

REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE
Ministère de l'enseignement supérieur et de la recherche scientifique
Université Mentouri - Constantine
Faculté des Sciences de l'Ingénieur
Département d'Electronique

N° d'ordre :.....

Série :.....

THESE

Présentée pour l'obtention du diplôme de
Doctorat en-sciences en Electronique

Option

Composants électroniques

Présentée par

Mahmoud Riad BEGHOUL

Intitulée

**CONTRIBUTION A LA REALISATION DE FONCTIONS
OPTOELECTRONIQUES A BASE DE CRISTAUX PHOTONIQUES
POUR LES TELECOMMUNICATIONS**

Soutenu-le : 16 / 12 / 2008

DEVANT LE JURY :

Président :	M. A. BENGHALIA	Prof. Univ. Constantine
Rapporteur :	Mme. S. LATRECHE	Prof. Univ. Constantine
Co-Rapporteur :	M. A. BOUDRIOUA	Prof. Univ. Paris 13 (France)
Examineur :	M. M. SEBAIS	Prof. Univ. Constantine
Examineur :	M. A. BENHAYA	M.C. Univ. Batna
Examineur :	M. L. M. SI MOHAMED	M.C. EMP -Alger
Invités :	Mme. C. DARRAUD	M.C. Univ. Limoges (France)
	M. R. KREMER	M.C. Univ. Metz (France)

A mes Parents

REMERCIEMENTS

Je remercie, Monsieur **Abdelmadjid Benghalia**, Professeur au département d'électronique, université Mentouri de Constantine, pour l'intérêt qu'il a porté à mon travail en faisant l'honneur de présider le jury de ma soutenance.

J'exprime ma profonde reconnaissance à Madame **Saida Latreche** professeur à l'université Mentouri de Constantine et à Monsieur **Azzedine Boudrioua** Professeur à l'université Paris 13 pour avoir proposé et dirigé ce travail efficacement.

Je suis très honoré de la présence à mon jury de thèse de :

Monsieur **Miloud Sebais**, Professeur à l'université Mentouri de Constantine, pour avoir accepté d'examiner mon travail, et participé à mon jury de thèse.

Monsieur **Abdelhamid Benhaya**, Maître de conférences à l'université de Batna, pour avoir accepté de participer à mon jury de thèse.

Monsieur **Lotfy Mokhtar Simohamed**, Maître de conférences à l'EMP-Alger, pour avoir bien voulu juger mon travail.

Mes plus vifs remerciements sont également adressés à :

Monsieur **Régis Kremer**, Maître de conférences à l'université de Metz et Madame **Claire Darraud**, Maître de conférences à l'université de Limoges pour leurs collaborations techniques et discussions scientifiques qui ont enrichi ce travail.

Mes remerciements vont également au Professeur **Paul Moretti** de l'université de Lyon pour m'avoir beaucoup aidé dans ce travail.

Je remercie particulièrement Monsieur **Benoît Fougere** doctorant à Xlim, avec qui j'ai passé beaucoup de temps à réaliser les structures présentées dans ce manuscrit.

Sommaire

Sommaire

Introduction générale	1
Chapitre 1. Introduction aux Cristaux photoniques	5
1. Introduction	5
2. Cristaux photoniques	5
2.1. Cristaux photoniques à une dimension (réseau de Bragg).....	6
2.2. Cristaux photoniques bidimensionnels	7
2.3. Cristaux photoniques tridimensionnels	8
3. Théorie des cristaux Photoniques	8
3.1. Equations de Maxwell	8
3.2. Théorème de Bloch	11
3.3. Rappels sur le réseau réciproque et la zone de Brillouin	12
3.4. Méthodes de modélisation des cristaux photoniques	15
3.4.1. Méthode de décomposition en ondes planes	17
3.4.2. Méthode des différences finies temporelles	19
3.4.2.1. Principe de base de la méthode	20
3.4.2.2. Discrétisation des équations et algorithme de Yee	22
3.4.2.3. Conditions de stabilité de l'algorithme de Yee	25
4. Techniques de fabrication des cristaux photoniques	26
4.1. Gravure humide	26
4.1.1. Gravure induite par irradiation laser	26
4.1.1.a. Illumination continue et attaque acide simultanée	27
4.1.1.b. Illumination continue suivie de l'attaque acide	29
4.1.1.c. Illumination pulsée	30
4.1.2. Gravure structurée par inversion de domaine ferroélectrique	33
4.1.2.1. Inversion par champ électrique	33
4.1.2.2. Inversion de domaines par faisceau d'électron	35
4.2. Gravure sèche	36
4.2.1. Gravure par plasma réactif RIE.....	36
4.2.2. Gravure par FIB	39
4.3. L'usinage direct par faisceau laser	40
4.3.1. L'ablation laser	41
5. Matériaux	44
5.1. Cristaux photonique dans les matériaux semi-conducteurs	44
5.2. Cristaux photoniques dans les polymères	47

