème, mais nous le contournons en plaçant ensuite l'échantillon dans un porte échantillon permettant de sélectionner une zone où la résine est présente aux sommets des ridges pour faire ensuite le dépôt de la silice et des métaux.
- Un autre problème concerne l'adhérence de la silice et des électrodes sur le niobate

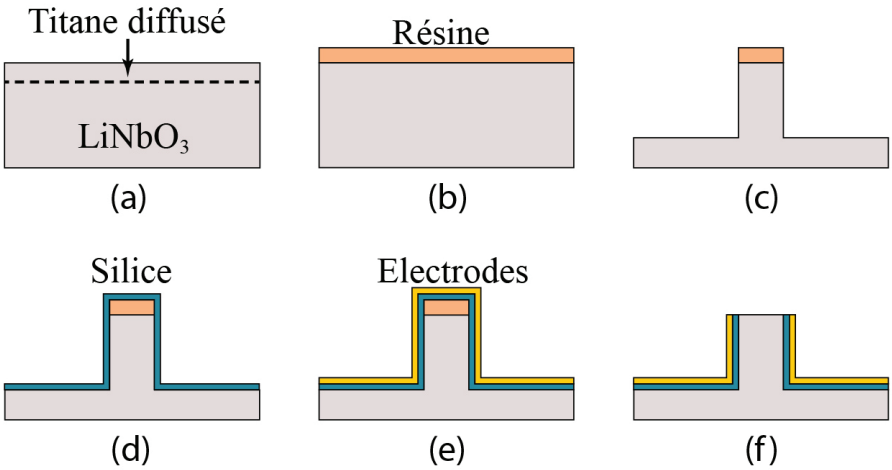
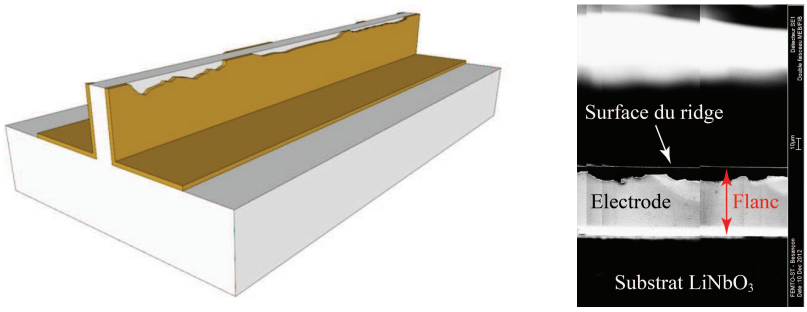


Figure 4.28 – Représentation schématique des étapes de dépôt des électrodes sur des guides ridges à haut facteur de forme : (a) Substrat avec Ti diffusé pleine plaque. (b) Enduction de résine. (c) Découpe-polissage du ridge. (d) Dépôt de silice. (e) Dépôt des électrodes. (f) Strippage de la résine.

de lithium. En effet, les électrodes n'ont pas résisté à une découpe d'échantillon pour accéder au flanc d'un ridge pour y graver un cristal photonique.
- Enfin, la dernière étape de strippage de la résine peut arracher partiellement une partie des électrodes sur des zones proches du sommet sur les flancs de ridges, comme montré sur la figure 4.29.



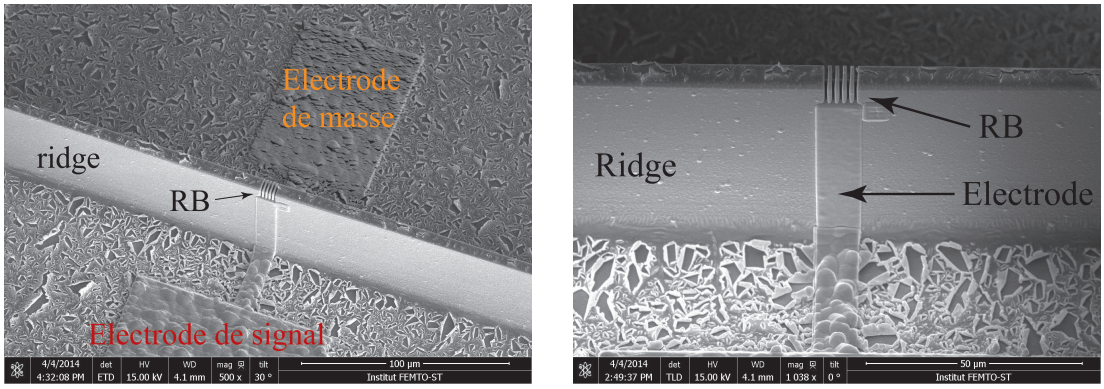
(a) (b)

Figure 4.29 – (a) Représentation schématique d'un ridge possédant des électrodes arrachées partiellement à cause de l'étape de strippage de la résine. (b) Image MEB d'un ridge avec des électrodes partiellement arrachées.

4.3.2 Dépôt d'électrodes par faisceau d'ion focalisé

Nous avons également testé la possibilité de définir les électrodes sur les flancs des ridges à l'aide de la machine de faisceaux d'ions focalisé (FIB). Il est ainsi possible de déposer du Platine (Pt) de façon localisée à l'aide d'une tige prévue à cet effet et présente dans l'enceinte du FIB.

L'avantage majeur de cette technique est de pouvoir concevoir des électrodes avec des formes diverses sans avoir recourt à des techniques de masquage. Dans le cas des ridges optiques, il s'agit ainsi de définir sur chaque flanc un ruban métallique rectangulaire de faible largeur au niveau de la nano-structure gravée par FIB (Réseau de Bragg, Cristal photonique 2D...) et deux carrés de dimensions 100 µm par 100 µm au fond de la tranchée qui serviront de supports à la connexion par wire-bonding (appelés pads). L'intérêt de pouvoir réaliser l'électrode juste au niveau et à la taille de la nano-structure gravée doit permettre d'obtenir un fort couplage électro-optique tout en limitant les pertes optiques dues à l'absorption de la lumière par cette couche métallique de faibles dimensions au contact du mode optique. La réalisation de ce type d'électrode structurée serait très compliquée à obtenir avec les techniques standards de salle blanche du fait de la quasi-verticalité des ridges (angle d'environ 88°) et de la hauteur des ridges optiques (de l'ordre de 40 µm).



(a) (b)

Figure 4.30 – Images MEB d'un guide ridge présentant un réseau de Bragg à faut facteur de forme et des électrodes de platine déposées au FIB. (a) Vue éloignée. (b) Vue rapprochée d'un flanc de ridge.

Cependant les inconvénients de ce dépôt par FIB sont multiples :
- Le dépôt doit se faire en deux étapes pour définir les électrodes sur chaque flanc. Cela nécessite de sortir l'échantillon de la machine sous vide pour se faire.
- L'encombrement doit être minimal autour du ridge pour autoriser à la tige utilisée

pour faire le dépôt d'accéder aux structures à métalliser. Cela signifie que plusieurs sillons successifs doivent être usinés pour faire un seul ridge, ce qui allonge le temps de fabrication.
- Nous avons rencontré des problèmes de connexion par wire-bonding lorsque nous avons fait le packaging de l'échantillon : contrairement à l'aluminium et l'or, le platine n'est pas un matériau conseillé pour la réalisation des pads (zones pour le wire bonding).
- enfin le Pt déposé est mélangé avec du carbone : cela rend très difficile la réalisation des contacts électriques par wire bonding.
Bien que très séduisante initialement, cette technique de réalisation des électrodes par FIB a donc été abandonnée.

4.3.3 Synthèse sur le dépôt métallique

Si un protocole a donc pu être proposé au cours de cette thèse, les tests doivent être poursuivis pour assurer une bonne adhérence entre le niobate de lithium et les électrodes. Malheureusement, nous n'avons pas pu aboutir à une structure résonante accordable de manière électro-optique en raison des différents problèmes que nous venons d'énoncer.

4.4 Conclusion

Le premier type de résonance que nous avons étudié dans ce chapitre est une résonance due à un effet Fabry-Perot entre deux réflecteurs à haut facteur de forme. Nous avons cherché à visualiser un grand nombre de résonances dans notre bande interdite photonique, d'où une longueur de cavité de plusieurs centaines de micromètres. Pour obtenir une unique résonance, la cavité Fabry-Perot peut alors être réduite à quelques centaines de nanomètres seulement. La faisabilité technologique a pu être démontrée, et les résultats préliminaires sont très encourageants (facteur de qualité de 3250) si l'on considère que les paramètres géométriques peuvent encore être optimisés.

Dans la deuxième partie de ce chapitre, nous avons exploré la résonance Fano pour réduire la longueur de la structure à moins de 2 µm. Nous attendions des résonances avec des extinctions supérieures à 85 % avec les paramètres sélectionnés. Malheureusement, les résultats théoriques et les mesures expérimentales n'ont pas pu aboutir à une validation de nos attentes puisqu'aucune résonance n'a pu être observée. C'est donc une approche que nous avons choisie de ne pas retenir pour la réalisation de dispositifs électro-optiques compacts.

Enfin, nous avons cherché une solution pour déposer des électrodes sur des guides ridges à haut facteur de forme. Pour le moment, le dépôt d'électrodes sur les flancs des

ridges est délicat et nous n'avons pas réussi à fabriquer de composants commandables par effet électro-optique sur des guides ridges HFF. La fabrication de cristaux photoniques sur des ridges à haut facteur de forme pour la fabrication de résonateurs actifs montre donc des limites. C'est pourquoi nous nous sommes intéressés au développement de technologies alternatives : au lieu de chercher les plus hauts facteurs de forme, nous sommes allés dans la direction opposée : l'amincissement du niobate de lithium pour améliorer le confinement et faciliter la gravure des cristaux photoniques. C'est le thème du cinquième et dernier chapitre.

CHAPITRE 5

Micro-rubans et membranes en niobate de lithium découpés à la scie circulaire de précision

Jusqu'à présent, nous avons étudié la fabrication de cristaux photoniques sur des guides ridges réalisés à la scie circulaire de précision. La découpe-polissage autorise la fabrication de ridges à très hauts facteurs de formes (HFF) et nous avons pu les structurer en améliorant l'interaction entre le guide et le cristal photonique. La structure B-ridge [1] ajoute une transition du mode et facilite la connexion des guides ridges avec une fibre monomode standard de type SMF-28. Néanmoins, les avancées actuelles ne nous ont pas permis de réaliser des composants commandables par effet électro-optique et certaines difficultés technologiques (notamment en ce qui concerne le dépôt d'électrodes) doivent être résolues.

En parallèle à l'étude sur les ridges HFF, nous avons voulu exploiter les couches amincies en niobate de lithium pour graver nos cristaux photoniques et y déposer des électrodes. L'idée est toujours de confiner la lumière guidée afin d'augmenter son interaction avec le cristal photonique, mais cette fois-ci le confinement est vertical alors qu'il était latéral dans les guides ridges. Cet amincissement est également bénéfique pour les applications électro-optiques tels que les modulateurs [102, 103]. Nous avons déjà évoqué dans le premier chapitre la difficulté des procédés actuels pour fabriquer des couches minces en niobate de lithium (techniques d'ion slicing ou IBEE) et les fortes pertes d'insertion dans les couches minces avec des fibres standards de type SMF28. Dans ce chapitre, nous détournons la fonction principale de la scie circulaire

1. B-ridge : ridge présentant des zones de transition usinées à la scie circulaire de précision, étudié au chapitre 2

de précision pour amincir jusqu'à quelques centaines de nanomètres des substrats en niobate de lithium.

Nous présentons dans ce chapitre les différentes structures amincies qui ont été réalisées [2]. Nous commencerons par une technique originale d'amincissement local d'un guide Ti :$LiNbO_3$ pour la fabrication de cristaux photoniques sur des guides classiques. Nous montrerons alors les tests électro-optiques sur une cavité Fabry-Perot gravée par FIB sur ces guides amincis. La deuxième moitié de ce chapitre se focalisera sur la fabrication et les premières caractérisations de structures ultra-confinées, de type fil photonique.

5.1 Amincissement local d'un guide classique par découpe à la scie circulaire de précision

5.1.1 Intérêt de la structure

Nous proposons une structure guidante amincie à faibles pertes d'insertion dans le guide en combinant les techniques standards de salle blanche et la découpe à la scie circulaire de précision. La figure 5.1 représente la structure à réaliser. Il s'agit d'un guide classique (diffusé titane par exemple) entouré d'électrodes. En figure 5.1(a), les électrodes sont disposées de part et d'autre d'un guide droit, mais des structures plus complexes peuvent être envisagées, comme des modulateurs Mach-Zehnder entourés d'électrodes à ondes progressives. Le substrat est aminci localement de façon à ce que le guide optique soit confiné entre deux tranches d'air, sur une épaisseur de 1 à plusieurs micromètres (Fig. 5.1(b)).

Cette structure présente plusieurs intérêts majeurs pour les résonateurs commandables par effet électro-optique que nous souhaitons fabriquer :
- une épaisseur de quelques microns seulement sur une partie du guide permet la gravure de cristaux photoniques traversant l'épaisseur totale du guide aminci et donc une meilleure interaction entre le guide et le CP.
- Par rapport aux ridges HFF, la définition des motifs des électrodes de part et d'autre du guide est simplifiée puisqu'elle est possible par photolithographie, procédé classique de salle blanche.
- La transition lente sur plusieurs centaines de micromètres entre la zone amincie du composant et le guide classique réduit les pertes rayonnées dans la transition.

2. Ces structures ont été fabriquées conjointement avec Fabien Henrot dans le cadre du projet ANR MatetPro CHARADES.

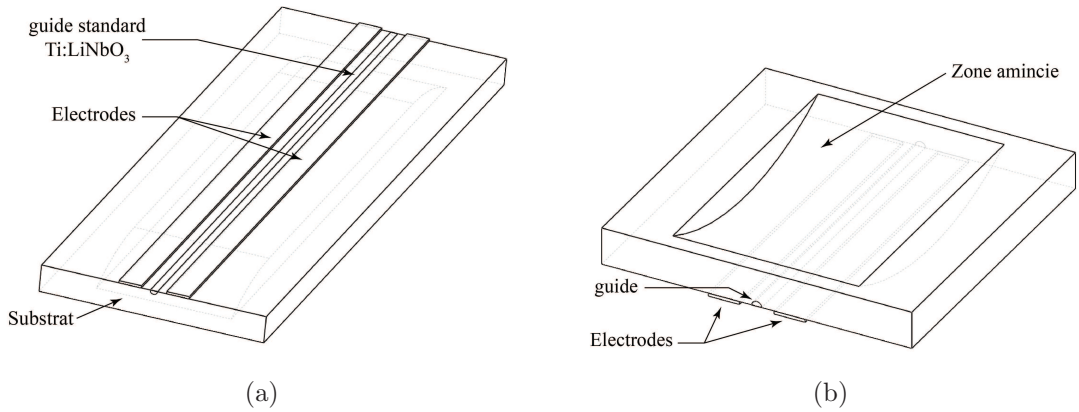


Figure 5.1 – Représentations schématiques d'un guide classique diffusé titane entouré d'électrodes et aminci localement à l'aide d'une scie circulaire de précision. (a) Vue de dessus. (b) Vue de dessous.

5.1.2 Réalisation technologique

La fabrication des guides standards en niobate de lithium avec électrodes implique l'utilisation de procédés de salle blanche, tels que la photolithographie pour la définition des motifs de guides et des électrodes, et le dépôt de métaux par évaporation ou par pulvérisation. Ces différentes étapes sont schématisées sur la figure 5.2.

Les échantillons sont ensuite séparés par découpe standard et les faces d'entrée et de sortie des guides sont découpées et polies à l'aide de la scie circulaire de précision. Il ne reste plus qu'à amincir localement le guide. Pour cette dernière étape, l'échantillon est posé à l'envers (guides du côté du film adhésif) sur le porte échantillon de la scie. Le mode *chopper* (défini au § 2.4.2) de la scie est alors employé pour descendre la lame jusqu'à la profondeur souhaitée dans l'échantillon. Grâce au contrôle de la profondeur, nous pouvons arrêter la descente de la lame à quelques micromètres de la surface, c'est à dire à la limite de la zone des guides diffusés dans notre cas. Pour calibrer l'épaisseur de la membrane, une première descente de lame est effectuée proche du guide au travers de tout l'échantillon jusqu'à arriver dans le film adhésif. Nous calculons alors la profondeur à laquelle la lame est descendue et ajustons la profondeur de lame pour réaliser une membrane de quelques micromètres d'épaisseur au niveau du guide.
La forme circulaire de la lame va créer une zone de transition lente de part et d'autre de la couche localement amincie, comme le montre le schéma de la figure 5.3. Une lame de découpe-polissage est utilisée pour limiter la rugosité sous le guide et éviter la détérioration de la membrane. Cette zone de transition dépend du rayon R de la lame utilisée : plus le rayon sera grand, plus lente sera la transition. En utilisant l'équation 5.1, nous pouvons calculer la variation d'épaisseur Δp de la membrane lorsque nous

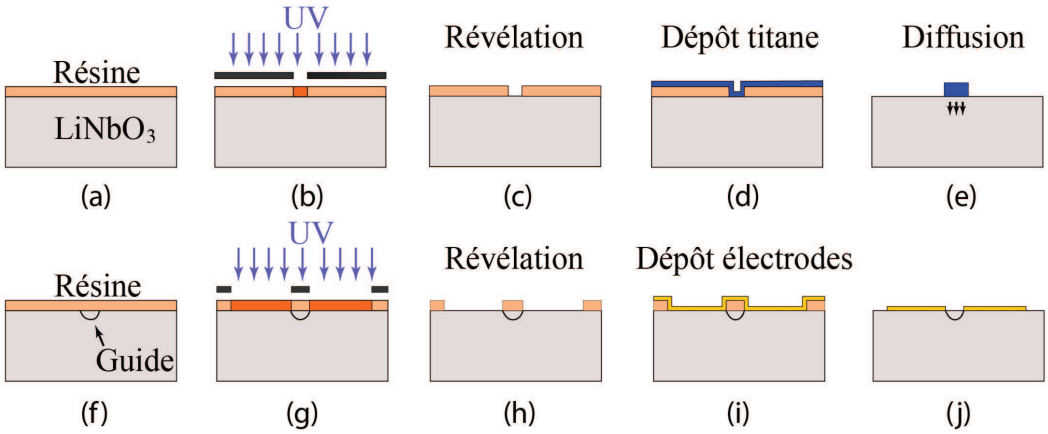


Figure 5.2 – Représentation schématique des étapes de fabrication d'un guide diffusé titane dans un substrat de niobate de lithium. (a) Enduction de résine. (b) Alignement du masque pour la définition des guides et insolation. (c) Révélation. (d) Dépôt de titane par évaporation. (e) Strippage de la résine (lift-off) et diffusion du titane. (f) Enduction de résine. (g) Alignement du masque pour les motifs d'électrodes et insolation. (h) Révélation. (i) Dépôt d'électrodes (Ti :Au) par pulvérisation cathodique. (j) Strippage de la résine.

nous plaçons à une longueur l de part et d'autre de la zone la plus amincie.

$$\Delta p = R - \sqrt{R^2 - l^2} \tag{5.1}$$

Prenons par exemple une lame de rayon R = 28 mm, la variation d'épaisseur à une distance de 100 µm de la zone la plus amincie est de $\Delta p = 89nm$ (le schéma de la figure 5.3 illustre ces différentes variations). A une distance de 200 µm de la zone amincie, la variation d'épaisseur sera de 357 nm. Cela signifie que nous pouvons graver sur toute l'épaisseur de la membrane des motifs tels que des cristaux photoniques ou des cavités Fabry-Perot sur une longueur de plusieurs centaines de micromètres.

Nous avons pu observer pendant la fabrication de ces guides que des amincissements pour des membranes inférieures à 4 µm n'ont pas résisté pendant la découpe. La rotation de la lame entraîne des contraintes mécaniques qui ne sont pas absorbées par le film adhésif sur lequel repose l'échantillon, ce qui cause la rupture de la couche mince.
Cette rupture pose d'ailleurs un problème pour calibrer l'épaisseur de la membrane. Avec la détérioration du matériau, il est compliqué de définir précisément l'épaisseur de film adhésif dans laquelle la lame est rentrée. Cette incertitude de calibration est évaluée à 1 µm.

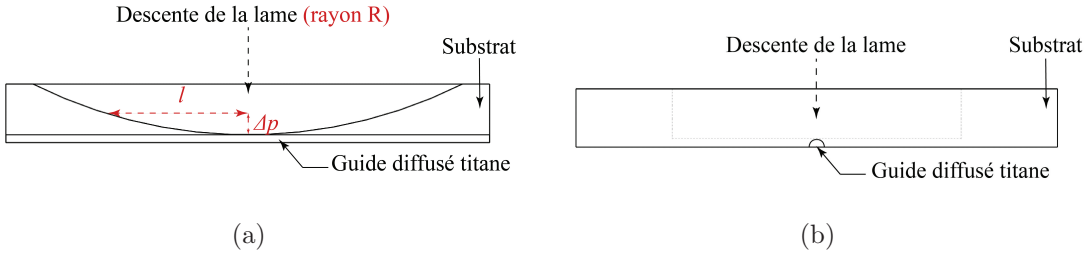


Figure 5.3 – Schéma en vue de coupe du guide aminci. (a) Coupe dans la longueur du guide d'onde. (b) Coupe perpendiculaire au guide d'onde. Les pointillés représentent la forme laissée par le passage de la lame de découpe polissage.

Notons enfin que des électrodes sont représentées sur la figure 5.3. Les guides amincis présentant des électrodes ont été réalisés et nous n'avons constaté aucun problème lors du collage et du décollage des échantillons (sur le film adhésif en vue de leur découpe) lorsque des électrodes ont été préalablement déposées. Nous exploiterons les électrodes déposées pour étudier l'effet électro-optique dans la section 5.2.

5.1.3 Caractérisations optiques

Le guide classique aminci que nous avons caractérisé est fabriqué sur un guide d'onde d'une longueur de 1.1 cm, avec un zone amincie d'épaisseur souhaitée de 4 µm en son centre (à 5.5 mm). L'épaisseur réelle de la membrane est de 4.5 µm (Fig. 5.5). Cette mesure est réalisée grâce à la structuration d'un cristal photonique sur la membrane, qui sera l'objet de la partie § 5.2.

5.1.3.1 Effet de l'amincissement sur les modes optiques

Les modes optiques sont observés à l'aide d'une caméra infrarouge Vidicon et d'un objectif x20. Grâce à la présence de transitions lentes de part et d'autre de la zone amincie, les modes observés en sortie de guide possèdent des dimensions proches de guides standards diffusés titane. La figure 5.4 illustre les modes observés expérimentalement à la sortie d'une telle structure. Les largeurs à mi-hauteur horizontales et verticales sont mesurées : $FWHM_{VTE}$= 3.4 µm et $FWHM_{HTE}$=4.5 µm pour le mode TE et $FWHM_{VTM}$= 3.8 µm et $FWHM_{HTM}$= 4.7 µm pour le mode TM. Nous en déduisons qu'à l'extrémité du guide, le confinement est similaire à celui d'un guide diffusé titane non aminci.