5.3. Cristaux Photoniques dans les matériaux diélectriques	47
6. Application des cristaux photoniques	47
7. Conclusion	49
Chapitre 2. Modélisation des structures à bandes interdites photoniques dans le niobate de lithium (LiNbO₃) et le tantalate de lithium (LiTaO₃)	50
1. Introduction	50
2. Etude et modélisation des structures à BIP à 2 dimensions	51
2.1. Procédure de calcul	51
3. Etude et modélisation de la transmission et la réflexion dans les structures à BIP	54
3.1. Conditions de mesures	54
3.2. Conditions absorbantes PML (Perfectly Matched Layers) utilisées	56
4. Etude de structures à bandes interdites photoniques dans le LiNbO ₃	56
4.1. Structure carrée	57
4.1.1. Diagramme de bandes en mode transverse électrique (TE) et transverse magnétique (TM)	58
4.1.2. Calcul de la transmission-réflexion	61
4.2. Structure triangulaire	62
4.2.1. Diagramme de bandes en mode transverse électrique (TE) et transverse magnétique (TM)	63
4.2.2. Calcul de la transmission-réflexion	65
4.3. Structure Hexagonale	67
4.3.1. Diagramme de bandes en mode transverse électrique (TE) et transverse magnétique (TM)	68
4.3.2. Calcul de la transmission-réflexion	71
5. Récapitulatif des résultats obtenus pour le LiNbO ₃	72
6. Etude des diagrammes de bandes interdites dans le LiTaO ₃	73
6.1. Structure carrée	74
6.1.1. Diagramme de bandes en mode transverse électrique (TE) et transverse magnétique (TM)	74
6.2. Structure triangulaire	76
6.2.1. Diagramme de bandes en mode transverse électrique (TE) et transverse magnétique (TM)	76
6.2.2. Calcul de la transmission-réflexion	79

6.3. Structure Hexagonale	79
6.3.1. Diagramme de bandes en mode transverse électrique (TE) et transverse magnétique (TM)	79
6.3.2. Calcul de la transmission-réflexion	82
7. Récapitulatif des résultats obtenus pour le LiTaO_3	83
8. Transmission dans un guide W1	84
9. Conclusion	86

Chapitre 3. Etude du mécanisme d'inscription de réseaux à BIP dans le Niobate de Lithium (LiNbO_3) 87

1. Introduction	87
2. Propriétés du LiNbO_3	88
3. La technique e-beam	94
3.1. Principe de la technique e-beam	94
3.2. Interaction du faisceau électronique avec l'échantillon	95
3.3. Interprétation du phénomène : l'effet EBIFE	98
4. Préparation des échantillons de LiNbO_3 irradiés e-beam	99
4.1. Conditions expérimentales	99
5. Caractérisation des effets de l'irradiation e-beam par spectroscopie μ -Raman 102	
5.1. Principe de la spectroscopie μ -Raman	102
5.2. Evolution des spectres micro-Raman en fonction de la zone irradiée	105
5.3. Le phénomène EBISACE	114
5.4. Evolution des spectres micro-Raman dans le temps	114
5.5. Exemples de réalisation de structure BIP sur le niobate de lithium	116
6. Conclusion.....	117

Chapitre 4. Caractérisation des propriétés optiques de réseaux à BIP dans les guides d'ondes de LiNbO_3 fabriqués par implantation d' He^+ 118

1. Introduction	118
2. Rappels sur les guides d'ondes optiques	119
3. Réalisation de cristaux photoniques dans les guides d'onde de LiNbO_3	121
3.1 Techniques de réalisation de guides d'onde dans le LiNbO_3	121
3.1.1. La diffusion ionique	121
3.1.2. L'échange ionique	122

3.1.3. L'implantation ionique	123
3.2. Réalisation de cristaux photoniques dans les guides de LiNbO ₃	125
4. Caractérisation optique de réseaux à BIP dans les guides de LiNbO ₃ implantés He ⁺	127
4.1 Etude des guides d'ondes de LiNbO ₃ implantés He ⁺	127
4.1.1. Conditions d'implantation de guide plan et canaux	127
4.1.2. Détermination des propriétés opto-géométriques de guides d'onde	131
4.1.3. Mesure des pertes optiques	138
4.2. Caractérisations optiques de structures à BIP dans les guides de LiNbO ₃ implantés He ⁺	140
4.2.1. Le montage expérimental	141
4.2.2. Résultats et discussion	142
5. Perspectives d'applications de réseaux à BIP dans les guides de LiNbO ₃ pour réaliser des composants optoélectroniques	143
6. Conclusion	144
Chapitre 5. Etude des effets de l'irradiation e-beam sur les guides d'ondes de LiTaO₃ implantés He⁺ pour la réalisation de cristaux photoniques	146
1. Introduction	146
2. Propriétés du LiTaO ₃	147
3. Etude du mécanisme d'inscription de réseaux à BIP dans le LiTaO ₃	149
3.1. Procédure expérimentale	149
3.2. Evolution des spectres μ -Raman en fonction de la zone irradiée	151
4. Caractérisation de guides de LiTaO ₃ implantés He ⁺	158
4.1. Conditions d'implantation	158
4.2 Détermination des propriétés opto-géométriques	158
5. Conclusion	163
Conclusion générale	164
Références	167

Introduction générale

Introduction générale

Les matériaux nano structurés, encore appelés cristaux à bandes interdites photoniques (BIP) offrent des perspectives nouvelles pour la manipulation de la lumière et les sources optiques.

La fabrication de cristaux photoniques 1D et 2D est de nos jours bien maîtrisée et des composants à base de ces structures commencent à voir le jour. Par contre la fabrication de cristaux photoniques à 3D continue de poser plusieurs difficultés expérimentales. Dans ce sens, l'une des solutions envisagées consiste à combiner des cristaux photoniques 2D avec des guides d'onde "classiques" afin d'assurer le confinement dans la troisième dimension.

Du point de vue du matériau, il est important de noter que, jusqu'à présent, les cristaux photoniques ont été principalement réalisés dans des matériaux semi-conducteurs et que très peu d'équipes à travers le monde avaient transposé leur travaux sur des cristaux diélectriques. Dans cette optique, l'utilisation de matériaux de type niobate de lithium (LiNbO_3) ou tantalate de lithium (LiTaO_3) comme cristal photonique pourrait être un enjeu pratique pour les technologies photoniques et notamment pour les télécommunications optiques.

En effet, le LiNbO_3 est le matériau diélectrique par excellence. Il est utilisé depuis de nombreuses années pour la fabrication de composants optoélectroniques pour le traitement du signal optique. L'utilisation de ce matériau sous forme de guide d'onde optique a permis dans de nombreux cas de s'affranchir des limitations imposées par l'emploi du cristal massif. On obtient de la sorte des performances importantes en optique linéaire et non linéaire, voisines de celles du matériau massif avec une meilleure efficacité et un rendement élevé.

Le LiTaO_3 présente également des propriétés similaires à celles du LiNbO_3 qui lui confèrent une place de premier choix dans de nombreuses applications.

L'intérêt de ces deux matériaux réside principalement dans leurs excellentes propriétés optiques non linéaires. De plus des monocristaux de très bonne qualité optique, à moindre coût, sont disponibles.

Ainsi, des composants optoélectroniques accordables peuvent être mis au point pour des applications dans le domaine des télécommunications optiques, par exemple.

Par ailleurs, l'utilisation des effets optiques non linéaires permet le contrôle direct de la réponse du cristal à BIP et l'utilisation des cristaux photoniques offre la possibilité d'exalter

les interactions optiques non linéaires et d'augmenter l'efficacité de conversion notamment dans le cas de la génération de second harmonique.

Les travaux sur la structuration 2D du LiNbO_3 ont été initiés pour la première fois par l'équipe de l'ORC (Optoelectronic Research Center) de Southampton en Angleterre. Il s'agissait de fabriquer un réseau périodique à deux dimensions de PPLN (*Periodically Poled Lithium Niobate*) dans les deux directions X et Y. L'intérêt étant de pouvoir réaliser le quasi accord de phase (QAP) en fonction de l'angle d'incidence du faisceau pompe et donc plusieurs longueurs d'ondes peuvent être générées dans le même cristal PPLN 2D. D'autres applications, en particulier, pour la commutation fréquentielle ont été envisagées.

Plus récemment, quelques équipes se sont intéressées à l'inscription de structures à BIP (réseau de trous sub-micrométrique) dans le LiNbO_3 en utilisant la technique d'irradiation par faisceau d'électrons issu d'un Microscope Electronique à Balayage (MEB).

On note par exemple, l'étude réalisée à Xlim (Université de Limoges – France). Cette étude a mis en évidence la difficulté technologique d'obtenir le réseau désiré. En outre, ils ont pu obtenir par gravure chimique des motifs de trous de diamètre de l'ordre de 400 nm ; dimensions requises pour des applications dans le domaine des télécommunications. Cependant, à l'heure actuelle, peu d'informations existent quant à la profondeur des trous et la maîtrise du processus de fabrication reste un enjeu pratique. Par la suite, l'équipe de Xlim s'est intéressée à la réalisation d'un réseau dans un guide obtenu par échange protonique SPE (Soft Proton Exchange) en collaboration avec le LPMC de l'Université de Nice. Des tentatives de mise en évidence de fonction de filtrage à 1.55 μm ont été rapportées. L'utilisation de guides échangés introduit deux difficultés : d'une part ces guides ne peuvent supporter que des modes TM ce qui ne favorise pas l'obtention d'une BIP totale et d'autre part, l'échange ionique peut perturber quelque peu la structure de la région guidante ce qui décale la BIP estimée à partir des caractéristiques du cristal massif.

Dans le cadre de ce travail, nous nous sommes intéressés à la réalisation et l'étude de cristaux photoniques 2D sur niobate de lithium associés aux structures guidantes fabriquées par implantation ionique (He^+). L'implantation ionique est une alternative, qui s'est révélée moins perturbante pour la matrice cristalline, et qui peut être conduite à température ambiante. La méthode consiste à implanter des ions légers (He^+ ou H^+), accélérés à une énergie de l'ordre du MeV. La remarquable potentialité d'application de cette méthode à de nombreux matériaux cristallins purs ou dopés est maintenant démontrée. Par conséquent, cette technique offre une voie très prometteuse pour la réalisation de guides d'ondes

efficaces dans les cristaux non linéaires (connus ou nouveaux) pour la conversion de fréquences.

L'objectif final de notre travail étant la mise au point de nouvelles fonctionnalités et de développer des composants photoniques nouveaux pour les télécommunications optiques. L'une des applications visées est la démonstration de la faisabilité d'un filtre optique. L'idée principale consiste à juxtaposer un réseau de trous de dimensions sub-micrométriques à un guide d'onde fabriqué par implantation d' He^+ dans un cristal de niobate de lithium et/ou de tantalate de lithium.

Pour fabriquer le réseau à BIP, nous avons utilisé le bombardement par faisceau d'électrons qui permet une gravure par attaque chimique pour créer le réseau de trous. L'avantage de cette technique vient du fait que les électrons sont faciles à diriger et à focaliser et donc cela donne une grande souplesse et une versatilité à la réalisation de réseaux. De plus, il n'y a pas besoin de passer par l'étape "photolithographie".

Ce manuscrit comprend cinq chapitres.