Pour connaître la forme du mode au niveau de la membrane, la structure doit être découpée-polie au niveau de la zone amincie perpendiculairement à l'axe de propagation. Lors de cette étape technologique, la membrane s'est cassée en raison de trop

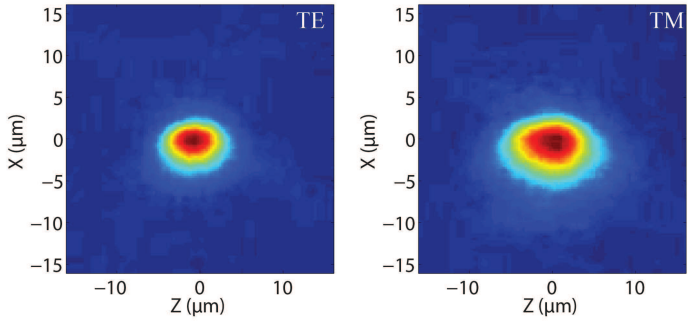


Figure 5.4 – Visualisation à la caméra infrarouge des modes guidés au travers d'un guide diffusé titane aminci à la scie circulaire de précision optique pour les polarisations TE et TM.

fortes contraintes mécaniques. Nous n'avons donc pas pu observer le mode présent au niveau de la membrane.

5.1.3.2 Effet de l'amincissement sur les pertes de propagation

Nous mesurons les densités spectrales transmises et réfléchies à la sortie et à l'entrée des guides amincis pour déterminer les pertes de propagation optique. Le tableau 5.1 résume les différentes caractéristiques du guide aminci et d'un guide standard non aminci pour des conditions identiques de dépôt et de diffusion du ruban de titane. Nous mesurons pour le guide aminci que les pertes de propagation sont inférieures à 1.5 dB/cm selon la polarisation. Nous observons que l'indice de groupe est diminué par rapport à un guide standard, ce qui n'est pas surprenant car le guide aminci est entouré d'un environnement d'indice plus faible que le guide standard diffusé. Enfin, les faces d'entrée/sortie du guide ne dépassent pas 15 % en réflexion, ce qui est proche des réflexions de Fresnel. La différence de quelques pourcents par rapport au guide non aminci peut être attribuée à une différence de polissage des faces d'entrée et de sortie et non à la présence de l'amincissement local.

	Guide aminci à $4.5\mu m$		Guide standard	
Polarisation	TE	TM	TE	TM
Pertes linéiques (dB/cm)	1.25	0.26	0.07	0.13
Coefficient de réflexion (%)	15.3	11.8	21.3	17.3
Indice de groupe	1.95	2.02	2.34	2.42

Tableau 5.1 – Tableau récapitulatif des propriétés optiques d'un guide standard diffusé titane et d'un guide diffusé titane aminci à une épaisseur de 4.5 μm à la scie circulaire de précision.

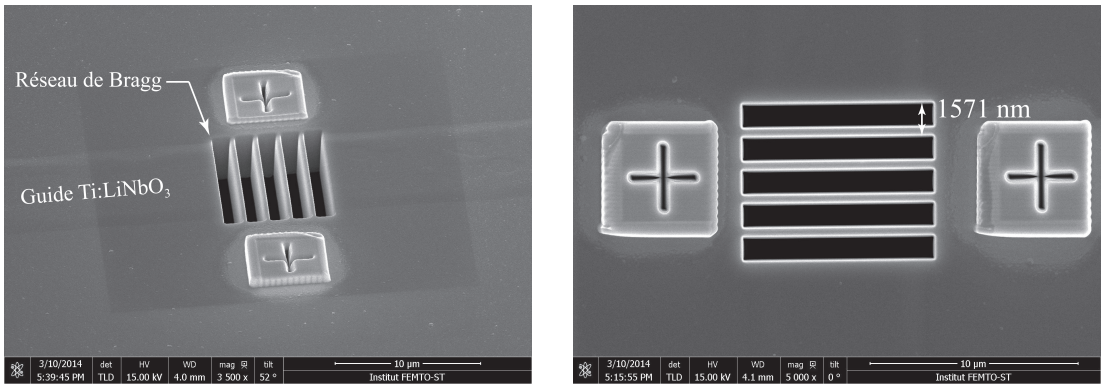
Il est donc possible d'amincir à 4.5 µm un guide standard $LiNbO_3$ localement à l'aide d'une scie circulaire de précision. Les conditions de propagation sont peu perturbées par la présence de l'amincissement. Les pertes de propagation sont légèrement augmentées lorsque le substrat est aminci à moins de 5 µm, mais ces pertes restent acceptables au regard des pertes de plusieurs dB/cm qui sont généralement obtenues dans les guides sur substrats amincis.
Pour éviter la destruction des membranes d'épaisseurs inférieures à 4 µm, des techniques de report d'un substrat sur un superstrat sont nécessaires (annexe C). Des épaisseurs de membranes de 300 nm ont notamment pu être obtenues grâce à cette technique de report. Néanmoins, une étude numérique montre que l'amincissement d'un guide standard diffusé titane avec des épaisseurs inférieures à 1.5 µm n'admet plus de guidage dans la membrane.
Pour le moment, nous proposons de graver un cristal photonique 1D sur la membrane de 4.5 µm sur le guide classique diffusé titane.

5.1.4 Réseau de Bragg gravé sur une un guide classique aminci localement

5.1.4.1 Fabrication et attentes théoriques

Une fois le guide aminci localement caractérisé, nous pouvons réaliser un cristal photonique sur le guide. Nous fabriquons au centre de la membrane un réseau de Bragg de 4 périodes de 1571 nm, et un ratio d'air de 1075 nm. Ces paramètres ont été prévus en anticipant un angle entre les flancs du réseau lors de la gravure. La figure 5.5 montre cependant que le réseau de Bragg fabriqué possède des lames quasiment verticales. Notons de plus que la gravure du réseau permet de vérifier par observation MEB de la structure tiltée l'épaisseur exacte de la membrane, qui est de 4.5 µm.

La réflexion théorique est donc calculée par FDTD-2D pour un réseau de Bragg de période 1571 nm ne présentant aucun angle de gravure. Nous déduisons les bords de la bande interdite à partir des spectres numériques du coefficient de réflexion du réseau de Bragg représentés sur la figure 5.6. La BIP est située entre 1292 nm et 1584 nm pour la polarisation TE et entre 1312 nm et 1618 nm pour la polarisation TM. La réflexion maximale théorique est supérieure à 99.8 % pour les deux polarisations. A une longueur d'onde de 1550 nm, le signal se situe en bord de bande interdite, et les coefficients de réflexion descendent à 84.2 % et 98.6 % pour les polarisations TE et TM respectivement.



(a) (b)

Figure 5.5 – Images MEB du réseau de Bragg gravé sur un guide aminci à 4.5μm. (a) Vue éloignée montrant le guide d'onde et le réseau de Bragg gravé. Un tilt permet de visualiser la profondeur de la membrane. (b) Vue de dessus et rapprochée du réseau de Bragg.

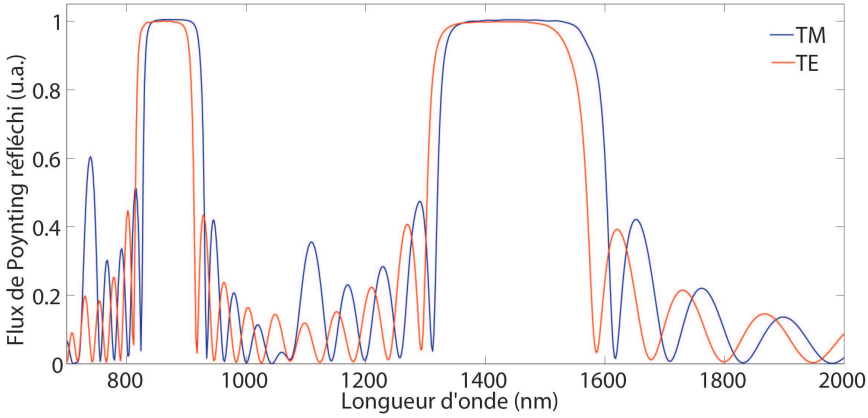


Figure 5.6 – Spectre de la réflexion d'un réseau de Bragg de 4 périodes de 1571 nm chacune, gravé sur un guide aminci en niobate de lithium, calculé numériquement par la méthode FDTD-2D.

5.1.4.2 Mesures des coefficients de réflexion

Les densités spectrales transmises et réfléchies sont mesurées à l'aide de la source et du détecteur de l'OSA haute résolution (APEX) pour déterminer les coefficients de réflexion sur la bande C. Les transformées de Fourier des différentes densités spectrales mesurées sont représentées sur la figure 5.7. Les pics présents montrent 4 allers-retours dans la cavité formée par l'entrée du guide et le réseau de Bragg. Tout comme nous l'avons expliqué dans le chapitre 3, nous mesurons les rapports entre les amplitudes

des différents pics de réflexion sur les TF pour en déduire les coefficients de réflexion. Ces amplitudes sont retranscrites dans le tableau 5.2.

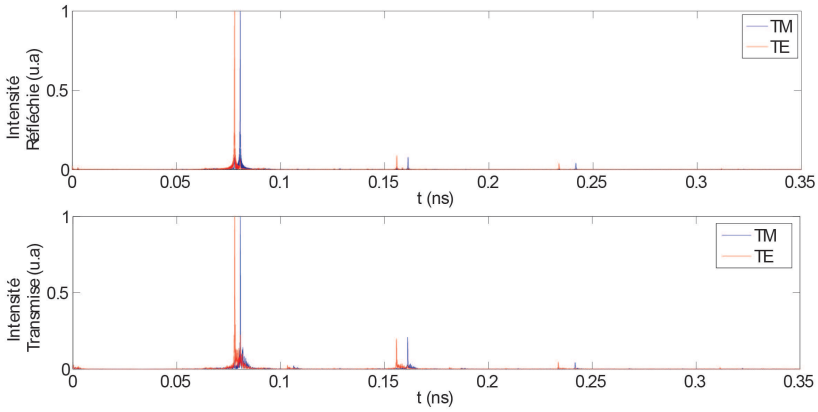


Figure 5.7 – Transformées de Fourier des densités spectrales transmises et réfléchies au travers d'un réseau de Bragg gravé sur une membrane de 4.5 μm réalisée à la scie circulaire de précision sur un guide classique diffusé titane.

	Polarisation TE		Polarisation TM	
pic	position temporelle (ns)	amplitude (u.a.)	position temporelle (ns)	amplitude (u.a.)
1	0.07789	1	0.08058	1
2	0.1558	0.088	0.1612	0.077
3	0.2337	0.038	0.2418	0.041

Tableau 5.2 – Tableau récapitulatif des positions temporelles et des amplitudes des pics de réflexions de la TF de la densité spectrale réfléchie du guide aminci après gravure du réseau de Bragg.

Les coefficients de réflexion mesurés sont de 40.78 % pour la polarisation TE et 43.12 % pour la polarisation TM en moyenne sur la bande C. Aux vues de la verticalité des lames du réseau de Bragg dans la profondeur, ces coefficients de réflexion nous paraissent faibles par rapport aux coefficients attendus. Nous recommençons le calcul des coefficients de réflexion en réduisant la fenêtre de longueurs d'onde étudiées. Les coefficients de réflexion calculés en fonction de l'intervalle de longueurs d'onde sont répertoriés dans le tableau 5.3 pour les polarisations TE et TM. Les maxima de réflexion ne se situent pas aux même longueurs d'onde pour les deux polarisations : en polarisation TE, le coefficient de réflexion maximal est de 53.7 ± 1.3 % entre 1509 et 1515 nm, tandis qu'il est de 48.6 ± 0.8 % entre 1551.7 et 1558.0 nm pour la polarisation TM.

Le décalage spectral entre les maxima de réflexion pour les polarisations TE et TM est conforme à ce qui était prévu théoriquement en figure 5.6. Par contre, nous remarquons d'une part que le maximum de réflexion est décalé vers les bleu par rapport aux prévisions théoriques, et d'autre part qu'il est moins important que celui prévu. Au regard de la modification importante du mode dans la zone de guide confiné, nous pouvons nous demander si les paramètres du réseau de Bragg choisis étaient bien optimaux pour ce guide confiné. Des simulations 3D prenant en compte le confinement du guide dans ces conditions seraient nécessaires pour affiner le choix des paramètres du RB. En tous les cas, les paramètres obtenus ici sont obtenus pour une longueur de 8 µm, ce qui est une performance égale obtenue sur ridge, avec un gain significatif sur la facilité d'intégrer des électrodes de part et d'autre du réseau de Bragg. Nous pouvons finalement noter, comme ce que nous avions signalé pour les ridges, que ces performances représentent un record pour une si petite longueur de réseau.

	Coefficient de réflexion (%)	
Longueurs d'onde (nm)	Polarisation TE	Polarisation TM
1509.0 - 1515.0	53.0 ± 0.5	39.9 ± 1.8
1515.0 - 1521.0	53.7 ± 1.3	40.7 ± 1.7
1521.0 - 1527.0	49.2 ± 2.8	45.2 ± 0.2
1527.0 - 1533.2	38.8 ± 5.0	43.8 ± 4.4
1533.2 - 1539.3	37.4 ± 4.2	46.2 ± 3.7
1539.3 - 1545.5	38.5 ± 2.8	46.6 ± 4.7
1545.5 - 1551.7	33.5 ± 3.6	47.1 ± 2.5
1551.7 - 1558.0	24.0 ± 7.2	48.6 ± 0.8
1558.0 - 1564.4	31.5 ± 0.7	47.9 ± 4.3
1564.4 - 1570.8	24.7 ± 0.5	42.2 ± 4.7

Tableau 5.3 – Tableau récapitulatif des coefficients de réflexion du réseau de Bragg gravé sur un guide aminci en fonction de la longueur d'onde pour les polarisations TE et TM.

5.1.5 Synthèse sur les guides amincis localement

Nous venons de fabriquer et de caractériser un guide aminci avec une épaisseur minimale de 4.5 µm en son centre. Un réseau de Bragg avec un coefficient de réflexion de 50 % et une longueur inférieure à 8 µm a pu y être gravé avec succès avec un l'angle de gravure inférieur à 1° d'après les observations. Regardons maintenant quel peut être l'effet de l'amincissement sur l'effet électro-optique.

5.2 La modulation d'amplitude par effet électro-optique

Nous présentons dans cette partie l'étude électro-optique expérimentale que nous avons effecutées sur des guides amincis à la scie circulaire de précision.

5.2.1 Caractérisations électro-optiques

Toutes les structures que nous comparerons dans cette partie possèdent des guides standards diffusés titane équivalents et présentent des électrodes avec un même motif rectangulaire. Nous caractériserons plus particulièrement 3 échantillons :
- un guide standard, de longueur 6.2 mm et de distance inter-électrode d =14 µm, qui servira de référence par rapport aux structures amincies.
- un guide standard de longueur 11 mm, de distance inter-électrode d =12 µm, et aminci en son centre. L'épaisseur de la zone amincie est de 7.5 µm.
- un guide standard de longueur 11 mm, de distance inter-électrode d =14 µm, aminci en son centre avec une cavité Fabry-Perot constituée de deux réseaux de Bragg espacés de 52.8 µm. L'épaisseur de la zone amincie est de 6.5 µm.

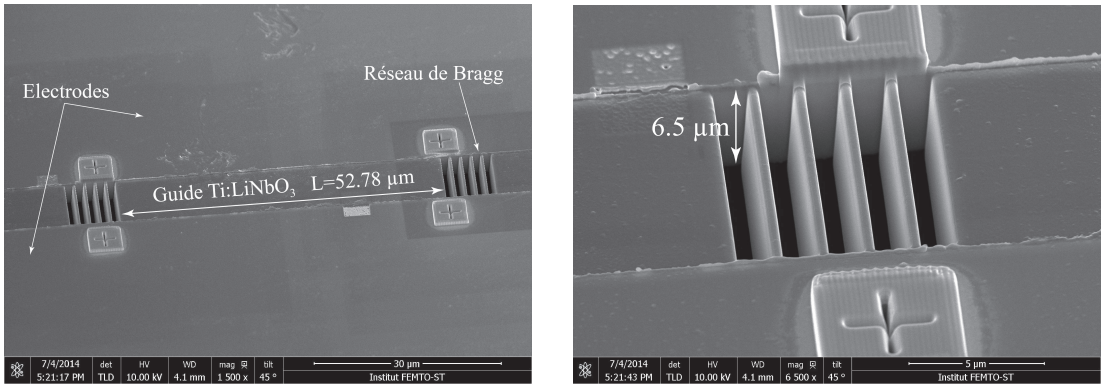
Notons que les guides amincis localement ont une longueur supérieure au guide standard mais les électrodes sont de longueurs identiques et égales à 6.2 mm. Aussi, il faut savoir que le masque que nous avons choisi d'utiliser pour les motifs d'électrodes ont des distances inter-électrodes variables. Nous prendrons en compte cette variation dans notre étude, mais cette dernière n'est pas destinée à déterminer l'effet de la distance inter-électrodes.

Les images MEB de la cavité Fabry-Perot (Fig. 5.8) nous permettent de mesurer une épaisseur de membrane de 6.5 µm.

5.2.1.1 Montages expérimentaux

Pour les tests électro-optiques, nous ajoutons une double pointe métallique au montage expérimental, comme illustré sur la figure 5.9. La mise en contact des pointes avec les électrodes se fait à l'aide de microplatines. L'objectif servant à visualiser le mode en sortie de guide peut être remplacé par une fibre clivée pour mesurer le signal transmis. Le reste du montage ne diffère pas des chapitres précédents.

Deux montages expérimentaux ont été réalisés : un premier en tension continue et un second avec un générateur de basses fréquences. Nous expliquons les différences de montages et les mesures effectuées ci-dessous.



(a) (b)

Figure 5.8 – Images MEB d'une cavité Fabry-Perot gravée sur un guide aminci à 4.5 μm sous la surface. (a) Vue éloignée montrant le guide d'onde, les électrodes et la cavité Fabry-Perot gravée. (b) Vue rapprochée sur l'un des réseaux de Bragg de la cavité Fabry-Perot.

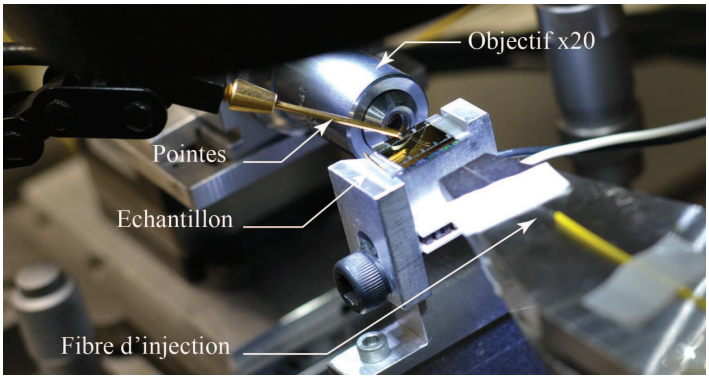


Figure 5.9 – Photographie du montage expérimental de tests électro-optiques sous pointes.

5.2.1.2 Caractérisation avec une tension continue

Les pointes sont reliées à un générateur de tension continue pouvant délivrer jusqu'à 30V. Pour le guide témoin et le guide standard aminci, les densités spectrales transmises et réfléchies sur la bande C sont mesurées tous les 5V de 0V à +30V pour les polarisations TE et TM. Afin de faire des mesures sur toute la bande C, nous utilisons l'APEX comme source accordable et comme détecteur. La trop faible transmission au travers du guide avec cavité Fabry-Perot n'a pas rendu possible la mesure de la transmission avec le montage expérimental utilisé. Seule la réflexion a donc été mesurée.

Les mesures effectuées ne nous ont pas permis d'observer de pic de résonance dans les densités spectrales réfléchies de notre échantillon avec cavité Fabry-Perot. Nous n'avons donc pas pu chercher à moduler la position spectrale de tels pics de résonance. Néanmoins, pour connaître l'effet de l'amincissement du guide, nous avons regardé l'évolution du temps de parcours d'un aller-retour de la lumière dans la portion de guide située entre la face d'entrée et le premier réseau de Bragg en calculant la transformée de Fourier de la densité spectrale réfléchie en fonction de la tension appliquée. La figure 5.10 montre le temps d'un aller-retour entre l'entrée du guide et le premier réseau de Bragg de l'échantillon avec cavité Fabry-Perot. Nous observons un décalage du temps nécessaire à la lumière pour parcourir un aller-retour dans la cavité (formée par l'entrée du guide et le réseau de Bragg).

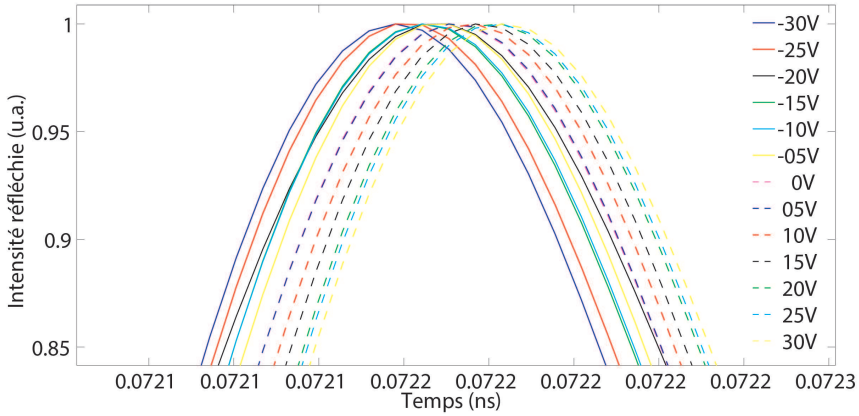


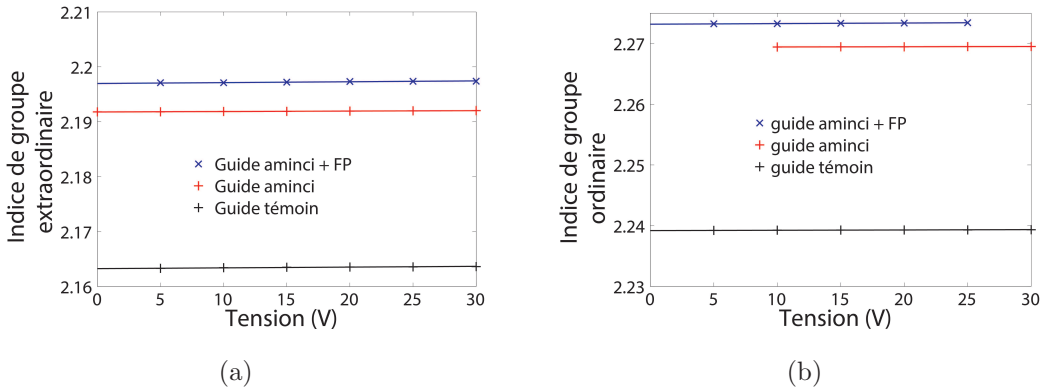
Figure 5.10 – Transformées de Fourier des densités spectrales réfléchies pour une tension variant de -30V à 30V pour la polarisation TE. Agrandissement du pic correspondant au premier aller-retour de la lumière entre l'entrée du guide et le premier réseau de Bragg.

Nous en déduisons l'indice effectif de groupe en fonction de la position temporelle du pic grâce à l'expression 5.2 :

$$n_g = \frac{\Delta t \cdot c}{2L} \tag{5.2}$$

L'évolution temporelle d'un aller-retour de la lumière entre les faces d'entrée/sortie du guide standard et du guide aminci non structuré est mesurée de la même manière. Les indices effectifs de groupe ainsi calculés sont résumés dans le tableau 5.4 lorsque la tension appliquée est nulle. L'évolution de l'indice effectif de groupe mesuré pour chaque guide en fonction de la tension appliquée est représentée sur la figure 5.11. Nous observons que plus la membrane est fine, plus l'indice de groupe effectif est faible. Ce

résultat est en accord avec nos attentes puisque la lumière guidée dans la membrane est de plus en plus entourée d'air (et donc par un indice de réfraction inférieur au substrat) lorsque la membrane s'affine.



(a) (b)

FIGURE 5.11 – Mesures expérimentales de l'indice de groupe effectif dans des guides amincis à la scie circulaire de précision. (a) Indice de groupe extraordinaire. (b) Indice de groupe ordinaire. Les traits pleins correspondanaux régressions linéaires des différentes mesures effectuées.

Nous calculons l'efficacité électro-optique correspondant au rapport entre variation d'indice sur la variation de la différence de potentiel appliquée (Δn/ΔV) pour les trois échantillons et pour les deux polarisations (Tableau 5.4). Entre un guide standard et un guide standard aminci à 7.5 µm, ce rapport varie très peu entre 0V et 30V pour les deux polarisations. La différence de confinement du mode optique entre un guide standard et un guide aminci à 7.5 µm ne semble pas suffisante pour exalter l'efficacité électro-optique. Par contre, le guide aminci à 6.5 µm (et nano-structuré en son centre) montre une efficacité électro-optique multipliée par 5 par rapport à un guide standard dans le cas de la polarisation TE.

L'efficacité électro-optique nous permet alors de déduire l'intégrale de recouvrement électro-optique Γ moyen. La variation d'indice attendue pour chacune des polarisations lorsqu'une différence de potentielle est appliquée entre les électrodes est reliée à l'intégrale de recouvrement de la manière suivante :

$$\Delta n_{egeff} = \frac{r_{33}}{2} n_e^3 \Gamma_e \frac{\Delta V}{d} \tag{5.3a}$$

$$\Delta n_{ogeff} = \frac{r_{13}}{2} n_o^3 \Gamma_o \frac{\Delta V}{d} \tag{5.3b}$$

					$\Delta n/dV(.10^{-5}RIU/V)$	
	d (μm)	e (μm)	n_{egeff}	n_{ogeff}	$\Delta n_e/dV$	$\Delta n_o/dV$
guide	14	-	2.197	2.2732	0.8149	0.381
guide aminci 7.5 μm	12	7.5	2.192	2.2694	0.6647	0.438
guide aminci 6.5 μm + FP	14	6.5	2.185	2.2639	3.8063	0.500

Tableau 5.4 – Tableau récapitulatif de la variation de l'efficacité électro-optique mesurée sur 30 V en fonction de la polarisation pour un guide standard, un guide standard aminci, et un guide standard aminci avec cavité Fabry-Perot. d correspond à l'écart inter-électrodes, e à l'épaisseur de la membrane, n_{egeff} et n_{ogeff} les indices effectifs de groupe ordinaire et extraordinaire.

avec r_{13} et r_{33} les coefficients électro-optiques du niobate de lithium (r_{13} = 10 pm/V et r_{33} = 30.8 pm/V à la longueur d'onde λ =1550 nm), Γ_o et Γ_e les intégrales de recouvrement électro-optique moyennés sur la longueur active entre le champ électrique et le champ optique pour les polarisations TM et TE respectivement, n_o et n_e les indices ordinaires et extraordinaires du substrat, et d la distance inter-électrodes. Nous en déduisons l'intégrale de recouvrement électro-optique moyen pour les différentes configurations grâces aux équations 5.4a et 5.4b.

$$\Gamma_e = \frac{2 \cdot d}{r_{33} \cdot n_e^3} \cdot \frac{\Delta n_{egeff}}{\Delta V} \tag{5.4a}$$

$$\Gamma_o = \frac{2 \cdot d}{r_{13} \cdot n_o^3} \cdot \frac{\Delta n_{ogeff}}{\Delta V} \tag{5.4b}$$

L'intégrale de recouvrement électro-optique moyen nous permet de prendre en compte la distance inter-électrodes et le coefficient électro-optique mis en jeu en fonction de la polarisation. Le tableau 5.5 résume les intégrales de recouvrement électro-optique obtenues. Nous observons tout d'abord que les intégrales de recouvrement électro-optique du guide standard et du guide standard aminci à 7.5 µm sont similaires ($\Gamma \simeq 0.5$) quelque soit la polarisation : aux vues de la similarité des efficacités électro-optiques calculées, c'est bien ce que nous attendions. Le guide aminci à 6.5 µm et nano-structuré montre une intégrale de recouvrement presque 6 fois supérieure au guide standard et au guide aminci.
Nous pensons que cette exaltation est due à l'amincissement du guide. En perspective, il serait intéressant de mesurer le recouvrement électro-optique de membranes d'épaisseurs différentes (et inférieures à 6.5 µm) avant la nano-structuration des guides et en découpant les arêtes d'entrées et sorties avec un angle qui limite les allers-retours dans le guide.

					Γ	
	d (μm)	e (μm)	n_{egeff}	n_{ogeff}	Γ_e	Γ_o
guide	14	-	2.197	2.2732	0.57	0.49
guide aminci 7.5 μm	12	7.5	2.192	2.2694	0.50	0.49
guide aminci 6.5 μm + FP	14	6.5	2.1847	2.2639	3.32	0.65

Tableau 5.5 – Tableau récapitulatif des indices de groupe effectifs et du recouvrement électro-optique pour un guide standard, un guide standard aminci, et un guide standard aminci avec cavité Fabry-Perot (FP).

Pour résumer, une modulation est donc bien observée entre l'entrée du guide et le premier réseau de Bragg gravé sur le guide le plus aminci. La réflexion à l'interface air/niobate à l'entrée du guide masque l'effet dû à la cavité formée par les deux réseaux de Bragg. Pour éviter cet effet à l'avenir, la réflexion à l'interface air-guide doit être réduite en ajoutant un liquide adaptateur d'indice entre la fibre et le guide d'onde.

5.2.1.3 Modulation Basse fréquence

Nous relions cette fois-ci les pointes à un GBF (Générateur Basse Fréquence) pour créer un signal modulant. Le montage expérimental est représenté sur la figure 5.12. Pour le guide standard et le guide standard aminci, le signal transmis est récupéré par un photodétecteur à gain variable via un objectif x20.
Dans le cas des guides amincis avec cavités Fabry-Perot, nous avons eu une plus grande difficulté à mesurer la transmission sur la bande C. Nous collectons donc le signal réfléchi, qui est redirigé dans un analyseur fibré via un circulateur optique. Le signal à la sortie de l'analyseur est alors collecté par un photodétecteur fibré dont la réponse électrique est observée avec un oscilloscope numérique (Réf. HAMEG HM 0724). Nous émettons un signal de forme triangulaire avec le GBF avec une fréquence de 1 kHz, et une tension pouvant varier de 0 et 30V. Le but de cette expérience est de déterminer la tension demi-onde, qui correspond à la tension nécessaire pour passer d'un minimum d'intensité réfléchie à un maximum d'intensité réfléchie.

Après avoir sélectionné une polarisation, nous recherchons un point de fonctionnement qui nous permet de voir un minimum et un maximum du signal modulé sur la même demi-période du signal modulant. La figure 5.13 montre par exemple la modulation au travers d'un guide aminci localement pour la polarisation TM. Nous mesurons sur une demi période du signal modulé une tension de 20 V : cela correspond à la tension demi-onde du modulateur.

Cas du guide standard : En polarisation TE, nous mesurons une tension demi-onde de 9.2V pour des longueurs d'ondes comprises entre 1500 et 1600 nm. Pour la

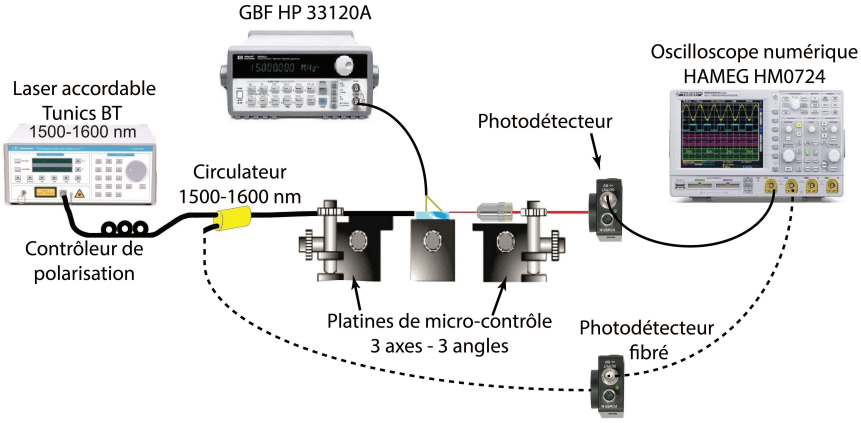


Figure 5.12 – Représentation schématique du montage expérimental pour la modulation basse fréquence. En trait plein : montage en transmission avec photodétecteur à gain variable en espace libre. En pointillé : montage en réflexion avec photodétecteur fibré.

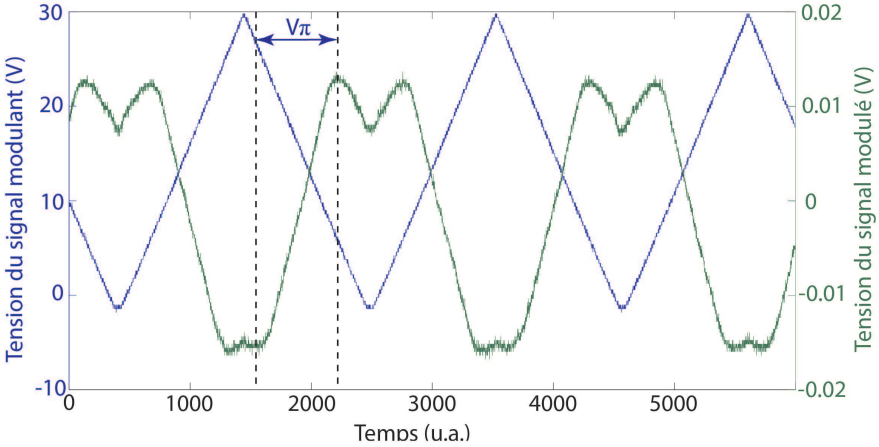


Figure 5.13 – Mesures expérimentales du signal modulant et du signal modulé en polarisation TM pour un guide aminci localement à la scie circulaire de précision. La courbe bleue représente le signal modulant tandis que la courbe verte représente le signal modulé. Les lignes en pointillés montrent une mesure de la tension demi-onde entre un minimum et un maximum.

polarisation TM, nous n'arrivons pas à obtenir la tension demi-onde avec un signal modulant de 30V d'amplitude. Ceci dit, la forme du signal modulé nous laisse penser que nous sommes proches de la tension demi-onde.

Cas du guide aminci localement à 7.5 μm **:** La tension demi-onde mesurée à 1550 nm est de 7.6V. Pour la polarisation TM, nous pouvons cette fois-ci observer le minimum et la maximum du signal modulé. Nous mesurons une tension demi-onde de 20V. L'amincissement local du guide est donc bénéfique pour la diminution de la tension de commande des modulateurs.

Cas du guide aminci à 6.5 μm **+ cavité Fabry-Perot :** La tension demi-onde mesurée est de 9.2V pour la polarisation TE et de 16.4V pour la polarisation TM. Notons qu'ici la longueur active est deux fois plus petite que dans les situations précédentes, puisque la modulation est liée à une modification de l'indice sur une distance deux fois plus petite que les guides précédents (distance entre entrée et réseau de Bragg placé au milieu du guide).

Cette étude en basses fréquences montre donc une diminution de la tension demi-onde sur l'échantillon le plus aminci. Les tensions demi-ondes mesurées pour les différents échantillons caractérisés sont résumées dans le tableau 5.6.

	Longueur active (mm)	Polarisation TE	Polarisation TM
guide standard	6.2	9.2 V	$> 30\ V$
guide aminci 7.5 μm	6.2	7.6 V	20 V
guide aminci 6.5 μm + FP	3.1	9.2 V	16.4 V

Tableau 5.6 – Tableau récapitulatif des tensions demi-ondes mesurées en fonction de la polarisation pour des guides amincis localement à la scie circulaire de précision.

5.2.2 Synthèse sur la modulation électro-optique

Les premiers tests électro-optiques ont été réalisés en ajoutant une tension continue et une tension alternative basse fréquence sur des guides amincis localement. Pour confirmer l'effet de l'amincissement, une étude théorique et une étude expérimentale sur des échantillons présentant des épaisseurs de membranes inférieures à 6.5 µm doivent être réalisées. Par ailleurs, il serait intéressant de poursuivre cette étude en diminuant la réflexion à l'entrée du guide grâce à un liquide adaptateur d'indice.
De plus, nous n'avons pu effectuer pour le moment que des tests à 1 kHz. Ces mêmes tests doivent être réalisés pour des fréquences plus élevées. Une étude aux fréquences radio implique une étude approfondie du design des électrodes. La technologie choisie ici permet de concevoir sans difficulté des électrodes compatibles avec une modulation à haute fréquence.

Les guides étudiés dans ce chapitre sont jusqu'à présent amincis localement à 4.5 µm. Le mode n'est donc confiné que dans la direction verticale. Les effets électro-optiques

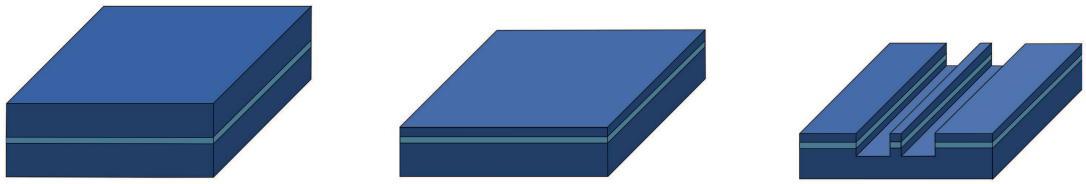
étant augmentés lorsque le mode est plus confiné, nous avons cherché à améliorer ce confinement. Toujours avec l'aide de la scie circulaire de précision, nous avons cherché à réaliser des structures aux confinements extrêmes. Ces dernières structures que nous présentons restent des tests préliminaires et ne conduisent pas encore à des tests électro-optiques ou à leur nano-structuration.

5.3 La réalisation de ridges amincis localement par découpe à la scie

5.3.1 Intérêt

La fabrication de ridges de quelques micromètres de hauteur sur une couche mince améliore le confinement par rapport à un ridge HFF gravé sur un même matériau grâce à un saut d'indice à l'interface entre la couche mince et le substrat. De récentes études ont montré les premiers ridges découpés à la scie sur des couches minces $LiNbO_3$ réalisées par la technique de smart-cut [104].

Notre première idée était d'amincir le niobate de lithium avec des méthodes mécaniques et d'utiliser la scie circulaire de précision pour fabriquer un ridge sur le niobate de lithium aminci, comme représenté sur la figure 5.14. Cette étude n'a cependant pas permis la réalisation de ridges de faibles pertes et a surtout montré des problèmes d'adhésion pour des guides ridges de largeurs inférieures à 7 µm. C'est pourquoi nous ne nous attarderons pas sur cette étude. Plus d'informations sur les techniques de report-amincissement et sur les mesures effectuées sont toutefois disponibles dans l'annexe C.



(a) (b) (c)

Figure 5.14 – Représentation schématique des étapes de fabrication d'un ridge sur une couche mince $LiNbO_3$ par découpe à la scie circulaire de précision : (a) Collage d'un substrat $LiNbO_3$ avec un superstrat. (b) Amincissement du substrat $LiNbO_3$. (c) Usinage du ridge. Cette dernière étape peut être remplacée par l'usinage d'un B-ridge.

Pour contourner le problème d'adhésion de ridges de petites dimensions par collage, nous avons recherché une solution alternative pour créer des guides amincis. Au lieu d'amincir le substrat pour y usiner un ridge par la suite, nous sommes parti d'un ridge usiné pour y créer une zone amincie. La structure est représentée sur la figure 5.15. Le ridge diffusé titane est entièrement entouré de colle, ce qui permet une meilleure tenue du ridge pendant la découpe par rapport à la technique précédente. La présence de colle étant plus abondante que dans les structures reportées que nous avons étudiées précédemment, nous avons pu facilement diminuer la largeur des ridges, allant jusqu'à des largeurs de 1.2 µm. Enfin une zone de transition de part et d'autre de la zone amincie relie cette dernière du reste du ridge.

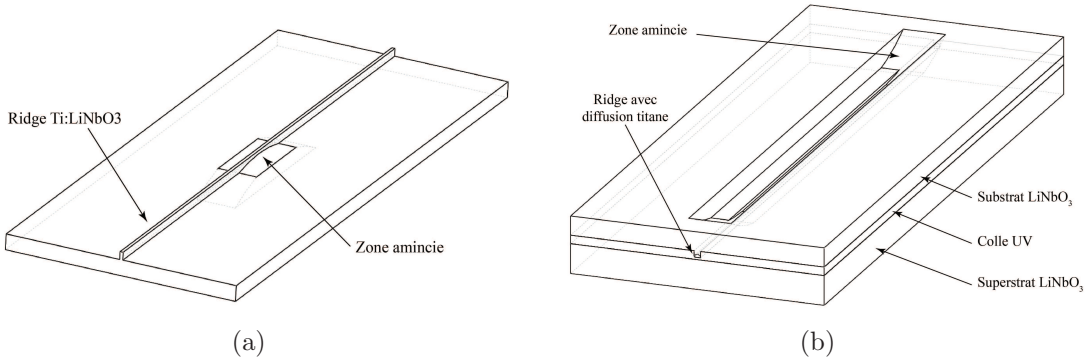


Figure 5.15 – Représentation schématique d'un ridge diffusé titane aminci localement à l'aide d'une scie circulaire de précision. (a) Vue du ridge aminci. (b) Vue de la structure complète avec superstrat et zone amincie par scie circulaire de précision.

5.3.2 Méthode de fabrication

Du titane est déposé sur un wafer $LiNbO_3$, qui sera ensuite diffusé pour créer un gradient d'indice. Des puces de la longueur souhaitée de guide sont ensuite découpées. Pour la fabrication des superstrats, des puces de même dimensions sont découpées dans du niobate de lithium vierge. Le choix d'utiliser le même matériau pour le substrat et le superstrat facilitera l'étape de découpe-polissage final des faces d'entrée/sortie.
Des ridges ou des B-ridges sont alors usinés sur les puces diffusées titane. Nous avons fait varier les largeurs des guides entre 1 et 5 µm. Nous fixons la hauteur à environ 30 µm pour que les modes soient confinés en haut du ridge. De la colle Vitralit® 6128 est déposée à la surface du substrat et dans les sillons de part et d'autre des guides ridges. Le superstrat est alors positionné sur le substrat, puis l'échantillon est insolé pendant 15 minutes pour durcir les quelques microns d'épaisseur de colle.
Enfin, l'échantillon est aminci localement à la scie circulaire de précision en descendant la lame sous le ridge jusqu'à un ou quelques micromètres sous la surface du ridge.

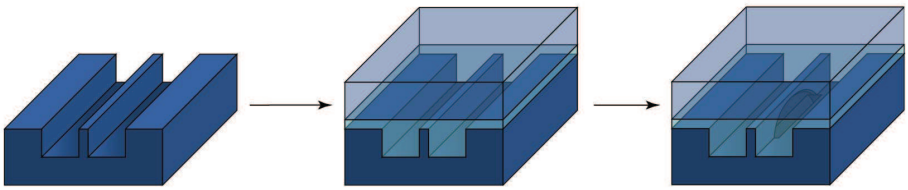


Figure 5.16 – Représentation schématique des étapes de fabrication d'un ridge aminci par découpe à la scie circulaire de précision.

5.3.3 Caractérisations optiques

Nous avons réalisé des ridges et B-ridges de largeurs variant entre 1.2 µm et 5 µm. La figure 5.17 est une vue au microscope optique d'un ridge aminci d'une largeur de 1.2 µm. Nous présentons de façon distincte les échantillons possédant des ridges (§5.3.3.1) et les échantillons possédant des B-ridges (§5.3.3.2).

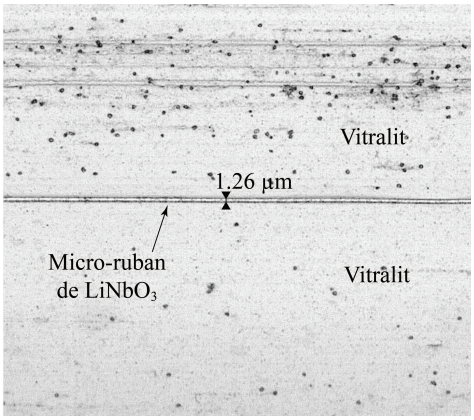


Figure 5.17 – Vue au microscope optique d'un ridge aminci de largeur 1.2 μm entouré de colle UV Vitralit® 6128.

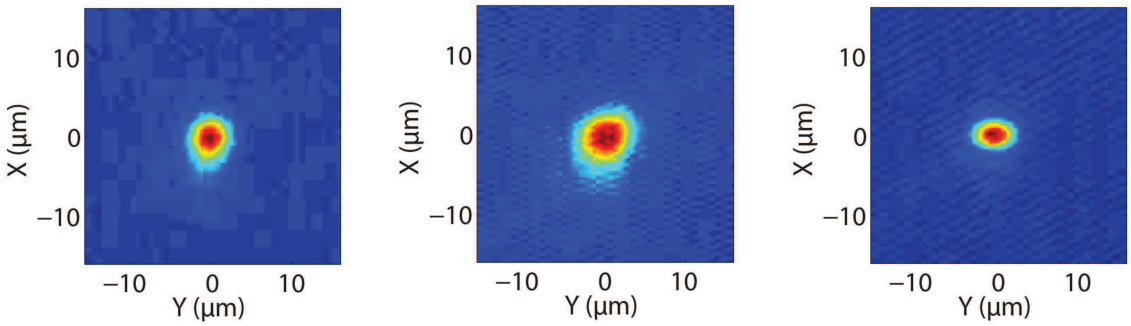
5.3.3.1 Ridges amincis

La première étude a porté sur des ridges simples (sans zone de transition, contrairement aux B-ridges). Trois échantillons sont fabriqués à partir de ridges avec des largeurs identiques (la largeur est fixée à 6 µm) :
- un ridge témoin non aminci.
- un ridge aminci en son centre (de profondeur théorique 1.2 µm).
- un ridge aminci à son extrémité (de profondeur théorique 4.2 µm).

Deux autres échantillons (un ridge aminci en son centre avec un amincissement de

4.2 µm, et un ridge aminci à son extrémité avec une épaisseur de 1.2 µm) présentent des fissures qui empêchent la propagation d'ondes optiques et donc leur caractérisation optique.