Le premier chapitre est consacré aux rappels généraux sur les outils théoriques et les notions que nous avons utilisés dans notre travail. Après une présentation générale des cristaux photoniques, nous rappelons la théorie des cristaux photoniques ainsi que les différentes techniques utilisées pour la fabrication de ces structures. Ce chapitre se termine par une présentation succincte de l'état de l'art des matériaux utilisés pour la fabrication de cristaux photoniques et leurs applications.

Le deuxième chapitre rapporte les modélisations et les simulations théoriques que nous avons effectuées afin de déterminer les paramètres optimaux du réseau à BIP pour des applications dans le domaine des télécommunications optiques. Cela concerne la modélisation de structures à bandes interdites photoniques (BIP) dans des matériaux diélectriques en utilisant la méthode des ondes planes et la simulation de la transmission et de la réflexion en utilisant la méthode FDTD (*Finite Difference in the Time Domain*). Pour cette partie du travail, nous avons développé un code de simulation basé sur la méthode des ondes planes.

Dans le troisième chapitre, il est présenté l'étude effectuée pour comprendre le mécanisme d'inscription de réseaux à BIP dans le LiNbO_3 . En effet, pour mieux comprendre et maîtriser les propriétés du composant optoélectronique qui sera développé, il est nécessaire de

réaliser une étude en amont qui porte sur les propriétés physiques, optiques et diélectriques du matériau à utiliser. Dans ce cadre, nous nous sommes intéressés au procédé de fabrication de réseaux à BIP en utilisant l'irradiation par faisceau d'électrons. Plus particulièrement, nous nous sommes focalisés sur les effets induits par l'irradiation par faisceau d'électrons dans le matériau. Ces phénomènes déterminent le comportement optique du composant. Les résultats sont présentés et discutés.

Dans le quatrième chapitre, nous présentons les résultats de la caractérisation optique des structures obtenues. D'une part, il y est rapporté la fabrication et l'étude de guides optiques (plan ou canal) dans le LiNbO_3 par implantation d' He^+ et d'autre part la caractérisation optique d'un réseau à BIP juxtaposé sur le guide de LiNbO_3 obtenu. Pour cela nous avons réalisé un montage expérimental à base du couplage - découplage par la tranche en utilisant une source blanche. Ce chapitre se termine par une présentation générale des perspectives d'applications de cristaux photoniques dans le LiNbO_3 pour réaliser des composants optoélectroniques.

Enfin, le dernier chapitre est consacré à une étude préliminaire sur la faisabilité de cristaux photoniques dans les guides d'onde de LiTaO_3 . D'abord, il y est rapporté l'étude du mécanisme d'inscription de réseaux à BIP dans le LiTaO_3 en utilisant la spectroscopie μ -Raman. Ensuite, une étude des propriétés optiques de guides d'onde de LiTaO_3 est rapportée.

Ce manuscrit se termine par une conclusion générale et les perspectives ouvertes par ce travail.

Chapitre 1

Chapitre 1

Introduction aux Cristaux Photoniques

1. Introduction

Pendant la dernière décennie, les cristaux photoniques (CP), également connus sous le nom de structures à bandes interdites photoniques avec l'abréviation BIP (en anglais, Photonic Band Gap, PBG), ont été sujets à plusieurs travaux de recherches.

Les CP sont des systèmes très prometteurs pour des applications dans le domaine des ondes électromagnétiques pour de réelles réalisations dans le domaine des micro-ondes, l'optoélectronique et les télécommunications optiques. Plusieurs travaux ont été réalisés sur les semi-conducteurs profitant des avancées technologiques en microélectronique.

Dans ce chapitre, il sera présenté les principes de base et la théorie fondamentale des cristaux photoniques ainsi que les différentes techniques utilisées qui conduisent à leurs réalisations sur des matériaux semi-conducteurs, diélectriques et polymères.

2. Cristaux photoniques

Les matériaux à bandes interdites photoniques sont des matériaux semi-conducteurs, diélectriques ou métalliques dont la constante diélectrique varie périodiquement à l'échelle de la longueur d'onde selon une ou plusieurs directions de l'espace [1].

Les cristaux photoniques sont caractérisés par l'interdiction et le contrôle de la propagation des ondes électromagnétiques pour certaines gammes de fréquences. Cette propriété les rend intéressants pour de nombreuses applications en optique intégrée.

Des lois d'échelles permettent de simplifier l'étude des cristaux photoniques qui rendent les propriétés optiques non dépendantes de la taille des structures à BIP [2,3]. Ainsi lors de l'étude des cristaux photoniques l'énergie des bandes est généralement exprimée en fonction du facteur sans dimension normalisé u défini par :

$$u = \frac{a}{\lambda} = \frac{a \omega}{2\pi c} \quad (1.1)$$

avec a grandeur caractéristique du cristal photonique (paramètre de maille du cristal), λ la longueur d'onde.

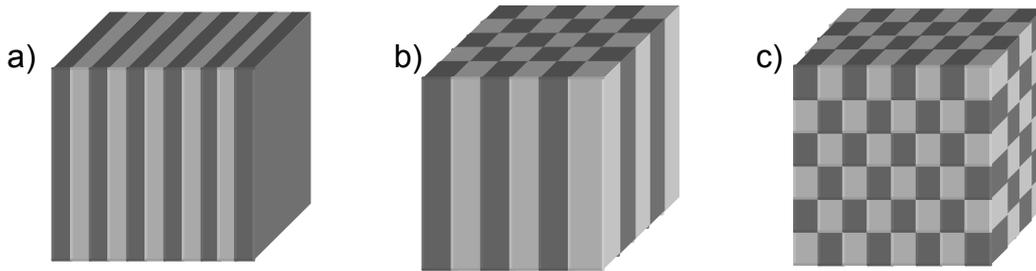


Figure 1.1. Représentation des cristaux photonique 1D, 2D et 3D.