Visualisation des modes optiques : Les modes optiques sont visualisés avec une caméra infrarouge. Les ridges ayant été fabriqués le long de l'axe cristallin Z, les signaux propagés en polarisation TE et TM voient tous deux l'indice ordinaire. Les modes sont donc quasi-identiques pour les deux polarisations et nous ne montrerons que la polarisation TM. La figure 5.18 montre les modes TM au travers des trois structures.



(a) (b) (c)

Figure 5.18 – Visualisation des modes TM au travers de ridges de 6 μm de larges amincis localement avec une caméra infrarouge. (a) Ridge non aminci. (b) Ridge amincis au centre à 1.2 μm. (c) Ridge aminci à 4.2 μm à la sortie de l'échantillon.

Nous observons que les modes visualisés à la sortie de la structure pour un ridge aminci et un ridge non aminci ont des largeurs à mi-hauteur verticales et horizontales presque similaires (Figs. 5.18(a) et (b)) : les FWHM verticales et horizontales sont de 5.8 µm et 5.3 µm pour les deux polarisations pour le ridge témoin, tandis que le ridge aminci montre des FWHM verticales et horizontales de 6 µm. La légère différence peut s'expliquer par une différence de largeur pour les deux guides. Notons dans les deux cas que le confinement obtenu est quasiment circulaire, contrairement à des ridges entourés d'air : la présence de colle permet de diminuer le contraste d'indice, et donc diminue le confinement.
Le ridge aminci à son extrémité montre quant à lui des FWHM verticales et horizontales de 3.2 µm × 3.45 µm et 3.45 µm × 5 µm pour les polarisations TE et TM respectivement. Le confinement du mode est donc amélioré au niveau de la zone amincie, et reste quasiment circulaire aussi. Enfin, la figure 5.18(c) montre que le signal guidé dans la membrane est monomode.

Mesures des pertes : Nous calculons les coefficients de réflexion et les pertes de propagation à partir des densités spectrales transmises et réfléchies. Les résultats sont résumés dans le tableau 5.7. Nous pouvons observer une augmentation des pertes dans le ridge aminci par rapport au ridge témoin pour les deux polarisations. De même, une légère augmentation des coefficients de réflexion des faces d'entrée/sortie est notable. Plusieurs paramètres peuvent être la cause de cette augmentation : qualité de la découpe des faces d'entrée/sortie ou encore largeur du ridge.

	ridge témoin		ridge aminci $1.2\mu m$	
Polarisation	TE	TM	TE	TM
Pertes linéiques (dB/cm)	0.59	0.50	0.77	1.02
Coefficient de réflexion (%)	21	17	27	25
Indice de groupe	2.275	2.274	2.276	2.276

Tableau 5.7 – Tableau récapitulatif des propriétés d'un guide ridge témoin entouré de colle et d'un guide ridge aminci localement.

Nous constaterons cependant que les pertes restent faibles pour un amincissement à 1.2 µm puisqu'elles ne dépassent que de peu 1 dB/cm. Nous attendons des résultats similaires lorsque le mode se propage dans la direction Y.

5.3.3.2 B-ridges amincis

Nous avons fabriqué des B-ridges qui ont ensuite été amincis localement. Les B-ridges ont été découpés le long de l'axe cristallin Y pour observer cette fois-ci l'effet de l'anisotropie dans le guide.

Dimensions des échantillons : Trois B-ridges ont été fabriqués avec des largeurs différentes. Nous avons cherché à amincir le B-ridge de telle sorte que l'épaisseur de la zone amincie soit égale à la largeur du B-ridge. Les trois B-ridges amincis ont des largeurs (et épaisseurs théoriques) de 5 µm, 3.1 µm et 2.12 µm.

Visualisation des modes optiques : Les largeurs à mi-hauteurs (FWHM) verticales et horizontales de chaque B-ridge sont résumées dans le tableau 5.8. Nous observons un comportement similaire du mode transmis pour les trois B-ridges : le confinement est plus important en TE qu'en TM, et pour chaque polarisation le mode est plus confiné verticalement qu'horizontalement. Cet élargissement sur l'axe horizontal est sûrement du au fait de la présence d'une zone de transition latérale induite par la lame en mode *chopper*. La figure 5.19 montre les modes TE et TM du ridge aminci de largeur et de profondeur 5 µm.

Même si les largeurs de B-ridges amincis étudiées sont plus petites que les largeurs des ridges amincis, leur modes restent moins confinés par la présence du taper latéral.

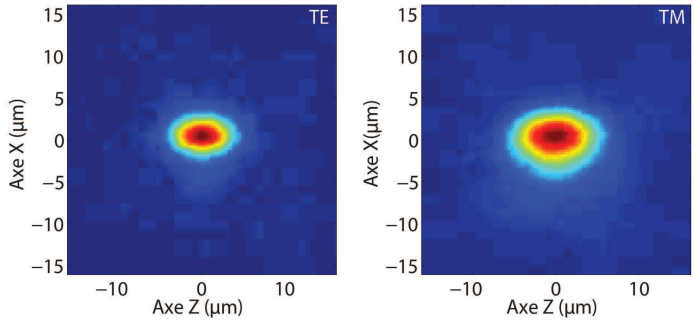


Figure 5.19 – Visualisation des modes optiques pour les polarisations TE et TM en sortie du guide B-ridge de 5 µm de large et aminci localement à 5 µm sous la surface.

Nous pouvons voir cela comme un avantage pour minimiser les pertes d'insertion en utilisant des fibres standards SMF 28 aux faces d'entrée/sortie des structures.

Mesures des pertes : Les pertes de propagation et les coefficients de réflexion sont calculés depuis les densités spectrales mesurées en transmission et en réflexion, et sont résumés dans le tableau 5.8. Les pertes mesurées pour les B-ridges de largeurs 5 µm et 3.1 µm sont de 3.27 et 2.24 dB/cm pour la polarisation TE et de 1.19 et 1.75 dB/cm pour la polarisation TM respectivement.
Une observation MEB de l'échantillon de largeur 1.2 µm nous a permis de trouver une fissure perpendiculaire au ridge. Cette raison explique les pertes de propagation supérieures à 24 dB/cm. De nouvelles structures avec des dimensions aussi faibles doivent donc être de nouveau fabriquées pour évaluer leurs propriétés optiques sans la présence de fissures.

Largeur du ridge	5 μm		3.1 μm		2.12 μm	
Polarisation	TE	TM	TE	TM	TE	TM
FWHM verticale μm	3.19	4.46	3.56	5.74	2.99	5.64
FWHM horizontale μm	5.13	7.05	5.45	7.44	4.07	6.94
Pertes linéiques (dB/cm)	3.27	1.19	2.24	1.75	27.3	26.55
Coefficient de réflexion (%)	0.34	0.23	0.26	0.17	0.45	0.43
Indice de groupe	2.74	2.83	1.82	1.88	4.93	4.96

Tableau 5.8 – Tableau récapitulatif des propriétés des B-ridges amincis caractérisés.

Par rapport aux ridges amincis, les B-ridges amincis voient leurs pertes de propagation augmenter. Cependant, nous avons travaillé sur des ridges de largeurs inférieures. La section de guide aminci est donc plus fine et peut augmenter les pertes de propagation.

5.3.4 Synthèse sur les ridges amincis

Les deux dernières structures proposées sont l'amincissement local de guides de type ridge ou de type B-ridge solidifié par la présence de colle sur leur partie supérieure et sur leurs flancs. Des sections de dimensions aussi petites que 1.2 µm ont pu être atteintes par cette technique de fabrication.

La superposition d'un substrat et d'un superstrat, ainsi que le faible confinement aux faces d'entrée/sortie des structures ridges et B-ridges amincis facilitent l'utilisation de fibres standards de tye SMF 28. La structure B-ridge aminci permet de minimiser les pertes d'insertion à 0.8 dB comment nous avons déjà pu le voir au deuxième chapitre de cette thèse.
Des cristaux photoniques à haut facteur de forme n'ont pas pu être réalisés mais les faibles épaisseurs obtenues laissent penser que nous pouvons graver par FIB des CP en diminuant l'angle de gravure puisqu'il ne serait pas nécessaire de graver profondément.

Enfin, il est possible d'amincir une plus grande longueur de guide en faisant avancer la lame dans le matériau avant sa remontée. Des fils de niobate de lithium de dimensions évaluées à 4.5 µm x 4.5 µm ont pu être obtenus sur une distance de 3 mm. La section pourra varier si l'épaisseur de colle n'est pas homogène et que les surfaces du substrat et du superstrat ne sont pas parallèles entre elles. L'étude est encore en cours et ces derniers dispositifs n'ont actuellement pas été caractérisés optiquement.

5.4 Conclusion

Ce dernier chapitre a mis en avant 2 structures photoniques par découpe à la scie circulaire de précision :
- La première structure proposée (guide d'onde aminci localement) combine les méthodes standards de salle blanche et la découpe mécanique. Les avantages sont nombreux : tout d'abord, la transition lente jusqu'à la zone la plus amincie entraîne de faibles pertes d'insertion dans la membrane. Les modes optiques à l'entrée et à la sortie du guide sont proches des guides standards et peuvent être couplés facilement à des fibres standards de type SMF 28. La fabrication de cristaux photoniques sur ces membranes est facilitée et une nette réduction de l'angle de gravure a été observée. De telle verticalité n'ont jamais été observée dans les structures déjà existantes sur niobate de lithium. Enfin, l'ajout d'électrodes n'est pas problématique pour ces structures contrairement aux ridges découpés-polis. Le design d'électrodes pour moduler à des hautes fréquences fait partie des perspectives.
- Le deuxième type de structure concerne l'amincissement local de guides ridges par découpe à la scie circulaire de précision. Des pertes de propagation inférieures à 1dB/cm

ont pu être obtenues. La superposition d'un substrat et d'un superstrat facilite le couplage avec des fibres standards. Les techniques de report doivent être améliorées pour pérenniser la fabrication des rubans avec des sections de presque 1 μm^2. Nous pensons que ce sont les bulles d'air présentes entre la colle et les guides qui causent la dégradation des guides pendant la découpe.
Nous nous sommes concentrés sur les applications de modulation électro-optique, mais les confinements extrêmes de ces dernières structures présentées sont très recherchées pour l'exaltation des effets non-linéaires. Radojevic et al. montrent par exemple la réponse non-linéaire dans des membranes LNOI fabriquées par *Ion-Slicing* [105] et des membranes PPLN (*Periodically Poled Lithium Niobate*) [106]. Les premières caractérisations optiques non linéaires sur des fils photoniques en PPLN sont disponibles dans la thèse de Fabien Henrot [107].

Conclusion Générale

Conclusion

Nous avons montré tout au long de ce manuscrit l'étendue des possibilités technologiques sur niobate de lithium lorsque la découpe-polissage à la scie circulaire de précision et la gravure par faisceau d'ions focalisé sont associées. Notre objectif principal était la fabrication d'un modulateur électro-otique ultra-compact et nous avons mis en place tous les outils pour sa réalisation.

Dans un premier temps, nous nous sommes intéressés à l'optimisation des guides ridges en niobate de lithium à très haut facteur de forme. La méthode de découpe à la scie circulaire de précision permet de manière répétable la fabrication des guides ridges de plusieurs dizaines de micromètres de profondeur avec des pertes de propagation inférieures à 0.5 dB/cm. Par ailleurs, nous avons démontré la possibilité d'ajouter des zones de transitions aux extrémités des guides ridges toujours à l'aide de la scie circulaire de précision pour adapter le mode guidé dans la structure avec le mode d'une fibre standard SMF-28. Cette technique entraîne des pertes de couplage de seulement 0.8 dB dans nos guides ridges. Ces derniers se retrouvent donc à l'état de l'art du couplage puisque les pertes obtenues sont similaires à celles des guides standards $LiNbO_3$. Ces résultats ont d'ailleurs mené au dépôt d'un brevet [84].

Nous nous sommes ensuite concentrés sur l'implémentation de cavités à cristaux photoniques sur les guides ridges pour créer des pics de résonances dans les spectres de transmission et de réflexion de nos composants. Pour atteindre des forts facteurs de qualité au niveau des résonances, nous avons tout d'abord recherché des forts coefficients de réflexion au niveau des cristaux photoniques. Pour cela, nous avons réalisé

des CP à haut facteur de forme et à forts contrastes d'indice par gravure au faisceau d'ions focalisé. Nous avons atteint expérimentalement des coefficients de réflexion de 50 % avec des cristaux photoniques 1D et 2D inférieurs à 8 µm de long. Les facteurs de forme de CP aux dimensions sub-micrométriques et profonds de 5 µm ne peuvent pas être atteints actuellement par le biais d'autres techniques.
Ces cristaux photoniques ont alors servi de réflecteurs pour former des cavités Fabry-Perot d'environ 200 µm de long. Les pics de résonances ainsi obtenus possèdent des facteurs de qualité de 3250 (avec des contrastes de 7 dB entre le minimum et le maximum des pics de résonance) et rivalisent avec les résultats obtenus ces dernières années avec des résonateurs sur couches minces $LiNbO_3$.

Pour moduler le signal par effet électro-optique, nous avons dû nous détourner des méthodes classiques de salle blanche pour déposer des électrodes sur nos structures à très haut facteur de forme. Les imprévus techniques ne nous ont malheureusement pas permis de fabriquer le dispositif final (guide ridge + cavité FP + électrodes) avant la fin de cette thèse, mais toutes les briques de bases ont été développées.

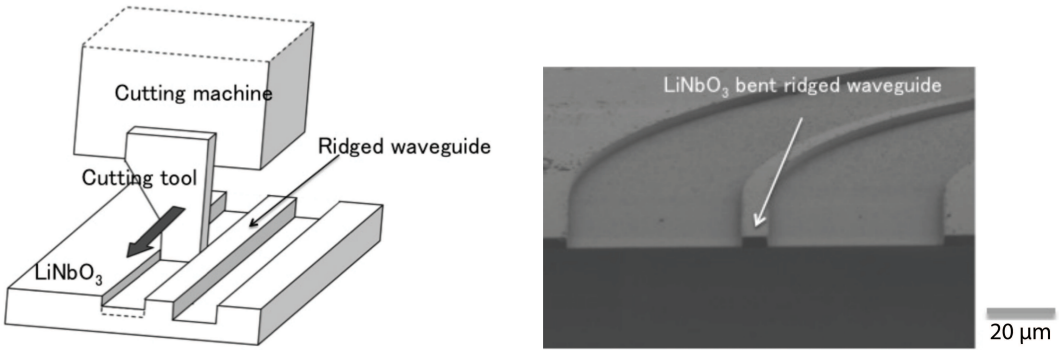
Dans la dernière partie de ce manuscrit, nous avons cherché des méthodes alternatives de confinement, toujours dans l'idée de réaliser des modulateurs électro-optiques ultra-compacts. A partir de guides standards en niobate de lithium, nous avons développé une technique d'amincissement localisé sous le guide à l'aide de la scie circulaire de précision. Cette technique d'amincissement entraîne une transition lente d'un mode optique standard vers un mode optique confiné dans des membranes de seulement 4.5 µm d'épaisseur. Cette configuration est intéressante sur plusieurs points :
- Le substrat est localement aminci avec une méthode mécanique simple à mettre en œuvre.
- L'entrée de la structure étant un guide standard $LiNbO_3$, les pertes de couplage avec une fibre de type SMF-28 sont minimisées.
- La zone de transition entre le guide d'onde standard et la membrane entraîne peu de pertes de propagation.
- La gravure de cristaux photoniques est facilitée grâce à la présence de la membrane de quelques micromètres d'épaisseur. De plus, la verticalité des motifs gravés au faisceau d'ions focalisé a nettement pu être améliorée dans le cas de ces structures.
- Le dépôt d'électrode sur le substrat est effectué par le biais de techniques classiquement utilisées en salle blanche.
Tous ces résultats ont mené à la rédaction d'un deuxième brevet, en cours de dépôt. Les premiers tests électro-optiques sur ces guides amincis ont été finalement présentés. Nos composants ont montré des tensions de commandes inférieures à 10 V pour la polarisation TE pour des longueurs d'interactions inférieures à 3 mm, ce qui correspond à un facteur de mérite $V_\pi \cdot L$ de 3 V.cm. Ces premiers résultats sont donc très prometteurs

puisque les modulateurs électro-optiques standards en niobate de lithium ont un figure de mérite compris entre 6 et 12 V.cm.

Perspectives

De nombreuses structures ont été proposées au cours de cette thèse, que ce soit pour confiner ou contrôler la propagation de la lumière. Chaque thématique abordée présente des perspectives, du point de vue technologique, physique ou encore expérimental.

Tout d'abord, la découpe mécanique pour la fabrication de guides d'onde est de plus en plus appréciée. Récemment, le groupe d'Asano a par exemple montré des guides ridges $LiNbO_3$ réalisés avec un outil en diamant non rotatif [108] qui permet d'ajouter des courbures (Fig. 5.20). Les pertes de propagation obtenues sont inférieures à 1 dB/cm. Cette notion de courbure est très importante dans les systèmes optiques intégrés pour pouvoir contrôler la direction de propagation de la lumière. La scie circulaire de précision disponible à l'institut FEMTO-ST pouvant être agrémentée d'un module de rotation, il serait intéressant de le rajouter pour proposer des structures plus complexes.



(a) (b)

FIGURE 5.20 – Découpes de guides ridges courbés : (a) Représentation schématique de l'appareil de découpe. (b) image MEB d'un guide ridge courbé. Extraits de [108].

La technique de gravure par faisceau d'ions focalisé permet la gravure de cristaux photoniques avec des facteurs de forme inégalés et une compacité record pour des coefficients de réflexion de 50 % sur des guides ridges. Des premiers calculs numériques montrent que les coefficients de CP peuvent encore être améliorés et laissent penser que nous pourrons augmenter le facteur de qualité des résonances des cavités Fabry-Perot

associées. Aussi, nous nous sommes concentrés sur des cavités FP délimitées par deux réseaux de Bragg. Des cavités plus complexes, tels que des cristaux photoniques 2D avec défauts, peuvent maintenant être conçues pour améliorer le confinement de l'onde optique dans la cavité, et donc améliorer les résultats attendus.

Les publications actuelles montrent un engouement très important envers la fabrication de structures résonantes sur des couches minces en niobate de lithium. La méthode de fabrication de couche mince $LiNbO_3$ la plus aboutie reste encore aujourd'hui celle de l'ion slicing. Dans ce contexte, Wang et al. viennent de réaliser des pics de résonances avec des facteurs de qualité de l'ordre de 10^5 grâce à des micro-disques sur des couches minces en niobate de lithium [109]. Il faut toutefois noter que le couplage avec le résonateur se fait avec une fibre étirée positionnée à côté du micro-résonateur, ce qui ne présente pas une solution facilement envisageable pour des composants intégrés en masse. Les techniques de report/amincissement présentées dans l'annexe C pourraient bien permettre de reproduire ces résultats avec des méthode de fabrication bien moins lourdes que l'ion slicing. Nous pourrions en plus remplacer la fibre étirée par les fils photoniques en niobate de lithium présentés à la fin de cette thèse.

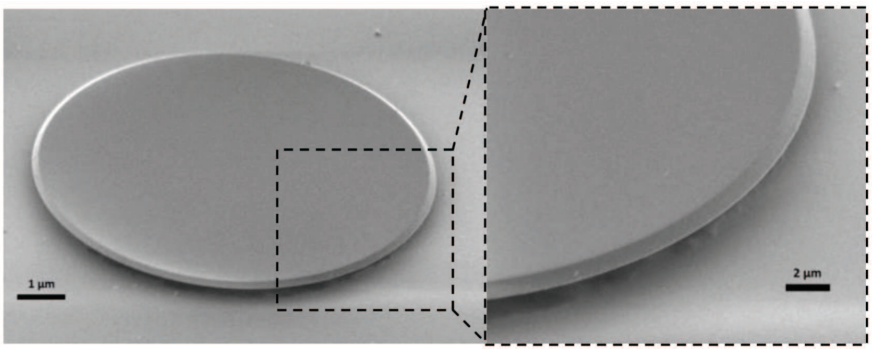


Figure 5.21 – Image MEB d'un microdisque fabriqué par gravure ionique réactive sur une couche mince en niobate de lithium. Etrait de [109].

L'étude effectuée au cours de cette thèse sur la résonance Fano au bout des guides ridge ne nous a pas permis d'aboutir à des résultats concluants. Nous restons néanmoins convaincus par les possibilités offertes par une telle configuration. Nous n'avons pas encore trouvé de solution pour intégrer une structure Fano efficace à l'extrémité des guides ridges, mais les guides amincis nano-structurés étudiés dans le chapitre 5 permettent d'envisager de nouvelles configurations Fano. En gravant des cristaux photoniques sur les guides amincis, nous pouvons exploiter les modes de Bloch sous le cône de lumière dans le plan du cristal photonique, tandis que les modes au dessus du cône de lumière

peuvent être excités perpendiculairement au plan du cristal photoniques.

Pour terminer, si nous nous sommes concentrés sur un unique composant (le modulateur électro-optique), nous pouvons noter que ces techniques peuvent être adaptées à d'autres types de composants : l'effet électro-optique pourra notamment être exploité dans des capteurs de champ électrique. Mais d'autres propriétés du niobate de lithium méritent d'être exploitées par le biais de nos structures. Par exemple, les propriétés pyro-électriques pourront servir à réaliser des capteurs de températures compacts. Les fils photoniques sont quant à eux très intéressants pour exploiter les propriétés non-linéaires du matériau.

Publications et communications

Articles à comité de sélection, brevet et chapitre de livre

Articles à comité de sélections :

A. Gerthoffer, C. Guyot, W. Qiu, A. Ndao, M.-P. Bernal, N. Courjal, Strong reduction of propagation losses in LiNbO3 ridge waveguides, Optical Materials (2014).

C. Guyot, G. Ulliac, J. Dahdah, W. Qiu, M.-P. Bernal, F. Baida, N. Courjal, Optical characterization of ultra-short Bragg grating on lithium niobate ridge waveguide, Optics letters, Vol. 39, No. 2, pp. 371-374 (2014).

H. Lu, W. Qiu, C. Guyot, G. Ulliac, J.-M. Merolla, F. Baida, M.-P. Bernal, Optical and RF characterization of a micrometric modulator based on lithium niobate photonic crystal, Photonics Technology Letters IEEE, Vol. 26, No. 13, pp. 1332 - 1335 (2014).

H. Lu, B. Sadani, G. Ulliac, C. Guyot, N. Courjal, M. Collet, FI Baida and M.-P. Bernal, "Integrated temperature sensor based on an enhanced pyroelectric photonic crystal", Optics Express Vol. 21, Iss. 14, pp. 16311–16318 (2013).

H. Lu, B. Sadani, G. Ulliac, N. Courjal, C. Guyot, J. -M. Merolla, M. Collet, F. I. Baida, and M.-P. Bernal, "6-micron interaction length electro-optic modulation based on lithium niobate photonic crystal cavity", Optics Express Vol. 20, Iss. 19, pp. 20884–20893 (2012).