2.1. Cristaux photoniques à une dimension (réseau de Bragg)

Un cristal photonique unidimensionnel (1D) est un milieu composé de l'alternance périodique dans une seule direction de l'espace de deux milieux diélectriques de constantes diélectriques respectives ϵ_1 et ϵ_2 . Le miroir de Bragg constitué d'un empilement successif de couches de deux indices de réfractifs différents forme un cristal photonique à une dimension. Un schéma de cette structure est représenté sur la figure 1. 2. avec une période d'empilement Λ .

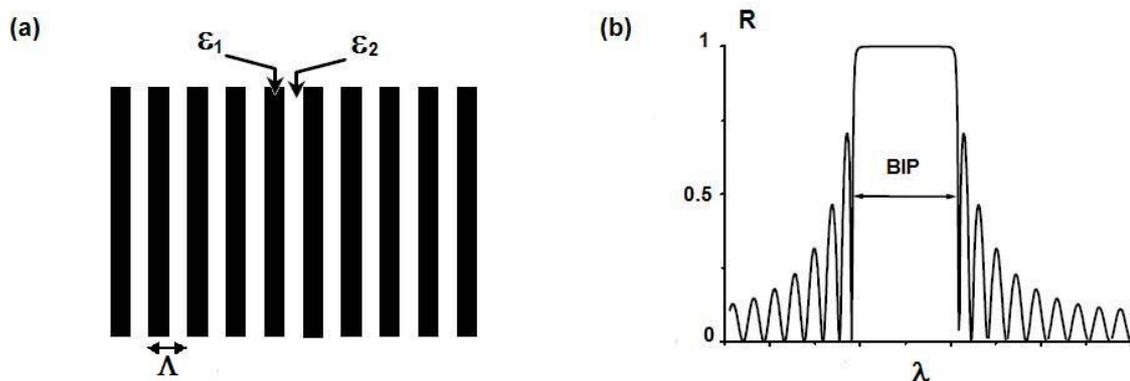


Figure 1.2. a) Schéma d'un miroir de Bragg constitué d'un milieu diélectrique périodique fini.
b) Spectre de réflectivité d'un miroir de Bragg avec bande interdite.

Les cristaux photoniques à 1D peuvent être utilisés comme filtres. La fabrication de CPs à une dimension peut être réalisée par différentes techniques de croissance de couches minces : par épitaxie par jets moléculaires (MBE), déposition par phase chimique gazeuse (MOCVD), ou grâce aux techniques de structuration des matériaux massifs (Laser, FIB, RIE, lithographie...) [4,5]. La courbe de dispersion 1D d'un miroir de Bragg est représentée sur figure 1.3.

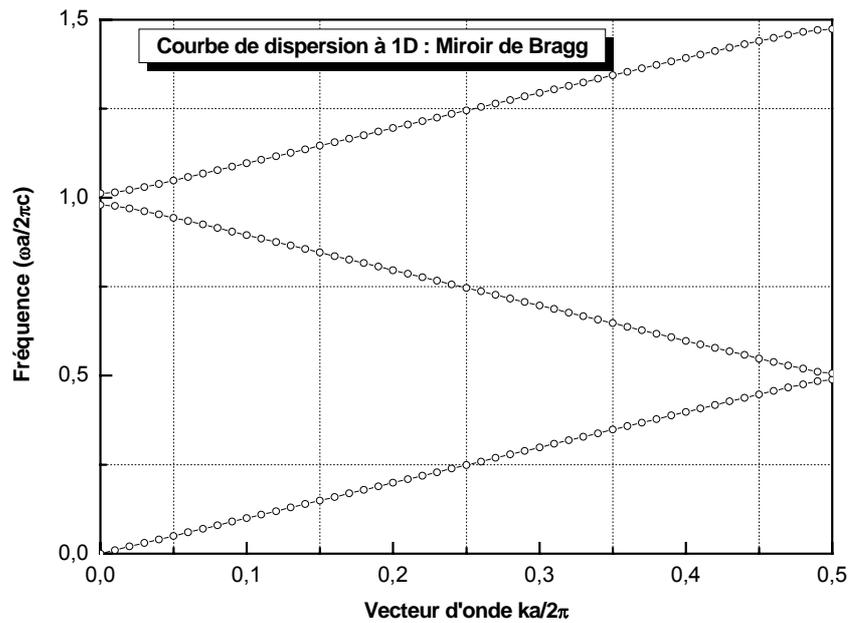


Figure 1.3. Structure de bande à 1 dimension : miroir de Bragg.

2.2. Cristaux photoniques bidimensionnels

La fabrication des matériaux à bande interdite photonique 2D dans les semi-conducteurs III-V ou le silicium tire profit des techniques issues de la microélectronique, permettant la réalisation de structures de taille sub-micrométriques [4]. Les cristaux photoniques 2D sont les plus cités dans la littérature, diverses configurations de réseaux de trous ont été rapportées (triangulaire, carré ou hexagonal) sur différents types de matériaux [6, 7, 8]. L'étude des matériaux à BIP 2D est réalisée à partir du calcul des paramètres des structures (période et diamètre des trous) grâce aux diagrammes des bandes photoniques 2D. Les figures 1.4. (a) et (b) représentent une structure photonique 2D réalisée sur un guide d'onde GaAs ($n = 3,6$) déposé sur une couche de AlGaAs ($n = 2,9$) [5].