Chapitre de Livre :

N. Courjal, F. Baida, M.-P. Bernal, J. Dahdah, C. Guyot, H. Lu, B. Sadani, G. Ulliac , Photonic Bandgap Properties of Lithium Niobate, Ferroelectric Crystals for Photonic Applications, Springer Berlin Heidelberg, pp. 313-335 (2014).

Brevet :

N. Courjal, A. Gerthoffer, F. Henrot, J.-Y. Rauch, C. Guyot, and B. Guichardaz. Guides optiques ridges avec faibles pertes d'insertion grâce à un coupleur de mode vertical, N° de soumission INPI : 1000226111, janvier 2014.

Conférences

C. Guyot, G. Ulliac, W. Qiu, M.-P. Bernal, F. Baida, N. Courjal, First high aspect ratio nanorod photonic crystal on lithium niobate, Photonics North (Juin 2014).

N. Courjal, C. Guyot, G. Ulliac, A. Gerthoffer, F. Henrot, W. Qiu, F. Baida, M.-P. Bernal, Integrated $LiNbO_3$ photonic crystals, Photonics West, p. 898810-898810-9 (février 2014).

C. Guyot, G. Ulliac, A. Gerthoffer, J. Dahdah, F. Henrot, M.-P. Bernal, N. Courjal, Caractérisation optique de réseaux de Bragg ultra-courts $LiNbO_3$, Journée Nationale d'Optique Guidée, (Juillet 2013).

F. Henrot, F. Bassignot, C. Guyot, J.-Y. Rauch, B. Guichardaz, S. Ballandras, Highly coupled resonator based on ridge-shaped periodically poled materials for radio-frequency applications, IEEE UFFC Symposium (Juillet 2013).

C. Guyot, G. Ulliac, F. Henrot, R. Salut, B. Sadani, J.-Y. Rauch, B. Guichardaz, J. Dahdah, L. Duvillaret, M.-P. Bernal, F. Baida, N. Courjal, S. Ballandras, $LiNbO_3$ micro and nanostructures with giant aspect ratios, Journée Nationale des Technologies Emergentes (Mai 2013).

C. Guyot, N. Courjal, G. Ulliac, B. Guichardaz, H. Lu, B. Sadani, M.-P. Bernal, F. Baida, $LiNbO_3$ Bragg gratings with giant aspect ratios, European Optical Society Annual Meeting (Septembre 2012).

C. Guyot, N. Courjal, G. Ulliac, B. Guichardaz, H. Lu, M.-P. Bernal, B. Sadani, F.

Baida, Easy to implement techniques for the fabrication of ultra-smooth $LiNbO_3$ photonic crystals, PECS-X conference (Juin 2012).

H. Lu, B. Sadani, G. Ulliac, F. Baida, N. Courjal, C. Guyot, , M. Collet, M.-P. Bernal, Photonic crystal engineering in free standing waveguide lithium niobate for integrated tunable optical devices, PECS-X conference (Juin 2012).

N. Courjal, C. Guyot, G. Ulliac, H. Lu, B. Sadani, F. Baida, M.-P. Bernal, High aspect ratio $LiNbO_3$ photonic crystal, 16th european conference on integrated optics (Avril 2012).

C. Guyot, N. Courjal, G. Ulliac, H. Lu, B. Sadani, M.-P. Bernal, F. Baida, Cristaux photoniques $LiNbO_3$ à fort taux d'extinction, "GDR Ondes - Journées thématiques GT2" (Février 2012).

N. Courjal, G. Ulliac, J. Dahdah, B. Guichardaz, C. Guyot, H. Lu, M.-P. Bernal, B. Sadani, F. Baida, Cristaux photoniques $LiNbO_3$ sur ridges, vers les micro-composants accordables 3D, GDR Ondes (Novembre 2011).

Annexes

ANNEXE A : Principe physique des cristaux photoniques.

ANNEXE B : Détermination des pertes en propagation et des coefficients de réflexion dans un guide droit.

ANNEXE C : Réalisation de ridges découpés à la scie circulaire de précision sur substrats amincis.

A Principe physique des cristaux photoniques et méthodes de calcul

A.1 La naissance des cristaux photoniques

En 1887, Lord Rayleigh montre qu'une succession périodique infinie de couches diélectriques a la propriété de complètement réfléchir la lumière pour certaines gammes de longueurs d'ondes. W. L. Bragg utilisera cette propriété des multicouches pour réaliser un miroir (appelé miroir de Bragg) ayant une réflexion supérieure à 99 %. C'est 100 ans plus tard que le terme de cristal photonique apparaît dans les études menées par John [110] et Yablonovitch [111]. Ces derniers observent dans des matériaux diélectriques structurés cette fois ci de façon périodique dans deux et trois dimensions que certaines longueurs d'ondes pourront traverser le matériau structuré, tandis que d'autres seront réfléchies. Les bandes de fréquences pour lesquelles la propagation sera interdite seront appelées bandes interdites photoniques (BIP). Il faut savoir que les périodes des CP doivent être sub-longueurs d'onde pour que des bandes interdites puissent être présentes dans les longueurs d'ondes de travail. Les cristaux photoniques peuvent donc avoir une périodicité sur une dimension (CP 1D, multicouche, réseau de Bragg),sur deux dimensions (CP 2D) ou encore sur trois dimensions (3D). Les différents types de cristaux photoniques sont représentés sur la figure 22.

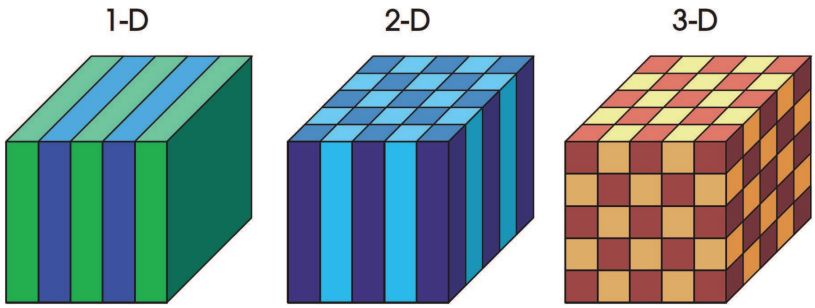


FIGURE 22 – Représentation schématique de la périodicité des cristaux photoniques en 1D, 2D et 3D

Ce phénomène de bande interdite est très semblable aux états d'énergie interdits des électrons dans les semi-conducteurs. L'équation liée au phénomène de bande interdite photonique, que nous introduirons par la suite, est d'ailleurs de la même forme que l'équation d'onde d'un électron (appelée équation de Schrödinger). Il en découle de nombreuses similarités au niveau des propriétés entre un réseau cristallin et un cristal photonique. A l'instar des mailles cristallines élémentaires constituées d'atomes, nous allons voir qu'il est possible de décomposer les cristaux photoniques en mailles

élémentaires, et de réduire leur étude dans la première zone de Brillouin de l'espace réciproque. Enfin, nous verrons que l'ajout d'un défaut dans un cristal photonique aura la même incidence que le dopage d'un semi-conducteur et pourra permette à une ou plusieurs fréquences situées dans la bande interdite d'être permises.
Au vu de toutes les ressemblances précédemment énoncées, il était donc naturel que les systèmes déjà existants sur la base des bandes interdites électroniques soient étudiés de façon analogue en optique.

A.2 Principes physiques des cristaux photoniques

Nous proposons dans cette partie de rappeler comment déterminer théoriquement les modes qui se propagent dans les cristaux photoniques, appelés mode de Bloch, et donner les clefs pour comprendre et déterminer la position des bandes permises et interdites au sein d'un cristal photonique. Des explications plus complètes sur la résolution de ces équations et sur l'étude des cristaux photoniques sont trouvables, entre autres, dans l'ouvrage de Joannopoulos et al. [112].

Il faut noter que dans le modèle suivant, pour la compréhension du phénomène de bande interdite, nous allons considérer que les cristaux photonique sont de dimensions infinies, que ce soit dans le plan de périodicité ou perpendiculairement à celui-ci. Nous verrons plus tard que la dimension finie aura une influence sur le comportement des cristaux photoniques.

A.2.1 Propagation des ondes

Le comportement des ondes électromagnétiques est régie par les quatre équations de Maxwell suivantes (équations 5a à 5d) :

$$\nabla \cdot \vec{B}(\vec{r},t) = 0 \tag{5a}$$

$$\nabla \times \vec{E}(\vec{r},t) = -\frac{\partial}{\partial t}\vec{B}(\vec{r},t) \tag{5b}$$

$$\nabla \cdot \vec{D}(\vec{r},t) = 0 \tag{5c}$$

$$\nabla \times \vec{H}(\vec{r},t) = \frac{\partial}{\partial t}\vec{D}(\vec{r},t) \tag{5d}$$

avec $\vec{\mathrm{E}}$ et $\vec{\mathrm{H}}$ les champs électrique et magnétique, $\vec{\mathrm{D}}$ le vecteur de déplacement électrique et $\vec{\mathrm{B}}$ l'induction magnétique. Dans un milieu isotrope et non magnétique, nous pouvons relier $\vec{\mathrm{D}}$ et $\vec{\mathrm{E}}$ ainsi que $\vec{\mathrm{B}}$ et $\vec{\mathrm{H}}$ de la façon suivante :

$$\vec{D}(\vec{r},t) = \varepsilon_0\varepsilon(\vec{r})\vec{E}(\vec{r},t) \tag{6a}$$

$$\vec{B}(\vec{r},t) = \mu_0\vec{H}(\vec{r},t) \tag{6b}$$

où ε_0 et μ_0 représentent respectivement la permittivité diélectrique du vide et la perméabilité magnétique, et $\varepsilon(\vec{\mathrm{r}})$ la constante diélectrique du milieu de propagation. Nous pouvons substituer la dérivée du temps par $-\mathrm{i}\omega$ en faisant la supposition que les ondes électromagnétiques ont une dépendance temporelle harmonique (en $\mathrm{e}^{-\mathrm{i}\omega\mathrm{t}}$). De cette dernière hypothèse et des équations 5 et 6 découlent les équations de propagation des ondes électromagnétiques (Eq. 7) dans un milieu non dispersif.

$$\nabla \times \vec{H}(\vec{r}) = -i\omega\varepsilon_0\varepsilon(\vec{r})\vec{E}(\vec{r}) \tag{7a}$$

$$\nabla \times \vec{E}(\vec{r}) = i\omega\mu_0\vec{H}(\vec{r}) \tag{7b}$$

En combinant ces deux dernières équations, nous pouvons enfin obtenir une unique équation qui dépend uniquement du champ magnétique (Eq. 8(a)) ou du champ électrique (Eq. 8(b)) :

$$\nabla \times (\frac{1}{\varepsilon(r)}\nabla \times \vec{H}(\vec{r})) = \frac{\omega^2}{c^2}\vec{H}(\vec{r}) \tag{8a}$$

$$\frac{1}{\varepsilon(r)}\nabla \times (\nabla \times \vec{E}(\vec{r})) = \frac{\omega^2}{c^2}\vec{E}(\vec{r}) \tag{8b}$$

avec $\mathrm{c} = \sqrt{\varepsilon_0\mu_0}$, $\varepsilon(\vec{\mathrm{r}})$ réel et positif. Cette équation aux valeurs propres a pour valeurs propres $\frac{\omega^2}{\mathrm{c}^2}$ et possède un opérateur hermitien de la forme $\Theta = \nabla \times \frac{1}{\varepsilon(\vec{\mathrm{r}})} \times \nabla\times$. La présence d'un opérateur hermitien Θ dans l'équation de propagation nous permet de dire que les valeurs propres seront réelles et que deux fonctions propres de deux valeurs propres différentes sont orthogonales entre elles. Enfin, une combinaison linéaire de solutions de l'équation 8 sera aussi une solution à cette même équation. De manière similaire, des équations dépendantes uniquement de $\vec{\mathrm{D}}$ ou de $\vec{\mathrm{B}}$ pourront être déduites des équations de Maxwell.

A.2.2 Théorème de Floquet-Bloch

Les cristaux photoniques sont des structures diélectriques dont la variation d'indice est périodique sur une ou plusieurs dimensions. Mathématiquement, cette périodicité de l'indice du matériau peut donc s'écrire de la façon suivante :

$$\varepsilon(\vec{r} + \vec{T}) = \varepsilon(\vec{r}) \text{ avec } \mathrm{T} = \sum_{\mathrm{i}=1,2,3} \mathrm{n_i a_i} \tag{9}$$

où $\mathrm{n_i}$ est un entier réel, et les vecteurs $\vec{\mathrm{a_i}}$ représentent les vecteurs de base de la maille élémentaire du cristal photonique. Le théorème de Floquet-Bloch permet de décomposer les champs électriques et magnétiques en une somme d'ondes planes. Cela

revient à rechercher les valeurs et vecteurs propres en diagonalisant des matrices. Par le théorème de Floquet-Bloch, les solutions de l'équation 8 sont de la forme :

$$\vec{H}_{\vec{k}}(\vec{r}) = \vec{u}_{\vec{k}}(\vec{r})e^{i\vec{k}\cdot\vec{r}} \tag{10}$$

où $\vec{\mathrm{k}}$ est le vecteur d'onde de l'espace réciproque et $\vec{u}_{\vec{k}}$ a une symétrie et une périodicité identique à $\varepsilon(\vec{\mathrm{r}})$: $\vec{u}_{\vec{k}}(\vec{\mathrm{r}}) = u_{\vec{k}}(\vec{\mathrm{r}} + \vec{\mathrm{T}})$. L'équation 10 nous donne en fait l'ensemble des solutions des modes de Bloch du cristal photonique. En injectant alors les solutions représentant les modes de Bloch dans l'équation d'onde, nous arrivons à une forme plus complète qui peut être écrite de la façon suivante :

$$(\nabla + i\vec{k}) \times \frac{1}{\varepsilon(\vec{r})} \times (\nabla + i\vec{k}) \times \vec{u}_{\vec{k}}(\vec{r}) = \frac{\omega(\vec{k})^2}{c^2}\vec{u}_{\vec{k}}(\vec{r}) \tag{11}$$

Dans l'équation aux valeurs propres 11, les valeurs propres $\omega(\vec{\mathrm{k}})$ correspondent aux modes pouvant se propager dans la structure. Pour chaque valeur de k, une infinité de modes existent à des fréquences différentes. A chaque fréquence pour laquelle un mode existe sera indexée un entier n. De plus, en faisant varier $\vec{\mathrm{k}}$ pour un n donné, la fréquence des modes varie de façon continue (cela est dû aux propriétés de la fonction hermitienne) : cela va créer une bande de fréquence autorisée appelée courbe de dispersion. Toutes les fonctions $\omega_n(\vec{\mathrm{k}})$ vont enfin former la structure de bandes du cristal photonique. Il nous reste donc à calculer $\omega_n(\vec{\mathrm{k}})$ pour une fonction diélectrique $\varepsilon(\vec{\mathrm{r}})$ donnée.

A.2.3 Première zone de Brillouin

Les cristaux photoniques sont définis par leur périodicité. Ces structures possèdent des axes de symétries, et nous pouvons facilement faire l'analogie avec les mailles cristallines. De la même manière que dans le cas des mailles cristallines, nous pouvons réduire l'étude des structures de bandes des cristaux photoniques à la première zone de Brillouin de l'espace réciproque. Cet espace est défini par les vecteurs $\vec{\mathrm{b}}_i$ comme suit :

$$\vec{a_i} \cdot \vec{b_j} = 2\pi\delta_{ij} = \begin{cases} 1 & \text{si } i = j \\ 0 & \text{si } i \neq j \end{cases} \tag{12}$$

Nous pouvons alors définir le réseau réciproque. Pour une maille de vecteur de base $\vec{\mathrm{a}}_1$,$\vec{\mathrm{a}}_2$,$\vec{\mathrm{a}}_3$, les vecteurs du réseau réciproque sont définis par :

$$\vec{b_1} = 2\pi\frac{\vec{a_2} \times \vec{a_3}}{\vec{a_1} \cdot (\vec{a_2} \times \vec{a_3})}, \vec{b_2} = 2\pi\frac{\vec{a_3} \times \vec{a_1}}{\vec{a_1} \cdot (\vec{a_2} \times \vec{a_3})}, \vec{b_3} = 2\pi\frac{\vec{a_1} \times \vec{a_2}}{\vec{a_1} \cdot (\vec{a_2} \times \vec{a_3})} \tag{13}$$

La zone de Brillouin représente alors la maille primitive dans l'espace réciproque.

De part sa périodicité, il est possible de décomposer la fonction diélectrique $\varepsilon(\vec{\mathrm{r}})$ en série de Fourier dans l'espace réciproque, qui s'écrit alors :

$$\frac{1}{\varepsilon(\vec{r})} = \sum_{\vec{G}} \kappa_{\vec{G}} \cdot e^{i\vec{G}\vec{r}} \tag{14}$$

où $\vec{\mathrm{G}} = \sum h_i \cdot \vec{\mathrm{b_i}}$ est un vecteur de l'espace réciproque, h_i sont entiers, et $\kappa_{\vec{\mathrm{G}}}$ est le coefficient de Fourier.

Le champs magnétique $\vec{\mathrm{H}}$ peut maintenant être exprimé dans l'espace réciproque ($\vec{\mathrm{H}}(\vec{\mathrm{r}})$) :

$$\vec{H}(\vec{r}) = \sum_{\vec{G_{i,N}}} \vec{H}_{\vec{G_i}} \vec{e_N} \cdot e^{(i\vec{k}+\vec{G_i})\cdot\vec{r}} \tag{15}$$

Les cristaux photoniques peuvent être classés selon l'arrangement de leurs mailles. En deux dimensions, nous distinguons deux types de mailles, selon si les vecteurs de bases sont orthogonaux entre eux ou non : respectivement la maille orthogonale et la maille oblique. La maille orthogonale la plus connue est la maille carrée. Plusieurs mailles obliques sont souvent utilisées : la maille triangulaire, la maille en nid d'abeille et la maille Kagome. La figure 23 illustre la maille élémentaire, l'espace réciproque et la première zone de Brillouin pour la maille carrée et la maille triangulaire. Dans la première zone de Brillouin apparaissent la zone irréductible de Brillouin et les points de hautes symétries.

En trois dimensions, un plus grand nombre de mailles similaires aux structures cristallines existe, comme par exemple la maille cubique simple, la maille cubique face centrée, ou d'autres mailles plus complexes telle que la structure tas de bois (*woodpile*). L'avantage certain de ces structures est de pouvoir contrôler la lumière dans toutes les directions de l'espace. Cependant les cristaux photoniques en 3D sont encore en voie de développement en optique intégrée et leur fabrication est encore plus délicate en niobate de lithium. C'est pourquoi nous ne rentrerons pas dans les détails des cristaux photoniques possédant des mailles élémentaires en trois dimensions.

A.2.4 Bandes interdites photoniques

Miroir de Bragg : Commençons par déterminer le diagramme de bande d'un cristal photonique avec une périodicité dans une seule dimension. La période du cristal sera notée a et chaque période est constituée de deux couches de permittivités diélectriques ε_1 et ε_2 respectivement. Dans le cas d'une structure unidimensionnelle, le vecteur d'onde k_z va varier dans une zone de Brillouin comprise entre $-\pi/a$ et $+\pi/a$.
Afin de bien comprendre l'apparition des bandes interdites dans un cristal photonique, nous allons comparer un premier cas dans lequel $\varepsilon_1 = \varepsilon_2$, puis un second cas dans lequel les deux permittivités seront différentes. Dans le cas de la succession de couches ayant

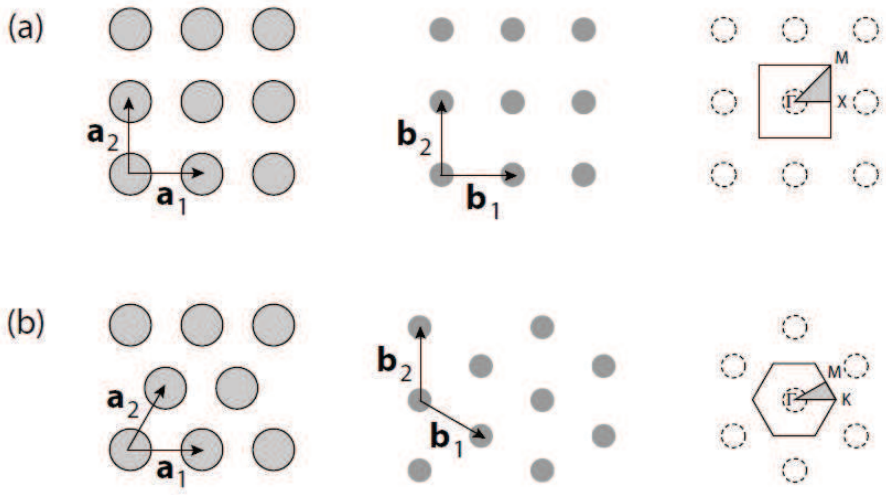


FIGURE 23 – De gauche à droite : mailles et vecteurs élémentaires, espace réciproque associé, et zones de Brillouin pour (a) une maille carrée et (b) une maille hexagonale. Les points Γ, M, K et X représentent les points de hautes symétries dans la zone de Brillouin

le même indice, les modes guidés seront représentés sur les courbes de dispersion $\omega_n(\vec{\mathrm{k}})$ égales à $\pm c.k/\sqrt{\varepsilon}$. La périodicité permet de réaliser une translation du type $\pm m.2\pi/a$. Nous observons alors que les bandes se regroupent aux points de hautes symétries de la zone de Brillouin ($-\pi/a$, 0 et $+\pi/a$) : il n'existe donc pas de fréquences pour lesquelles aucun mode n'est présent. Si nous créons maintenant une différence d'indice entre les deux couches successives de notre période, nous observons qu'au niveau des points de hautes symétries, les courbes de dispersion ne se rejoignent plus (Fig. 24). Il existe à ces fréquences des zones pour lesquelles la propagation des modes est interdite : ce sont les bandes interdites photoniques.

Plus la différence d'indice entre les deux milieux sera importante et plus les bandes interdites photoniques seront larges. Nous comprenons donc dès maintenant qu'il est intéressant de réaliser des cristaux photoniques de motifs d'air dans des matériaux présentant des permittivités diélectriques élevées.

Cristal Photonique 2D : Les cristaux photoniques 2D sont des structures dont l'indice varie périodiquement dans deux directions d'un plan. Les structures 2D majoritairement étudiées et utilisées ont des mailles carrées, triangulaire ou en nid d'abeille. La zone irréductible de Brillouin des cristaux photoniques 2D possède trois points de hautes symétries notés Γ, M et X pour la maille carrée et Γ, M et K pour la maille

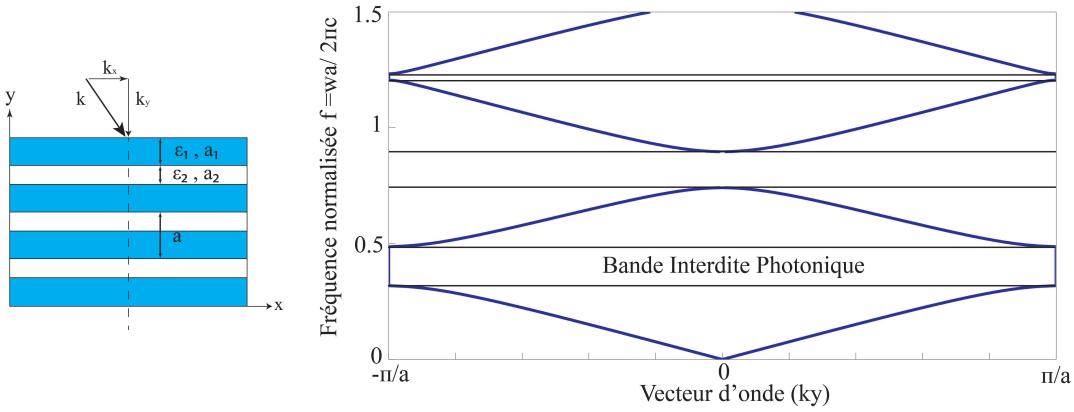


FIGURE 24 – (a) Représentation schématique d'un cristal photonique 1D avec une période de longueur a, constituée de deux couches a_1 et a_2 de permittivités diélectriques ε_1 et ε_2 (b) Diagramme de bandes pour un CP 1D avec les paramètres suivants : $a = 1500\ nm$, $a_1 = 1000\ nm$, $\varepsilon_1 = 4.58$, $a_2 = 500\ nm$, et $\varepsilon_2 = 1$.

triangulaire : contrairement au miroir de Bragg dans lequel une seule direction était étudiée, la recherche des modes de Bloch doit se faire dans toutes les directions reliant ces points de hautes symétries (respectivement ΓM, ΓX, MX pour la maille carrée et ΓM, ΓK, KM pour la maille hexagonale).

Plusieurs paramètres auront une incidence sur la position et la taille des bandes interdites : indices de réfraction, forme des motifs (circulaire, carré), facteur de remplissage, et l'état de polarisation. Nous appellerons la polarisation transverse électrique (TE) lorsque le champ électrique sera perpendiculaire au plan du cristal photonique, et transverse magnétique (TM) lorsque le champ électrique sera parallèle au plan du cristal photonique.

La bande interdite peut être localisée dans une seule direction de propagation du cristal photonique ou être présente dans toutes les directions du plan de périodicité. Dans ce dernier cas, nous parlerons alors de bande interdite photonique *complète*. Si les deux polarisations possèdent une bande interdite complète aux mêmes fréquences, alors la bande interdite sera *totale*.

Nous illustrons en figure 25 les diagrammes de bandes d'un cristal photoniques avec une maille triangulaire avec des trous d'air dans du niobate de lithium pour les deux polarisations TE et TM. Le rapport entre le rayon et la période du cristal photonique

est de $r/a = 0.2$. Nous pouvons observer que dans le cas de la polarisation TE, la bande interdire n'est située que dans la direction ΓM alors que pour la polarisation TM, la bande interdite est complète.

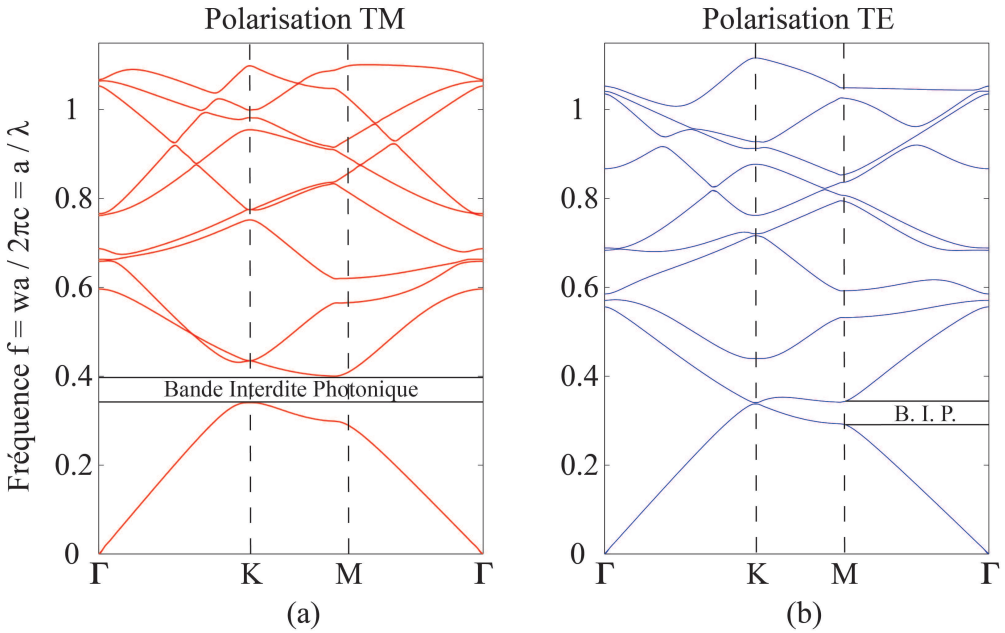


FIGURE 25 – Diagrammes de bandes d'un cristal photonique 2D maille triangulaire avec un rapport r/a=0.2 pour les polarisations TM et TE. Une bande interdite complète est visible dans le cas de la polarisation TM, tandis qu'elle n'est située que dans la dans la direction ΓM dans le cas de la polarisation TE.

Nous venons d'observer le phénomène de bande interdite dans des CP 1D et 2D. Le même raisonnement pourra être appliqué aux CP 3D, pour obtenir des bandes de fréquences qui pourront interdire la propagation des ondes électromagnétiques dans toutes les directions de l'espace.

Lumière lente : Le diagramme de bande ne permet pas uniquement de rechercher la position spectrale des bandes interdites photoniques. Contrairement aux courbes de dispersion d'un matériau présentant un seul indice, celles d'un cristal photonique ont des formes beaucoup plus complexes. Certaines propriétés de propagation en bord de bande interdite sont compréhensibles de par leurs formes. Plus particulièrement, il est possible de déterminer la vitesse de phase et la vitesse de groupe dans le cristal photonique.

La vitesse de phase correspond à la vitesse d'avance de l'onde pour une phase $\phi(x,t)$ fixée. La vitesse de phase pour un point de la courbe en dispersion sera donc le rapport

de la fréquence ω sur la composante du vecteur d'onde k (équation 16).

$$v_p = \frac{dx}{dt} = \frac{\omega}{k} \tag{16}$$

Dans un milieu homogène d'indice n, nous pouvons relier la vitesse de phase et l'indice par $v_p = c/n$. Dans le cas d'un cristal photonique, il faudra prendre en compte l'indice effectif $\mathrm{n_{eff}}$ (équation 18).

$$n_{eff_{CP}} = \frac{c}{v_p} \tag{17}$$

Pour les grandes longueurs d'ondes ($\lambda > 3a$), l'indice effectif d'un cristal photonique correspond à la moyenne des deux indices constituant sa maille élémentaire en prenant en compte le facteur de remplissage.

$$\varepsilon_{eff} = \varepsilon_1 \cdot (1 - f) + \varepsilon_2 \cdot f \tag{18}$$

où f correspond au facteur de remplissage du cristal photonique. Le facteur de remplissage est calculé en faisant le rapport du volume du motif du CP par le volume de la cellule élémentaire. Pour une maille carrée, le facteur de remplissage sera égal à $\mathrm{f} = \pi(\frac{\mathrm{r}}{\mathrm{a}})^2$, tandis que pour une maille triangulaire, il sera égal à $\mathrm{f} = \frac{2\pi}{\sqrt{3}}(\frac{\mathrm{r}}{\mathrm{a}})^2$.

La vitesse de groupe représente la vitesse à laquelle se déplace l'énergie lumineuse d'un paquet d'onde. Dans un milieu dispersif tel qu'un cristal photonique, la propagation de l'onde ne sera pas aussi simple que dans un milieu homogène. P. Yeh a montré que dans un milieu périodique non absorbant, la vitesse de groupe est égale à :

$$\vec{v_g} = \vec{\nabla}_k(\omega) \tag{19a}$$

$$v_g = (\frac{\partial w}{\partial k})_{k=k_0} \tag{19b}$$

Graphiquement, la vitesse de groupe se déduit en réalisant la tangente d'un point de la courbe de dispersion. Nous observons sur les diagrammes de bandes que la vitesse de groupe des modes de Bloch peut être grandement diminuée : nous parlerons dans ce cas de lumière lente. Par ailleurs, lorsque nous approchons des points de hautes symétries en bord de bande interdite, la vitesse de groupe va finir par s'annuler et l'onde sera théoriquement stationnaire.

A.3 Les cristaux photoniques membranaires

Nous avons remarqué dans les exemples de cristaux photoniques précédents que nous sommes loin de l'hypothèse des structures avec des dimensions infinies. Les cristaux photoniques gravés sont de dimensions finies, que ce soit dans le plan du cristal,

mais surtout dans la profondeur. Dans le but de confiner verticalement la lumière dans les cristaux photoniques, beaucoup de CP sont maintenant gravés sur des guides planaires appelés membranes. Cette notion de cristal photonique sur membrane (connu en anglais sous le nom de *Photonic Crystal Slab*) va influer sur le diagramme de bande. En plus de voir la position des courbes de dispersion modifiées, le diagramme de bande va pouvoir être délimité en deux zones, séparées par le cône de lumière. Les modes sous ou dessus de ce cône de lumière auront des propriétés de propagation différentes.

Cône de lumière : Puisque nous considérons maintenant que l'épaisseur du cristal photonique est finie, il faut considérer les couplages possibles entres les ondes se propageant dans la membrane et l'extérieur. Pour définir ce qu'est une ligne de lumière, nous allons représenter une membrane d'indice n_1 située entre deux couches ayant un indice plus faible n_2. Les modes guidés dans la membrane seront situés sous la ligne de dispersion $\omega = \frac{ck_{//}}{n_2}$. Au contraire, les modes au dessus de la ligne de lumière vont pouvoir se coupler avec l'extérieur de la membrane. Dans le cas d'un CP 2D membranaire, la ligne de lumière devient un cône de lumière d'équation $\omega = \sqrt{k_x^2 + k_y^2}$. La figure 26 montre les diagrammes de bandes de cristaux photoniques membranaires : le premier est constitué de colonnes (*rods*) de silicium entourées d'air, tandis que le deuxième est constitué de trous d'air sur une membrane de silicium.

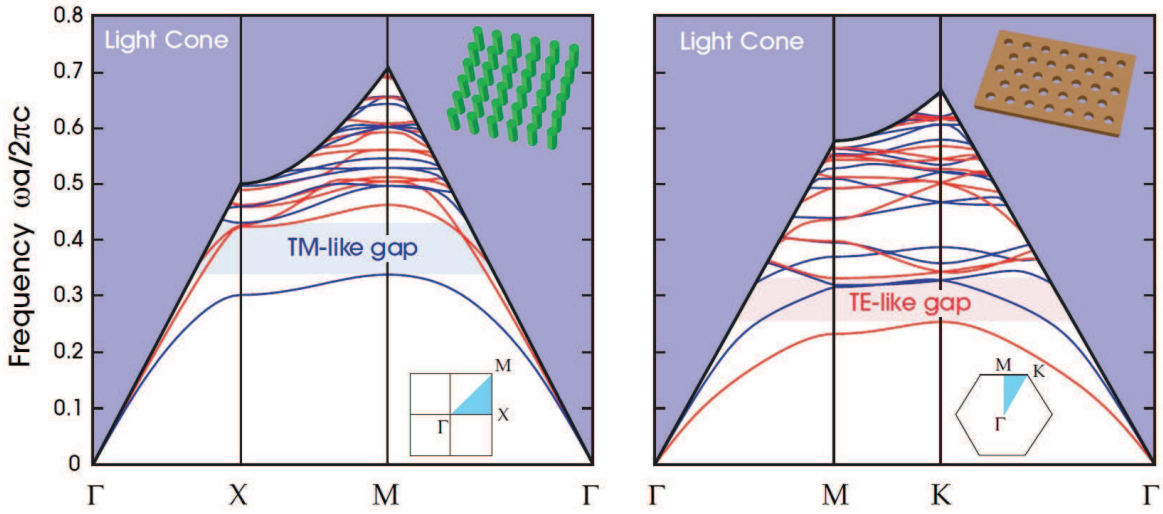


FIGURE 26 – (a) Diagramme de bande d'un CP 2D formé par des colonnes de Si entourées d'air, avec un rapport cyclique $r/a = 0.2$ et une épaisseur $h = 2a$ (b) Diagramme de bande d'un CP 2D formé par des trous d'air dans une membrane de Si, avec un rapport cyclique $r/a = 0.3$ et une épaisseur $h = 0.6a$

Modes de Bloch sous la ligne de lumière : Les modes présents sous la ligne de lumière sont confinés de façon verticale dans la membrane et se propagent théoriquement sans perte dans le CP membranaire. Nous comprenons qu'il est nécessaire de privilégier les bandes interdites présentes aux fréquences les plus basses afin d'éviter des pertes dues à la fuite des modes hors plan du CP lorsque l'onde incidente se propage dans le plan du CP.

Modes de Bloch au dessus de la ligne de lumière : Les modes au dessus de la ligne de lumière sont appelés modes rayonnés ou modes de fuites. Envoyer une onde incidente dans le plan du CP entraîne des pertes de propagation importantes pour les fréquences situées au dessus de la ligne de lumière.
Cependant, ces modes rayonnés sont très intéressants si nous souhaitons travailler hors du plan du cristal photonique. Il n'est plus question dans ce cas de bande interdite photonique : la combinaison entre les modes de Bloch du CP et les modes rayonnés fera apparaître des résonances nommées *résonances Fano*.

B Détermination des pertes en propagation, des indices de groupes et des coefficients de réflexion dans un guide droit

Nous détaillons ici la méthode de mesure des pertes en propagation et des coefficients de réflexion. L'avantage de cette méthode est justement de ne pas avoir à faire d'hypothèse sur les coefficients de réflexion pour approximer les pertes de propagation.

B.1 Méthode de calcul

Nous commençons par lister et définir les notations qui seront utilisées dans le calcul suivant :
- r_12 : coefficient de réflexion en champ électrique à l'entrée du guide
- t_12 coefficient de transmission en champ électrique à l'entrée du guide
- r_23 : coefficient de réflexion en champ électrique à la sortie du guide
- t_23 coefficient de transmission en champ électrique à la sortie du guide
- $\beta = \frac{2\pi n_{\text{eff}}}{\lambda}$ constante de propagation de l'onde optique à la longue d'onde λ
- n_{eff} indice effectif de propagation de l'onde optique, supposé non dispersif sur la gamme de longueur d'onde étudiée.
- α Pertes linéiques de propagation en intensité (en Np/m)

Nous considérons un guide droit optique de longueur L, comme représenté sur la figure 27. L'amplitude du champ électrique incident est noté $E_0/$.

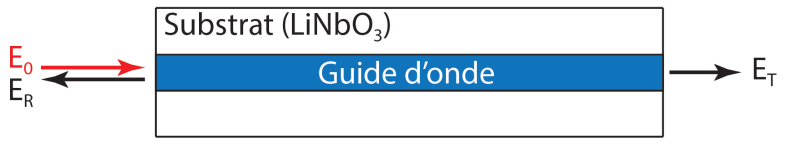


FIGURE 27 – Représentation schématique d'un guide d'onde droit en niobate de lithium.

D'après la référence [113], les champs électriques transmis E_T et réfléchis E_R peuvent être formulés de la manière suivante (Eq. 20) :

$$E_R = E_0 \frac{R_{12} + R_{23}}{1 + \overline{R_{12}} R_{23}} \tag{20a}$$

$$E_T = E_0 \frac{T_{12} T_{23}}{1 + \overline{R_{12}} R_{23}} \tag{20b}$$

avec les notations suivantes :

$$R_{12} = \overline{R_{12}} = r_{12} \tag{21a}$$
$$R_{23} = r_{23} \cdot exp(2i\beta L) \cdot exp(-\alpha L) \tag{21b}$$
$$T_{12} = t_{12} \tag{21c}$$
$$T_{23} = t_{23} \cdot exp(i\beta L) \cdot exp(-\frac{\alpha}{2}L) \tag{21d}$$

Ces équations nous permettent d'écrire les expressions des champs électriques transmis et réfléchis (Eq. 22) :

$$E_{R1} = E_0 \frac{r_{12} + r_{23} \cdot exp(2i\beta L) \cdot exp(-\alpha L)}{1 + r_{12}r_{23} \cdot exp(2i\beta L) \cdot exp(-\alpha L)} \tag{22a}$$
$$E_T = E_0 \frac{t_{12} \cdot t_{23} \cdot exp(i\beta L) \cdot exp(-\frac{\alpha}{2}L)}{1 + r_{12}r_{23} \cdot exp(2i\beta L) \cdot exp(-\alpha L)} \tag{22b}$$

Les intensités transmises et réfléchies sont déduites des amplitudes au carré des champs transmis et réfléchis (eq. 23. L'onde incidente possède une intensité I_0, et les coefficients de réflexion sont supposés réels.

$$I_{R1} = I_0 \frac{r_{12}^2 + r_{23}^2 \cdot exp(-2\alpha L) + 2 \cdot r_{12}r_{23} \cdot exp(-\alpha L)cos(2\beta L)}{1 + r_{12}^2 r_{23}^2 \cdot exp(-2\alpha L) + 2 \cdot r_{12}r_{23} \cdot exp(-\alpha L)cos(2\beta L)} \tag{23a}$$
$$I_T = I_0 \frac{|t_{12}|^2 \cdot |t_{23}|^2 \cdot exp(-\alpha L)}{1 + r_{12}^2 r_{23}^2 \cdot exp(-2\alpha L) + 2 \cdot r_{12}r_{23} \cdot exp(-\alpha L)cos(2\beta L)} \tag{23b}$$

Dans les cas où $\cos(2\beta L) = 1$, I_T est minimal. Nous déterminons les intensités I_{R1min} et I_{Tmin} :

$$I_{R1min} = I_0 \frac{(r_{12} + r_{23} \cdot exp(-\alpha L))^2}{(1 + r_{12}r_{23} \cdot exp(-\alpha L))^2} \tag{24a}$$
$$I_{Tmin} = I_0 \frac{|t_{12}|^2 \cdot |t_{23}|^2 \cdot exp(-\alpha L)}{(1 + r_{12}r_{23} \cdot exp(-\alpha L))^2} \tag{24b}$$

Dans les cas où $\cos(2\beta L) = -1$, I_T est maximal. Nous déterminons les intensités I_{R1max} et I_{Tmax} :

$$I_{R1max} = I_0 \frac{(r_{12} - r_{23} \cdot exp(-\alpha L))^2}{(1 - r_{12}r_{23} \cdot exp(-\alpha L))^2} \tag{25a}$$
$$I_{Tmax} = I_0 \frac{|t_{12}|^2 \cdot |t_{23}|^2 \cdot exp(-\alpha L)}{(1 - r_{12}r_{23} \cdot exp(-\alpha L))^2} \tag{25b}$$

Nous introduisons les notations K_T et K_{R1} (Eq. 26) :

$$K_T = \frac{\sqrt{I_{Tmax}} - \sqrt{I_{Tmin}}}{\sqrt{I_{Tmax}} + \sqrt{I_{Tmin}}} \tag{26a}$$

$$K_{R1} = \frac{\sqrt{I_{R1min} \cdot I_{Tmax}} - \sqrt{I_{R1max} \cdot I_{Tmin}}}{\sqrt{I_{R1min} \cdot I_{Tmax}} + \sqrt{I_{R1max} \cdot I_{Tmin}}} \tag{26b}$$

En calculant les rapports I_{Tmax}/I_{Tmin} et I_{R1max}/I_{R1min}, nous pouvons isoler $r_{23}\exp(-\alpha L)$ et reformuler K_T et K_{R1} (Eq. 27) :

$$K_T = r_{12} r23 \cdot exp(-\alpha L) \tag{27a}$$

$$K_{R1} = \frac{r_{23}}{r_{12}} \cdot exp(-\alpha L) \tag{27b}$$

Si $r_{12} = r_{23}$, nous pouvons alors directement déduire les pertes α en fonction de la longueur L (exprimée en cm) ainsi que les coefficients de réflexion aux faces d'entrée/sortie du guide d'onde (Eq. 28) :

$$\alpha_{dB/cm} = \frac{-4.34}{L} \cdot ln(K_{R1}) \tag{28a}$$

$$r_{12} = r_{23} = \sqrt{\frac{K_T}{K_{R1}}} \tag{28b}$$

C Réalisation de ridges découpés à la scie circulaire de précision sur substrats amincis

C.1 Fabrication de ridges par report et amincissement

C.1.1 Report de substrat

Pour atteindre des épaisseurs de quelques micromètres voire de quelques centaines de nanomètres par amincissement à la scie circulaire de précision, les échantillons à amincir doivent être reportés sur des substrats pour éviter leur rupture. Pour faciliter la découpe-polissage des faces d'entrée/sortie sur toute la profondeur de l'échantillon (épaisseur du substrat et du superstrat), il est préférable d'utiliser le même matériau. La découpe-polissage de tout autre matériau avec les paramètres pour polir le niobate de lithium dégradera le superstrat, la lame et au final le niobate de lithium.
Deux techniques de collage ont été testées pour lier deux échantillons en niobate de lithium. Le collage or/or et le collage Vitralit®. Nous détaillons ces deux méthodes de collage, leurs avantages et leurs inconvénients :

Collage Or/Or : Le collage Or/Or se fait entre deux wafers (pouvant être de natures différentes) par technique de compression (*wafer bonding*) [114]. Une couche de chrome de quelques dizaines de nanomètres est déposée par pulvérisation cathodique pour améliorer l'adhérence de l'or avec le niobate de lithium. Une couche d'or de 200 à 300 nm est ensuite déposée par la même technique sur les deux substrats à coller. L'or étant très ductile, il peut supporter une forte pression et absorber les contraintes mécaniques. Les surfaces d'or des deux wafers sont mises en contact puis l'échantillon est placé dans une enceinte sous vide pour l'étape de compression. Le collage des deux couches d'or se fait en appliquant un pression de 4000N. Pour assurer un collage robuste entre les deux wafers et enlever les bulles d'air entre les deux wafers, une pression de 40000N est ensuite appliquée par une presse hydraulique.

Collage Vitralit® 6128 : En optique, les colles de type résine sont appréciées car elles possèdent un faible indice de réfraction. La Vitralit® est une colle liquide qui possède un indice de 1.51 à 589 nm et qui polymérise lorsqu'elle est insolée par des rayons UV [3]. Pour effectuer le collage, une couche de colle est déposée à l' aide d'une pipette sur les deux substrats formant l'échantillon qui sera insolé. Les substrats sont alors assemblés. Une pression sous vide permet de diminuer le nombre de bulles d'air et donc d'améliorer la robustesse du collage. La quantité et donc l'épaisseur de colle entre les deux substrats dépend de la quantité de colle déposée et de la pression exercée.

3. Informations sur la Vitralit® : http ://www.panacol.com/products/adhesives/vitralit/

Nous avons pu mesurer au MEB des épaisseurs de colle variant de 2 à 4 µm sur les structures fabriquées (Fig. 30).

La technique de collage or/or n'est possible que sur des wafers entiers, contrairement à un collage par Vitralit® qui peut être fait sur des échantillons déjà découpés.