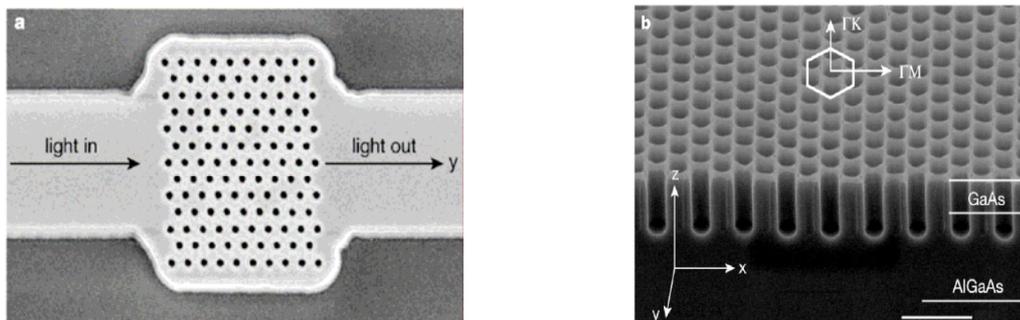


Figure 1.4. Image MEB d'une structure photonique à 2D réalisée sur le GaAs [5].

En outre, les cristaux photoniques 2D sur semi-conducteurs III-V trouvent de nombreuses applications notamment pour réaliser des sources lasers et des amplificateurs,... [9].

2.3. Cristaux photoniques tridimensionnels

La réalisation technologique des structures à bandes interdites photoniques tridimensionnelles est particulièrement difficile à l'échelle nanométrique et les techniques utilisées sont particulièrement lourdes. Cela limite pour l'instant les applications des cristaux photoniques tridimensionnels.

K.M.Ho a théoriquement montré que la structure diamant était un bon candidat pour les cristaux photoniques 3D [10]. E.Yablonovitch a donné le nom de la Yablonovite à une structure cubique à faces centrées obtenue par des séries de perçages bien orientés dans les 3 dimensions de l'espace [11]. Quelques structures auto-organisées de billes de silice comme les opales semblent très prometteuses pour les applications photoniques 3D [12]. La figure 1.5. présente une structure 3D "tas de bois" réalisée sur silicium polycristallin. La réalisation de cette structure consiste à déposer des rubans de silicium polycristallin dans des tranchées de SiO₂ qui sera par la suite éliminé pour ne conserver qu'un cristal photonique Si/air [5].

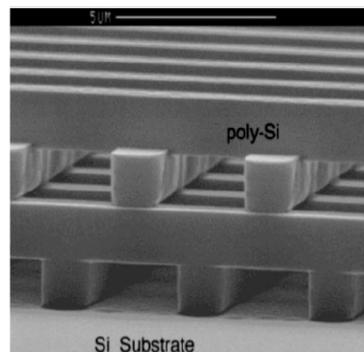


Figure 1.5. Image MEB d'une structure tas de bois fabriquée par lithographie UV sur du silicium polycristallin (d'après Lin et al.) [5].

3. Théorie des cristaux photoniques

3.1. Equations de Maxwell

La théorie des cristaux photoniques est basée sur la combinaison des équations de Maxwell pour les champs électromagnétiques dans une structure diélectrique avec le théorème de Bloch pour des potentiels périodiques en physique du solide.

La compréhension de la théorie des cristaux photoniques consiste principalement à saisir la façon avec laquelle ces deux principes agissent l'un sur l'autre dans un diélectrique

périodiquement structuré. Dans ce contexte, il est possible d'exploiter l'analogie formelle qui existe entre l'électron et le photon, pour concevoir puis réaliser des cristaux à bandes interdites photonique [1].

Les équations gouvernant la propagation de la lumière dans un cristal photonique sont les équations de Maxwell. Considérons un matériau non magnétique ($\mu=1$) et de permittivité diélectrique réelle $\varepsilon(r)$ (le matériau est non absorbant), les quatre équations de Maxwell s'écrivent :

$$\vec{\nabla} \cdot (\varepsilon(r) \vec{E}(\vec{r}, t)) = 0, \quad (1.2)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{H}(\vec{r}, t) = 0, \quad (1.3)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{E}(\vec{r}, t) = -\mu_0 \frac{\partial}{\partial t} \vec{H}(\vec{r}, t), \quad (1.4)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{H}(\vec{r}, t) = -\varepsilon_0 \varepsilon \frac{\partial}{\partial t} \vec{E}(\vec{r}, t). \quad (1.5)$$

En éliminant $\vec{E}(\vec{r}, t)$ des équations, on obtient :

$$\vec{\nabla} \times \left(\frac{1}{\varepsilon(\vec{r})} \vec{\nabla} \times \vec{H}(\vec{r}, t) \right) = -\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \vec{H}(\vec{r}, t), \quad (1.6)$$

où $c = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_0 \mu_0}}$ est la célérité de la lumière dans le vide.