C.1.2 Amincissement et fabrication des ridges

Amincissement par rodage-polissage Les wafers de niobate de lithium que nous utilisons ont généralement une épaisseur de 500 µm. Un premier rodage permet d'amincir grossièrement le wafer jusqu'à environ 100 µm. Ensuite, un polissage plus précis est réalisé pour atteindre une épaisseur de quelques micromètres sur la totalité du wafer [4]. La précision de l'amincissement dépend de la qualité du collage et de la variation totale d'épaisseur initiale du wafer (TTV : *Total Thickness Variation*).
Des ridges ou des B-ridges sont ensuite usinés sur la couche mince de niobate de lithium en descendant la lame jusqu'au superstrat.

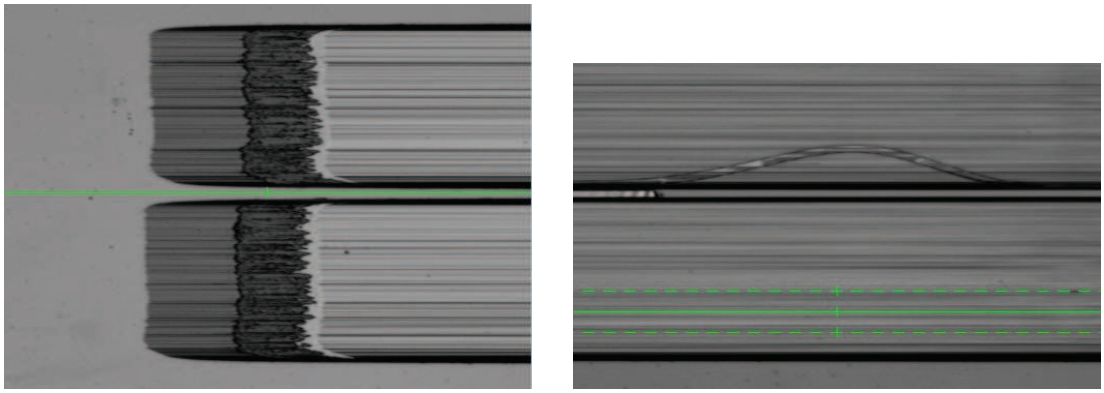
Cette technique de rodage/polissage a été effectuée sur un wafer de niobate de lithium reporté sur du silicium [5] par de la colle Vitralit® et sur une couche amincie après report par collage or/or. Les couches sont amincies à 2 µm.
- Le collage or/or n'a pas posé de problème pour la fabrication du ridge. Les ridges n'ont pas montré de casse pendant la découpe pour des amincissements localisés et sur des ridges faisant plusieurs millimètres de long.
- Le collage Vitralit® et la couche mince $LiNbO_3$ n'ont pas tenu pendant la découpe des ridges. La figure 28 montre deux vues d'un B-ridge usiné sur ce type d'échantillon.

Amincissement par découpe-polissage A l'instar des guides que nous avons amincis au début de ce chapitre, nous venons ici amincir le niobate de lithium à quelques micromètres au dessus de la colle. La présence de Vitralit® ou d'or sous la future membrane permet de fabriquer des couches minces d'épaisseurs inférieures au micromètre sans causer sa rupture. La figure 29 montre une couche de niobate de lithium de seulement 305 nm d'épaisseur reportée sur du silicium par un collage or-or. Notons de plus que le report du substrat sur un superstrat de LN améliore la précision de la calibration en profondeur.

La lame est ensuite descendue de sorte à traverser la couche amincie et la colle. Cette étape est répétée une deuxième fois pour créer un B-ridge entre les deux sillons.

4. Ces étapes ont été réalisées par Ludovic Gauthier-Manuel pour le polissage et Florent Bassignot pour le rodage

5. Nous avons annoncé notre préférence de reporter sur du LN pour la qualité des découpes, mais les tests sur silicium permettent de réduire le coût de ces tests.



(a) (b)

FIGURE 28 – Vue de dessus au microscope d'un B-ridge découpé sur une couche mince reportée sur Vitralit® (a) Entrée du B-ridge (b) Zone linéaire du ridge montrant un décollage de la Vitralit®.

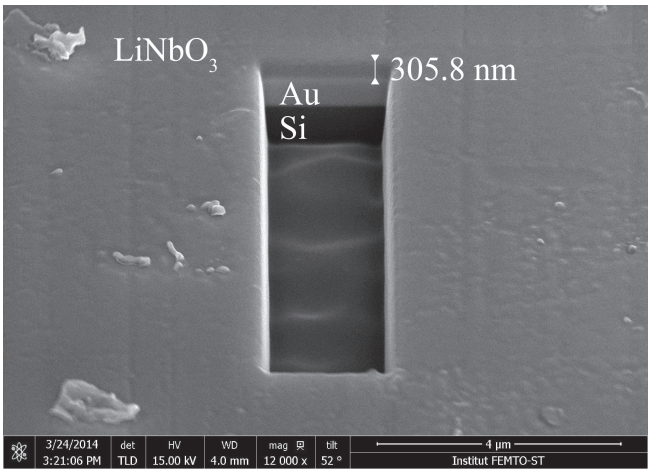
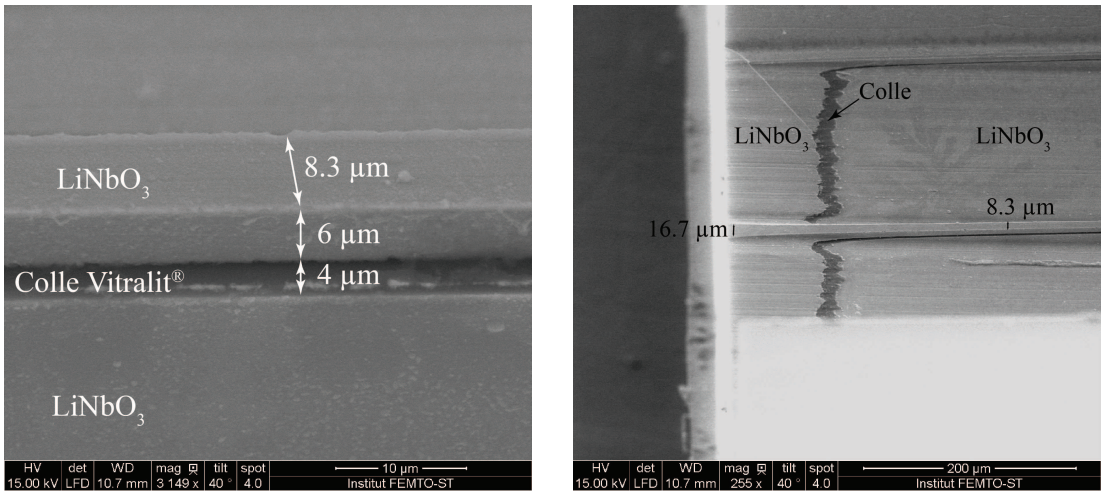


FIGURE 29 – Mesure de l'épaisseur d'une membrane de niobate de lithium reportée par collage or-or sur du silicium. La membrane est percée par FIB pour visualiser les différentes couches constituant l'échantillon

Il en résulte un ruban de niobate d'une section de quelques micromètres carrés avec une face collée et 3 faces entourées d'air.
L'avantage de cette technique est le fait d'utiliser uniquement la scie circulaire de précision pour amincir et réaliser le ruban optique. Nous n'avons testé cette technique que sur un échantillon reporté par collage Vitralit®. Nous avons rencontré un problème d'adhérence de la colle pendant la découpe : lorsque la largeur du ridge est inférieur à 7 µm, ce dernier se sépare de son superstrat.
Nous avons quand même pu réaliser des B-ridges par le biais de cette technique comme

montré sur la figure 30. Le B-ridge observé a une largeur de 8.3 µm et la profondeur de niobate de lithium aminci est de 6 µm.



(a) (b)

FIGURE 30 – Images MEB d'un B-ridge usiné sur une couche amincie et reportée par un collage Vitralit® (a) Vue éloignée montrant la face d'entrée du B-ridge (b) Vue rapprochée sur la partie linéaire du ridge reporté.

Au final, nous avons pu fabriquer par découpe à la scie circulaire de précision un B-ridge reporté sur du silicium par technique de collage or-or et un B-ridge sur couche mince reportée par colle Vitralit®. Nous proposons de les caractériser optiquement. Pour cela, les faces d'entrée/sortie des échantillons sont découpées-polies pour injecter la lumière à l'entrée du taper des B-ridges.

C.2 Caractérisations optiques

C.2.1 Collage or-or

Données sur l'échantillon : Après collage or-or d'un substrat $LiNbO_3$ sur un wafer de silicium, le substrat est aminci par rodage/polissage jusqu'à atteindre une épaisseur de 2 µm. L'épaisseur d'or est de 500 nm. Un B-ridge de 5 mm de long et 6 µm de large est usiné à la scie circulaire de précision.

Modes optiques : Nous observons qu'une seule polarisation est transmise dans le guide reporté par collage or/or. Ce mode guidé est montré sur la figure 31. La présence de métal est néfaste pour la propagation des ondes optiques : une couche diélectrique

de faible indice (de la silice par exemple) doit être ajoutée entre l'or et le guide d'onde Ti :$LiNbO_3$. pour éviter les pertes d'absorption.

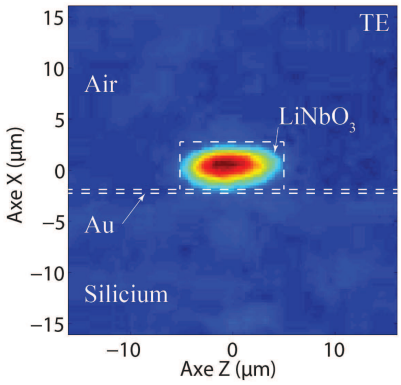


FIGURE 31 – Visualisation avec une caméra IR du mode optique en sortie de guide ridge sur une membrane reportée par un collage or-or pour la polarisation TE. En polarisation TM, le mode est totalement absorbé et n'est donc pas visualisable.

Mesures des pertes : En raison de l'absorption de l'onde propagée par le métal, les pertes de propagation ne sont pas mesurées. Il paraît judicieux d'ajouter une couche de silice entre le guide et la couche d'or pour éviter les pertes d'absoption [6].

C.2.2 Collage Vitralit®

Données sur l'échantillon : Un substrat Ti :$LiNbO_3$ et un superstrat $LiNbO_3$ sont collés avec de la Vitralit®. Avec l'aide de la scie de précision optique, le substrat est aminci à quelques micromètres de la couche de colle. Un B-ridge est alors usiné à la scie circulaire de précision au travers de la couche mince $LiNbO_3$ (Fig. 30). Le ridge à une longueur de 5 mm, une largeur de 8.3 µm et l'épaisseur de niobate de lithium aminci est de 6 µm (mesure effectuée par MEB).

Modes optiques : Les modes guidés en polarisations TE et TM sont montrés sur la figure 32. Pour les deux polarisations, le confinement est plus important sur l'axe vertical ($FWHM_{TEv}$ = 4.79 µm et $FWHM_{TMv}$ =4.25 µm) que sur l'axe horizontal ($FWHM_{TEh}$ =11.17 µm et $FWHM_{TMh}$ =10.37 µm). Rappelons que cette structure possède une zone de transition qui étend le mode à la sortie du guide. La largeur du guide à l'entrée mesure en effet 16.7 µm : nous pouvons donc supposer un meilleur confinement dans le guide lorsque sa largeur devient 8 µm. Les modes observés montrent de

6. Ce dispositif n'a pas pu être réalisé avant la fin de cette thèse.

plus que le guide est multimode : cela est dû à la largeur du ridge qui est supérieure à 8 µm

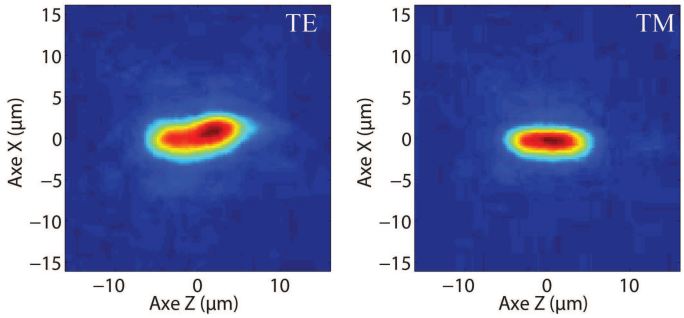


FIGURE 32 – Visualisation avec une caméra IR du mode optique en sortie de guide ridge sur une membrane reportée par un collage Vitralit® pour les polarisations TE et TM

Mesures des pertes en propagation : Les pertes en propagation dans le guide et les coefficients de réflexion aux faces d'entrée/sortie mesurées expérimentalement pour les polarisations TE et TM sont les suivants :
- Pertes en propagation : $\alpha_{\mathrm{TM}} = 2.83$ dB/cm et $\alpha_{\mathrm{TE}} = 3.37$ dB/cm.
- Coefficients de réflexion : $\mathrm{R_{TM}} = 27.1$ % et $\mathrm{R_{TE}} = 23.7$ %.

Les pertes en propagation sont donc comprises entre 2.5 et 3.5 dB/cm. Malgré la structure B-ridge, les coefficients de réflexion aux faces d'entrée/sortie sont élevés. Nous nous éloignons donc des guides avec des pertes en propagation de 0.1 dB/cm que nous avons pu réaliser au cours de cette thèse.

C.3 Synthèse sur les ridges et B-ridges sur substrats amincis

Cette annexe présente deux techniques de report pour fabriquer des ridges et des B-ridges sur des membranes en niobate de lithium reportées :
- Le collage avec une couche d'or a montré une très bonne tenue du matériau pendant la découpe. L'absorption du signal par la couche d'or peut être évitée grâce à l'ajout d'une couche de diélectrique telle que de la silice entre le wafer $LiNbO_3$ diffusé titane et la couche d'or.
- Le collage par Vitralit® nous a permis de fabriquer et caractériser un guide d'une section de 6 µm par 8.3 µm. Cette structure doit être optimisé pour minimiser les pertes et améliorer le confinement.

La fabrication d'un cristal photonique par FIB était prévue sur le ridge colle UV. Cependant, l'un des flancs du ridge aminci devait être libéré pour amener la pointe lors de l'étape de dépôt des croix d'alignement en platine par FIB. Malheureusement, l'eau de découpe a enlevée le ridge reporté par la Vitralit® pendant la découpe à la scie.

Nous comprenons donc que pour diminuer la largeur des ridges fabriqués par cette technique, limitée à 7 µm actuellement, une étude plus approfondie doit être menée pour sélectionner une colle UV qui adhérera mieux au niobate de lithium. Mais nous pouvons regarder le problème dans le sens inverse et chercher à enrober de colle notre structure pour la protéger pendant l'amincissement : c'est le sujet de la dernière partie.

Bibliographie

[1] H. C. Nguyen, S. Hashimoto, M. Shinkawa, and T. Baba. Compact and fast photonic crystal silicon optical modulators. *Optics Express*, 20(20) :22465, 2012.

[2] G. Shambat, B. Ellis, Marie A. Mayer, A. Majumdar, E. E. Haller, and J. Vuckovic. Ultra-low power fiber-coupled gallium arsenide photonic crystal cavity electro-optic modulator. *Optics Express*, 19(8) :7530–7536, 2011.

[3] C.-Y. Lin, X. Wang, S. Chakravarty, B. S. Lee, W. Lai, J. Luo, A. K.-Y. Jen, and R. T. Chen. Electro-optic polymer infiltrated silicon photonic crystal slot waveguide modulator with 23 dB slow light enhancement. *Applied Physics Letters*, 97(9) :093304, 2010.

[4] C.-C. Lee, S. Suzuki, W. Xie, and T. R. Schibli. Broadband graphene electro-optic modulators with sub-wavelength thickness. *Optics Express*, 20(5) :5264–5269, 2012.

[5] O. Kwon, O. Eknoyan, H.F. Taylor, and R.R. Neurgaonkar. Low-voltage electro-optic modulator in SBN :60. *Electronics Letters*, 35(3) :219, 1999.

[6] P. Tang, D. J. Towner, A. L. Meier, and B. W. Wessels. Low-voltage, polarization-insensitive, electro-optic modulator based on a polydomain barium titanate thin film. *Applied Physics Letters*, 85(20) :4615–4617, 2004.

[7] T. Tanabe, K. Nishiguchi, E. Kuramochi, and M. Notomi. Low power and fast electro-optic silicon modulator with lateral p-i-n embedded photonic crystal nanocavity. *Optics Express*, 17(25) :22505–22513, 2009.

[8] Synthèse annuelle de l'observatoire des micro et nano technologies 2012, 2012.

[9] A. A. Ballman. Growth of piezoelectric and ferroelectric materials by the czochralski technique. *Journal of the American Ceramic Society*, 48(2) :112–113, 1965.

[10] E.L. Wooten, K.M. Kissa, A. Yi-Yan, E.J. Murphy, D.A. Lafaw, P.F. Hallemeier, D. Maack, D.V. Attanasio, D.J. Fritz, G.J. McBrien, and D.E. Bossi. A review of lithium niobate modulators for fiber-optic communications systems. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 6(1) :69–82, 2000.

[11] O. Caballero-Calero, R. Burla, T. Moulin, A. Delboulbé, L. Jocou, J.-P. Berger, and G. Martin. Low voltage, moderate rejection ratio electro-optic modulator at 2.2 μm obtained by proton exchange in lithium niobate. In *Proc. SPIE 7719, Silicon Photonics and Photonic Integrated Circuits II*, volume 7719, pages 77191D–77191D–8, 2010.

[12] S. Heidmann, N. Courjal, and G. Martin. Double polarization active y junctions in the l band, based on Ti :LiNbO3 lithium niobate waveguides : polarization and contrast performances. *Optics Letters*, 37(16) :3318–3320, 2012.

[13] R. Grille, G. Martin, A. DelboulbÉ, P. Kern, O. Caballero-Calero, A. GarcÍA, J. Olivares, and M. Carrascosa. Single mode LiNbO3 waveguides at 4.7 μm by proton exchange : Addressing the atmospheric m-band. *Ferroelectrics*, 390(1) :48–54, 2009.

[14] G. Martin, S. Heidmann, F. Thomas, M. de Mengin, L. Jocou, G. Ulliac, N. Courjal, A. Morand, P. Benech, and E. P. le Coarer. Lithium niobate active beam combiners : results of on-chip fringe locking, fringe scanning and high contrast integrated optics interferometry and spectrometry. In *Proc. SPIE 9146, Optical and Infrared Interferometry IV*, volume 9146, pages 91462I–91462I–10, 2014.

[15] H. Lu, B. Sadani, G. Ulliac, C. Guyot, N. Courjal, M. Collet, F. I. Baida, and M.-P. Bernal. Integrated temperature sensor based on an enhanced pyroelectric photonic crystal. *Optics Express*, 21(14) :16311, 2013.

[16] Y. Shen, W. Yu, G. Zhang, and Z. Guo. Comparison of two-color holography among different doped LiNbO3 crystals at low intensities. *Optik - International Journal for Light and Electron Optics*, 125(15) :3891–3893, 2014.

[17] N. Courjal, S. Benchabane, J. Dahdah, G. Ulliac, Y. Gruson, and V. Laude. Acousto-optically tunable lithium niobate photonic crystal. *Applied Physics Letters*, 96(13) :131103, 2010.

[18] O. Tadanaga, T. Yanagawa, Y. Nishida, H. Miyazawa, K. Magari, M. Asobe, and H. Suzuki. Efficient 3-μm difference frequency generation using direct-bonded quasi-phase-matched LiNbO3 ridge waveguides. *Applied Physics Letters*, 88(6) :061101, 2006.

[19] J. J. Zayhowski. Periodically poled lithium niobate optical parametric amplifiers pumped by high-power passively Q-switched microchip lasers. *Optics Letters*, 22(3) :169–171, 1997.

[20] H. Jin, F. M. Liu, P. Xu, J.L. Xia, M.L. Zhong, Y. Yuan, J.W. Zhou, Y.X. Gong, W. Wang, and S.N. Zhu. On-chip generation and manipulation of entangled

photons based on reconfigurable lithium-niobate waveguide circuits. *Physical Review Letters*, 113(10) :103601, 2014.

[21] W. K. Burns, P. H. Klein, E. J. West, and L. E. Plew. Ti diffusion in Ti : LiNbO3 planar and channel optical waveguides. *Journal of Applied Physics*, 50(10) :6175–6182, 1979.

[22] T. Maciak and M. Sokolowski. Fabrication of proton-exchange optical waveguides in x-cut lithium niobate. *Optica Applicata*, XIX(4) :423–428, 1989.

[23] W. Sohler, H. Hu, R. Ricken, V. Quiring, C. Vannahme, H. Herrmann, D. Büchter, S. Reza, W. Grundkötter, S. Orlov, H. Suche, R. Nouroozi, and Y. Min. Integrated optical devices in lithium niobate. *Optics and Photonics News*, 19(1) :24–31, 2008.

[24] Y. Pawela. *Etude de la correction du point de fonctionnement de modulateurs électro-optiques intégrés sur niobate de lithium par laser femtoseconde*. PhD thesis, Université de Franche-Comté, Besançon, 2012.

[25] Y. Yamaguchi, S. Nakajima, H. Nakajima, M. Izutsu, A. Kanno, and T. Kawanishi. Single mach-zehnder modulator with active y-branch for higher than 60 dB extinction-ratio operation. In *European Conference on Optical Communications*, pages 930–932. Institution of Engineering and Technology, 2013.

[26] N. Grossard, B. Pedrono, J. Hauden, H. Porte, and J.-F. Gleyze. Modulateur LiNbO3 à double étage en cascade pour application à fort taux d'extinction dans le proche infrarouge. In *Journée Nationale d'Optique Guidée*, page A4.7, Lannion, 2008.

[27] M.M. Howerton, R.P. Moeller, AS. Greenblatt, and R. Krahenbuhl. Fully packaged, broad-band LiNbO3 modulator with low drive voltage. *IEEE Photonics Technology Letters*, 12(7) :792–794, 2000.

[28] D. Janner, D. Tulli, M. Belmonte, and V. Pruneri. Waveguide electro-optic modulation in micro-engineered LiNbO3. *Journal of Optics A : Pure and Applied Optics*, 10(10) :104003, 2008.

[29] K. Noguchi, O. Mitomi, H. Miyazawa, and S. Seki. A broadband Ti :LiNbO3 optical modulator with a ridge structure. *Journal of Lightwave Technology*, 13(6) :1164–1168, 1995.

[30] I. P. Kaminow, V. Ramaswamy, R. V. Schmidt, and E. H. Turner. Lithium niobate ridge waveguide modulator. *Applied Physics Letters*, 24(12) :622–624, 2003.

[31] P. Rabiei, J. Ma, S. Khan, J. Chiles, and S. Fathpour. Heterogeneous lithium niobate photonics on silicon substrates. *Optics Express*, 21(21) :25573–25581, 2013.

[32] L. Rayleigh. The problem of whispering gallery. *Scientific papers*, 5 :617–620, 1912.