Si l'on cherche des solutions de l'équation (1.6) sous la forme d'ondes harmoniques :

$\vec{H}(\vec{r}, t) = H(\vec{r}) e^{-i\omega t}$, on peut écrire l'équation aux valeurs propres suivante :

$$\vec{\nabla} \times \left(\frac{1}{\varepsilon(\vec{r})} \vec{\nabla} \times \vec{H}(\vec{r}) \right) = -\frac{\omega^2}{c^2} \vec{H}(\vec{r}) \quad (1.7)$$

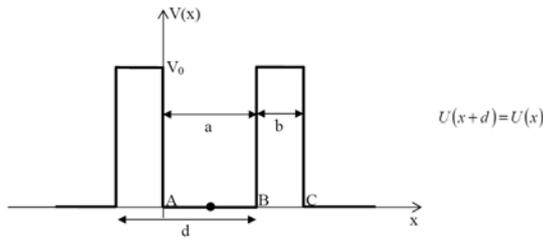
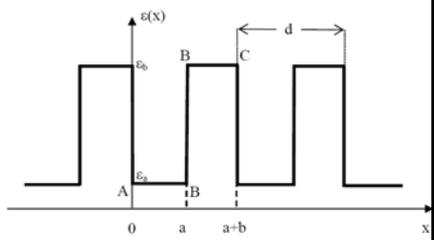
Dans cette équation, l'opérateur apparaissant dans le membre de gauche est hermitien (Opérateur dont les éléments de matrice symétriques sont conjugués sur un espace vectoriel complexe).

$\varepsilon(\vec{r})$ étant périodique, l'équation (1.7) est l'analogie formelle de l'équation de Schrödinger décrivant le mouvement des électrons dans le potentiel périodique d'un cristal (voir tableau

1.1.). $\vec{H}(\vec{r})$ (ou $\vec{E}(\vec{r})$) étant l'analogie électromagnétique de la fonction d'onde $\psi(\vec{r})$ et $\varepsilon(\vec{r})$ étant l'analogie du potentiel atomique $V(\vec{r})$.

Par cette analogie, les concepts de la physique du solide, tels que les notions de réseau réciproque, zone de Brillouin et le théorème de Bloch sont applicables pour la résolution de l'équation d'onde. De cette manière nous pouvons obtenir des bandes interdites photoniques (par analogie aux bandes interdites électroniques). Le tableau 1.1 donne un résumé de cette analogie à un système unidimensionnel qui peut être étendu aux cristaux bi ou tridimensionnels.

Tableau 1.1. Récapitulatif Analogie électron-photon.

	Electron (Schrödinger)	Photon (Maxwell)
Périodicité	<p>Puits de potentiel électrique carré périodique</p> 	<p>Constant diélectrique périodique</p> 
Champ	$\psi(r,t) = \psi(r) \exp(-i\omega t)$	$H(r,t) = H(r) \exp(-i\omega t)$
Grandeur caractéristique	$V(r)$	$E(r)$
Opérateur Hermitien	$H = \frac{-\hbar^2 \nabla^2}{2m} + V(r)$	$\Theta = \nabla \times \left(\frac{1}{\varepsilon(r)} \nabla \times \right)$
Equation aux valeurs propres	$H\psi = E\psi$	$\Theta H = \left(\frac{\omega^2}{c^2} \right) H$

A titre d'exemple, la figure 1.6. représente le diagramme des bandes dans le cas d'un cristal photonique unidimensionnel (cas d'un réseau de Bragg) obtenu à partir de l'équation de dispersion à une dimension .

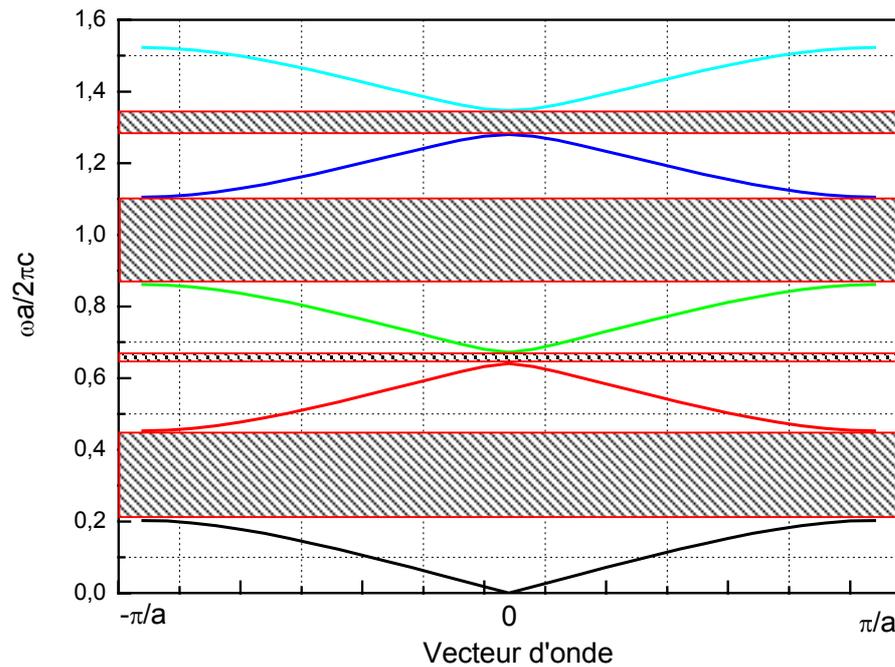


Figure 1.6. Structure de bande interdite photonique d'une structure 1D.

3.2. Théorème de Bloch

Le théorème de Bloch, stipule que dans un potentiel périodique, toutes les solutions de l'équation de Schrödinger sont des fonctions dites de Bloch, c'est-à-dire qu'il existe un vecteur \mathbf{k} permettant d'écrire :

$$\Psi_{\mathbf{k}}(\mathbf{r}) = u_{\mathbf{k}}(\mathbf{r}) \cdot \exp(i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r})$$

où $u_{\mathbf{k}}(\mathbf{r})$ est une fonction périodique avec les mêmes périodes que le potentiel. Les fonctions d'ondes des électrons dans un cristal parfait (périodique, infini, sans défaut...) sont donc simplement le produit entre une onde plane et une fonction périodique.