[33] A. Guarino, G. Poberaj, D. Rezzonico, R. Degl'Innocenti, and P. Günter. Electro-optically tunable microring resonators in lithium niobate. *Nature Photonics*, 1(7) :407–410, 2007.

[34] L. Chen, Q. Xu, M. G. Wood, and R. M. Reano. Hybrid silicon and lithium niobate electro-optical ring modulator. *Optica*, 1(2) :112, 2014.

[35] T. Asano, B.-S. Song, and S. Noda. Analysis of the experimental Q factors (1 million) of photonic crystal nanocavities. *Optics Express*, 14(5) :1996–2002, 2006.

[36] Y. Tanaka, T. Asano, and S. Noda. Design of photonic crystal nanocavity with Q-factor of 10^9. *Journal of Lightwave Technology*, 26(11) :1532–1539, 2008.

[37] L. Arizmendi. Photonic applications of lithium niobate crystals. *physica status solidi (a)*, 201(2) :253–283, 2004.

[38] H. Feng, R.F. Tavlykaev, and R.V. Ramaswamy. Record-high reflectance in narrowband low-loss bragg reflectors with Si-on-LiNbO3 waveguides. *Electronics Letters*, 35(19) :1636–1637, 1999.

[39] T. Conese, R. Tavlykaev, C.P. Hussell, and R.V. Ramaswamy. Finite element analysis of LiNbO3 waveguides with Si or Si/SiO2 overlay. *Journal of Lightwave Technology*, 16(6) :1113–1122, 1998.

[40] J. Hukriede, D. Kip, and E. Kratzig. Investigation of titanium- and copper-indiffused channel waveguides in lithium niobate and their application as holographic filters for infrared light. *Journal of Optics A-pure and Applied Optics*, 2(5) :481–487, 2000.

[41] D. Noriega Urquidez, S. Stepanov, H. Soto Ortiz, N. Toguzov, I. Ilichev, and A. Shamray. Electrically controlled slow/fast propagation of 12.5 GHz light pulses in lithium niobate waveguide bragg grating. *Applied Physics B*, 106(1) :51–56, 2012.

[42] B. E Benkelfat, R. Ferriere, B. Wacogne, and P. Mollier. Technological implementation of bragg grating reflectors in Ti :LiNbO3 waveguides by proton exchange. *IEEE Photonics Technology Letters*, 14(10) :1430–1432, 2002.

[43] K. M. Davis, K. Miura, N. Sugimoto, and K. Hirao. Writing waveguides in glass with a femtosecond laser. *Optics Letters*, 21(21) :1729–1731, 1996.

[44] Y. Liao, J. Xu, Y. Cheng, Z. Zhou, F. He, H. Sun, J. Song, X. Wang, Z. Xu, K. Sugioka, and K. Midorikawa. Electro-optic integration of embedded electrodes and waveguides in LiNbO3 using a femtosecond laser. *Optics Letters*, 33(19) :2281, 2008.

[45] A. Ródenas, J. A. Sanz García, D. Jaque, G. A. Torchia, C. Mendez, I. Arias, L. Roso, and F. Agulló-Rueda. Optical investigation of femtosecond laser induced

microstress in neodymium doped lithium niobate crystals. *Journal of Applied Physics*, 100(3) :033521, 2006.

[46] D. McPhail, M. Straub, and M. Gu. Optical tuning of three-dimensional photonic crystals fabricated by femtosecond direct writing. *Applied Physics Letters*, 87(9) :091117, 2005.

[47] D. W. Ward, E. R. Statz, and K. A. Nelson. Fabrication of polaritonic structures in LiNbO3 and LiTaO3 using femtosecond laser machining. *Applied Physics A*, 86(1) :49–54, 2007.

[48] L. Pierno, M. Dispenza, A. Secchi, A. Fiorello, and V. Foglietti. A lithium niobate electro-optic tunable bragg filter fabricated by electron beam lithography. *Journal of Optics A : Pure and Applied Optics*, 10(6) :064017, 2008.

[49] G. Ulliac, B. Guichardaz, J.-Y. Rauch, S. Queste, S. Benchabane, and N. Courjal. Ultra-smooth LiNbO3 micro and nano structures for photonic applications. *Microelectronic Engineering*, 88(8) :2417–2419, 2011.

[50] N. Yao. *Focused Ion Beam Systems : Basics and Applications*. Cambridge University Press, 2007.

[51] F. Chen. Photonic guiding structures in lithium niobate crystals produced by energetic ion beams. *Journal of Applied Physics*, 106(8) :081101, 2009.

[52] F. Lacour, N. Courjal, M. P. Bernal, A. Sabac, C. Bainier, and M. Spajer. Nanostructuring lithium niobate substrates by focused ion beam milling. *Optical Materials*, 27(8) :1421–1425, 2005.

[53] M. Roussey, M.-P. Bernal, N. Courjal, D. Van Labeke, F. I. Baida, and R. Salut. Electro-optic effect exaltation on lithium niobate photonic crystals due to slow photons. *Applied Physics Letters*, 89(24) :241110, 2006.

[54] L. Razzari, D. Träger, M. Astic, P. Delaye, R. Frey, G. Roosen, and R. André. Kerr and four-wave mixing spectroscopy at the band edge of one-dimensional photonic crystals. *Applied Physics Letters*, 86(23) :231106, 2005.

[55] M. Roussey, F. I. Baida, and M.-P. Bernal. Experimental and theoretical observations of the slow-light effect on a tunable photonic crystal. *Journal of the Optical Society of America B*, 24(6) :1416–1422, 2007.

[56] H. Lu, B. Sadani, N. Courjal, G. Ulliac, N. Smith, V. Stenger, M. Collet, F. I. Baida, and M.-P. Bernal. Enhanced electro-optical lithium niobate photonic crystal wire waveguide on a smart-cut thin film. *Optics Express*, 20(3) :2974–2981, 2012.

[57] G. W. Burr, S. Diziain, and M. P. Bernal. The impact of finite-depth cylindrical and conical holes in lithium niobate photonic crystals. *Optics Express*, 16(9) :6302–6316, 2008.

[58] I. E. Barry, G. W. Ross, Peter G. R. Smith, R. W Eason, and G. Cook. Microstructuring of lithium niobate using differential etch-rate between inverted and non-inverted ferroelectric domains. *Materials Letters*, 37(4–5) :246–254, 1998.

[59] V. Dobrusin, S. Ruschin, and L. Shpisman. Fabrication method of low-loss large single mode ridge Ti :LiNbO3 waveguides. *Optical Materials*, 29(12) :1630–1634, 2007.

[60] H. Hartung, E.-B. Kley, A. Tünnermann, T. Gischkat, F. Schrempel, and W. Wesch. Fabrication of ridge waveguides in zinc-substituted lithium niobate by means of ion-beam enhanced etching. *Optics Letters*, 33(20) :2320–2322, 2008.

[61] D. Jun, J. Wei, C. E. Png, S. Guangyuan, J. Son, H. Yang, and A. J. Danner. Deep anisotropic LiNbO3 etching with SF6/Ar inductively coupled plasmas. *Journal of Vacuum Science & Technology B*, 30(1) :011208, 2012.

[62] T. G. Bifano, T. A. Dow, and R. O. Scattergood. Ductile-regime grinding : A new technology for machining brittle materials. *Journal of Manufacturing Science and Engineering*, 113(2) :184–189, 1991.

[63] L. G. Carpenter, C. Holmes, P. A. Cooper, J. C. Gates, and P. G. R. Smith. Precision dicing of optical materials. In *Proc. SPIE 8988, Integrated Optics : Devices, Materials, and Technologies XVIII*, volume 8988, pages 898813–898813–9, 2014.

[64] L. G. Carpenter, H. L. Rogers, C. Holmes, J. C. Gates, and P. G. R. Smith. Polish-like facet preparation via dicing for silica integrated optics. In *Proc. SPIE 8621, Optical Components and Materials X*, volume 8621, pages 862107–862107–6, 2013.

[65] T. Nishikawa, A. Ozawa, Y. Nishida, M. Asobe, F.-L. Hong, and T. W. Hänsch. Efficient 494 mW sum-frequency generation of sodium resonance radiation at 589 nm by using a periodically poled Zn :LiNbO3 ridge waveguide. *Optics Express*, 17(20) :17792, 2009.

[66] N. Courjal, B. Guichardaz, G. Ulliac, J.-Y. Rauch, B. Sadani, H.-H. Lu, and M.-P. Bernal. High aspect ratio lithium niobate ridge waveguides fabricated by optical grade dicing. *Journal of Physics D : Applied Physics*, 44(30) :305101, 2011.

[67] N. Courjal, J. Dahdah, G. Ulliac, P. Sevillano, B. Guichardaz, and F. Baida. Optimization of LiNbO3 photonic crystals : toward 3D LiNbO3 micro-components. *Optics Express*, 19(23) :23008–23016, 2011.

[68] P. Rabiei and W. H. Steier. Lithium niobate ridge waveguides and modulators fabricated using smart guide. *Applied Physics Letters*, 86(16) :161115, 2005.

[69] G. Si, E. J. Teo, A. A. Bettiol, J. Teng, and A. J. Danner. Suspended slab and photonic crystal waveguides in lithium niobate. *Journal of Vacuum Science & Technology B*, 28(2) :316–320, 2010.

[70] F. Sulser, G. Poberaj, M. Koechlin, and P. Günter. Photonic crystal structures in ion-sliced lithium niobate thin films. *Optics Express*, 17(22) :20291–20300, 2009.

[71] H. Hartung, E.-B. Kley, T. Gischkat, F. Schrempel, W. Wesch, and A. Tünnermann. Ultra thin high index contrast photonic crystal slabs in lithium niobate. *Optical Materials*, 33(1) :19–21, 2010.

[72] R. Geiss, S. Diziain, R. Iliew, C. Etrich, H. Hartung, N. Janunts, F. Schrempel, F. Lederer, T. Pertsch, and E.-B. Kley. Light propagation in a free-standing lithium niobate photonic crystal waveguide. *Applied Physics Letters*, 97(13) :131109, 2010.

[73] L. Cai, H. Han, S. Zhang, H. Hu, and K.-M. Wang. Photonic crystal slab fabricated on the platform of lithium niobate-on-insulator. *Optics Letters*, 2014.

[74] A. Gerthoffer. Développement de guides optiques à fort confinement sur niobate de lithium et intégration de fonctionnalités dynamiques par gravure de cristaux photoniques. Rapport de stage M2, 2013.

[75] R. Regener and W. Sohler. Loss in low-finesse Ti :LiNbO3 optical waveguide resonators. *Applied Physics B*, 36(3) :143–147, 1985.

[76] H. Hu, R. Ricken, and W. Sohler. Lithium niobate photonic wires. *Optics Express*, 17(26) :24261–24268, 2009.

[77] R. R. A. Syms and J. R. Cozens. *Optical guided waves and devices*. McGraw-Hill London, 1992.

[78] K. S. Kunz and Raymond J. Luebbers. *The Finite Difference Time Domain Method for Electromagnetics*. CRC Press, 1993.

[79] B. Jacquier. *Nano-optique du solide*. Lavoisier, 2012.

[80] M. G. Galarza. *Leaky-waveguide-based integrated spot-size converters for alignment-tolerant optical fiber coupling*. PhD thesis, Gent University, 2003.

[81] D. Dai, Y. Tang, and J. E. Bowers. Mode conversion in tapered submicron silicon ridge optical waveguides. *Optics Express*, 20(12) :13425–13439, 2012.

[82] G. Jeong, D. Kim, J. Choi, D. Lee, M.-Y. Park, J.-B. Kim, H. J. Lee, and H.-Y. Lee. Low-loss compact arrayed waveguide grating with spot-size converter fabricated by a shadow-mask etching technique. *Electronics and Telecommunications Research Institute journal*, 27(1) :89–94, 2005.

[83] G. Y. Wang and E. Garmire. Efficient coupling into tapered proton-exchanged LiNbO3 waveguides fabricated by vertically controlled immersion. *Optics Letters*, 21(1) :42–44, 1996.

[84] N. Courjal, A. Gerthoffer, F. Henrot, J.-Y. Rauch, C. Guyot, and B. Guichardaz. Guides optiques ridges avec faibles pertes d'insertion grâce à un coupleur de mode vertical, 2014. Dépôt de brevet français, INPI 1000226111.

[85] Z. Zhou, X. Huang, R. R. Vanga, and Z. Wu. Enhanced photonic bandgap in ion-implanted lithium niobate waveguides by improving index contrast. *Journal of the Optical Society of America B-optical Physics*, 27(7) :1425–1429, 2010.

[86] J. Dahdah. *Etude théorique et expérimentale de cavités photoniques en niobate de lithium - Application à la détection de gaz*. PhD thesis, Université de Franche-Comté, Besançon, 2010.

[87] G. Ulliac, A. Lecestre, B. Guichardaz, J. Dahdah, F. I. Baida, M. P. Bernal, and N. Courjal. Fabrication of bragg gratings on LiNbO3 optical waveguides. *Microelectronic Engineering*, 97 :185–188, 2012.

[88] P. M. Bell, J. B. Pendry, L. M. Moreno, and A. J. Ward. A program for calculating photonic band structures and transmission coefficients of complex structures. *Computer Physics Communications*, 85(2) :306–322, 1995.

[89] X. Ao, L. Liu, L. Wosinski, and S. He. Polarization beam splitter based on a two-dimensional photonic crystal of pillar type. *Applied Physics Letters*, 89(17) :171115, 2006.

[90] G. Si, A. J. Danner, S. L. Teo, E. J. Teo, J. Teng, and A. A. Bettiol. Photonic crystal structures with ultrahigh aspect ratio in lithium niobate fabricated by focused ion beam milling. *Journal of Vacuum Science & Technology B*, 29 :021205, March 2011.

[91] R. D. Meade, A. M. Rappe, K. D. Brommer, J. D. Joannopoulos, and O. L. Alerhand. Accurate theoretical analysis of photonic band-gap materials. *Physical Review B*, 48(11) :8434–8437, 1993.

[92] K. M. Ho, C. T. Chan, and C. M. Soukoulis. Existence of a photonic gap in periodic dielectric structures. *Physical Review Letters*, 65(25) :3152–3155, 1990.

[93] U. Fano. Effects of configuration interaction on intensities and phase shifts. *Physical Review*, 124(6) :1866–1878, 1961.

[94] Y. S. Joe, A. M. Satanin, and C. S. Kim. Classical analogy of fano resonances. *Physica Scripta*, 74(2) :259–266, 2006.

[95] S. H. Fan and J. D. Joannopoulos. Analysis of guided resonances in photonic crystal slabs. *Physical Review B*, 65(23) :235112, 2002.

[96] S. H. Fan, W. Suh, and J. D. Joannopoulos. Temporal coupled-mode theory for the fano resonance in optical resonators. *Journal of the Optical Society of America A-optics Image Science and Vision*, 20(3) :569–572, 2003.

[97] W. Suh, O. Solgaard, and S. Fan. Displacement sensing using evanescent tunneling between guided resonances in photonic crystal slabs. *Journal of Applied Physics*, 98(3) :033102, 2005.

[98] B. Ben Bakir, C. Seassal, X. Letartre, P. Viktorovitch, M. Zussy, L. Di Cioccio, and J. M. Fedeli. Surface-emitting microlaser combining two-dimensional

photonic crystal membrane and vertical bragg mirror. *Applied Physics Letters*, 88(8) :081113, 2006.

[99] Y. Zhang, X. Hu, Y. Fu, H. Yang, and Q. Gong. Ultrafast all-optical tunable fano resonance in nonlinear ferroelectric photonic crystals. *Applied Physics Letters*, 100(3) :031106, 2012.

[100] J. Deng, S. Hussain, V. S. Kumar, W. Jia, C. E. Png, L. S. Thor, A. A. Bettiol, and A. J. Danner. Modeling and experimental investigations of fano resonances in free-standing LiNbO3 photonic crystal slabs. *Optics Express*, 21(3) :3243–3252, 2013.

[101] W. Suh, M. F. Yanik, O. Solgaard, and S. H. Fan. Displacement-sensitive photonic crystal structures based on guided resonance in photonic crystal slabs. *Applied Physics Letters*, 82(13) :1999–2001, 2003.

[102] S. Thaniyavarn. High-efficiency optical modulators and implementation techniques, 2013. Classification aux États-Unis 385/2 ; Classification internationale G02F1/035 ; Classification coopérative G02F2201/063, G02F1/0356.

[103] J. Macario, P. Yao, and D. W. Prather. System and method for substrate thinning in electro-optical modulators, 2013. Classification aux États-Unis 385/2, 29/557 ; Classification internationale G02F1/035, B23Q3/08 ; Classification coopérative B23Q3/086, G02F1/035.

[104] C.E. Ruter, D. Kip, G. Stone, V. Dierolf, H. Hu, and W. Sohler. Fluorescence in planar and ridge waveguides fabricated in Erbium-Doped lithium-niobate-on-insulator (Er :LNOI). In *Lasers and Electro-Optics Europe (CLEO EUROPE/IQEC), 2013 Conference on and International Quantum Electronics Conference*, pages 1–1, 2013.

[105] A. M. Radojevic, M. Levy, H. Kwak, and Jr. Osgood, R. M. Strong nonlinear optical response in epitaxial liftoff single-crystal LiNbO3 films. *Applied Physics Letters*, 75(19) :2888–2890, 1999.

[106] A. M. Radojevic, M. Levy, Jr. Osgood, R. M., D. H. Jundt, A. Kumar, and H. Bakhru. Second-order optical nonlinearity of 10-μm-thick periodically poled LiNbO3 films. *Optics Letters*, 25(14) :1034–1036, 2000.

[107] F. Henrot. *Composants à hauts facteurs de forme pour les résonateurs acousto-électriques et les dispositifs electro-optiques sur substrats mono-cristallins*. PhD thesis, Université de Franche-Comté, Besançon, 2015.

[108] R. Takigawa, E. Higurashi, T. Kawanishi, and T. Asano. Lithium niobate ridged waveguides with smooth vertical sidewalls fabricated by an ultra-precision cutting method. *Optics Express*, 22(22) :27733, 2014.

[109] C ; Wang, M. J. Burek, Z. Lin, H. A. Atikian, V. Venkataraman, I.-C. Huang, P. Stark, and M. Lončar. Integrated high quality factor lithium niobate microdisk resonators. *arXiv :1410.2625 [physics]*, 2014. arXiv : 1410.2625.

[110] S. John. Strong localization of photons in certain disordered dielectric superlattices. *Physical Review Letters*, 58(23) :2486–2489, 1987.

[111] E. Yablonovitch. Photonic band-gap structures. *Journal of the Optical Society of America B*, 10(2) :283–295, 1993.

[112] J. D. Joannopoulos, S. G. Johnson, J. N. Winn, and R. D. Meade. *Photonic Crystals : Molding the Flow of Light (Second Edition)*. Princeton university press edition, 2008.

[113] R. Giust, J.-M. Vigoureux, and M. Sarrazin. Asymmetrical properties of the optical reflection response of the Fabry-Perot interferometer. *Journal of the Optical Society of America A*, 17(1) :142–148, 2000.

[114] J. B. Lasky. Wafer bonding for silicon on insulator technologies. *Applied Physics Letters*, 48(1) :78–80, 1986.

Résumé

Cette thèse de doctorat a pour but de fabriquer des systèmes électro-optiques compacts en utilisant les propriétés des cristaux photoniques (CP). Le niobate de lithium ($LiNbO_3$) est très attractif pour les applications optiques (télécommunications optiques, biomédical, astrophysique) car il a de faibles pertes en propagation (0.1 dB/cm ou moins), une faible dispersion en longueur d'onde, une large bande de transparence (350 - 5000 nm), et des forts coefficients électro - optiques, non-linéaires et acousto - optiques. Cependant, les composants optiques utilisant ce matériau présentent classiquement un encombrement supérieur au centimètre, ce qui est dommageable pour leur intégration dans des circuits optiques compacts.

Nous cherchons à démontrer plus précisément la faisabilité de modulateurs électro-optiques ultra-compacts tout en gardant les performances des modulateurs de type Mach-Zehnder, telles que de faibles pertes d'insertion, une faible tension de commande et un fort taux d'extinction. Nous proposons de remplir ces objectifs par l'usinage de cristaux photoniques à haut facteur de forme sur des guides $LiNbO_3$, en associant découpe à la scie circulaire de précision et gravure par faisceau d'ion focalisé. La configuration s'appuie d'une part sur une tranche fine (ridge) de $LiNbO_3$ qui confine la lumière transversalement, et d'autre part sur l'usinage du CP à haut facteur de forme pour favoriser une forte sensibilité à la présence de champs électriques externes sur des longueurs actives de l'ordre du micromètre. Les hauts facteurs de forme seront obtenus en usinant les ridges sur leur sommet et sur leurs flancs.

Un premier enjeu, technologique, est destiné à optimiser les technologies développées à l'institut FEMTO-ST en vue d'applications à l'optique intégrée. Le deuxième enjeu, scientifique, s'agit de mettre en œuvre une nouvelle configuration de contrôle de la lumière à l'aide d'un cristal photonique, présentant un double usinage sur les flancs et le sommet. C'est la première démonstration expérimentale de nanostructures $LiNbO_3$ à haut facteur de forme.

Mots-clés

Cristaux photoniques, Niobate de lithium, Optique guidée,
Modulation, Effet électro-optique

Abstract

The main goal of this PhD thesis is to fabricate compact electro-optical devices in exploiting the properties of photonic crystal (PhC). Lithium niobate ($LiNbO_3$) is a very attractive material for optical applications (such as optical telecommunication, biomedicine, astrophysics) thanks to its low propagation losses (0.1 dB/cm or less), its weak wavelength dispersion, its large optical bandwidth (350-5000 nm), and its strong electro-optical, non linear and acousto-optical coefficients. However, classical $LiNbO_3$-based optical components possess active lengths of several centimers, which is not benefic for their good integration in compact optical circuits.

We will focus this study more precisely on the feasibility of ultra-compact electro-optical modulators while keeping the performances of commercialized $LiNbO_3$ Mach-Zehnder type modulators, like their low insertion losses, their high extinction ratios, and their low power consumptions. To overcome this challenge, we will structure high aspect ratio photonic crystals on lithium niobate waveguides by combining optical grade dicing and focused ion beam milling. The main configuration is based on the technology of $LiNbO_3$ ridge waveguide in order to confine the light laterally and on the nano-structuration of high aspect ratio photonic crystal on the ridge waveguide to enhance the sensibility to electric field stimuli on a few micrometers only. Structuring such high aspect ratio PhC will be possible thanks to focused ion beam milling from the topside and the lateral side of the waveguide.

The first issue is to optimize the technology developed in FEMTO-ST Institute for the fabrication of $LiNbO_3$ integrated components. The second issue is to create new configurations to control the propagation of light. This will be the first experimental demonstration of high aspect ratio $LiNbO_3$ nanostructures.

Keywords

Photonic crystal, Lithium niobate, Guided optics,
Modulation, Electro-optic effect

SPIM

■ École doctorale SPIM 16 route de Gray F - 25030 Besançon cedex

■ tél. +33 (0)3 81 66 66 02 ■ ed-spim@univ-fcomte.fr ■ www.ed-spim.univ-fcomte.fr

UFC UNIVERSITÉ DE FRANCHE-COMTÉ