L'intérêt de ce théorème est qu'il montre que l'on a uniquement besoin de connaître ψ sur la maille élémentaire du cristal, les valeurs se reproduisant dans les autres mailles. Les vecteurs \mathbf{k} sont appelés vecteurs de Bloch, et les fonctions d'ondes sont appelées fonctions de Bloch.

Dans l'équation 1.7, par analogie à l'équation de Schrödinger, les valeurs propres de la constante diélectrique ϵ jouent mathématiquement le rôle d'un potentiel.

Dans un cristal photonique, nous savons que ce potentiel est par définition périodique dans une ou plusieurs dimensions.

Nous tirerons profit de cette symétrie de translation discrète pour résoudre l'équation 1.7. Mathématiquement, la périodicité des ε peut être exprimée de la manière suivante:

$$\varepsilon(\vec{r} + \vec{R}) \quad (1.8)$$

où \vec{R} est un vecteur du réseau direct.

Cette fonction étant invariante par translation d'un vecteur du réseau direct, $\varepsilon(\vec{r})$ peut se décomposer en séries de Fourier [13].

3.3. Rappels sur le réseau réciproque et la zone de Brillouin

La représentation des diagrammes de bandes se fait pour des composantes du vecteur d'onde k variant le long des directions de hautes symétries. Ces points de haute symétrie se trouvent dans la première zone de Brillouin qui fait partie du réseau réciproque. Dans la suite de ce paragraphe, nous allons rappeler ces deux notions à savoir le réseau réciproque et la zone de Brillouin.

- **Réseau réciproque**

Considérons une structure périodique à deux dimensions représentée sur la figure 1.7:

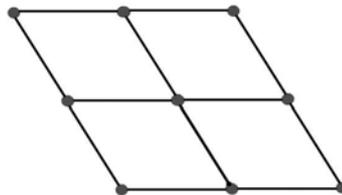


Figure 1.7. Réseau direct.

Sur cette figure apparaissent quatre mailles élémentaires, l'ensemble de ces mailles constitue un réseau dit direct.

Nous pouvons aussi obtenir une maille élémentaire de même surface en traçant les lignes qui relient un nœud donné à tous ses voisins, puis on trace les médiatrices de ces segments. Le plus petit volume enclos de cette façon, comme le montre la figure 1.8, est la maille élémentaire de Wigner - Seitz [13],

De cette manière nous pouvons obtenir le réseau réciproque de chaque structure et à tout le réseau direct on peut faire correspondre un réseau réciproque.

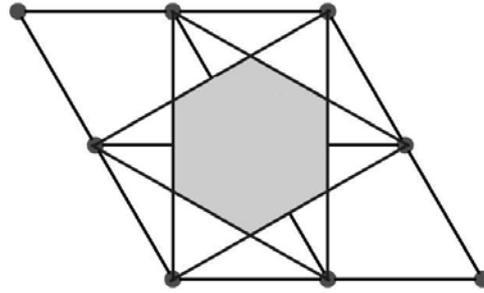


Figure 1.8. Maille élémentaire Wigner - Seitz du réseau direct.

- **Zone de Brillouin**

Des études théoriques sur des ondes planes se propageant dans un milieu à deux dimensions ont pu montrer que la fréquence de ces ondes forme une fonction périodique du vecteur \vec{a} , qui définit la direction de propagation, dans le réseau réciproque.

La plus petite aire issue de ces vecteurs \vec{a} est une zone fondamentale qui s'appelle la *première zone de Brillouin*.

Pour illustrer cette zone, nous tracerons d'abord le réseau réciproque pour une maille d'un réseau direct par la procédure présentée précédemment, puis, nous nous plaçons au centre de la cellule d'origine Γ du réseau réciproque pour tracer un nombre suffisant de vecteurs joignant l'origine aux nœuds voisins de ce même réseau. Nous construisons ensuite les médiatrices de ces vecteurs.

La plus petite aire interceptée par ces médiatrices est la première zone de Brillouin (voir la figure 1.9). Il est prouvé que parcourir cette zone par les points de haute symétrie équivaut à se déplacer dans toute la structure périodique et dans toutes les directions.

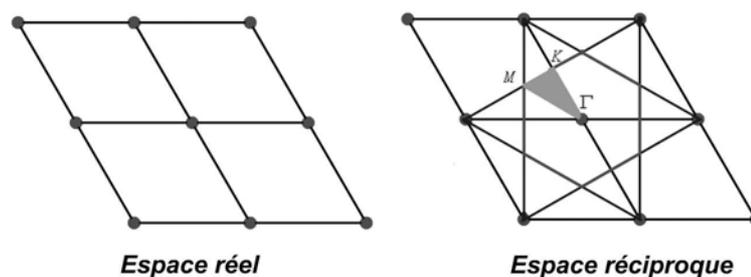


Figure 1.9. Réseau direct et réseau réciproque. Les points de hautes symétries de la première zone de Brillouin (Γ, M, K)

En utilisant les points de haute symétrie pour le calcul des valeurs propres pour chaque valeur de k . Il n'est pas nécessaire de calculer ces grandeurs pour tout l'espace réciproque, et non plus pour toute la zone de Brillouin. Comme dans la théorie des semi-conducteurs, on peut limiter ce calcul à une petite partie de la zone comme indiqué sur la figure 1.10.

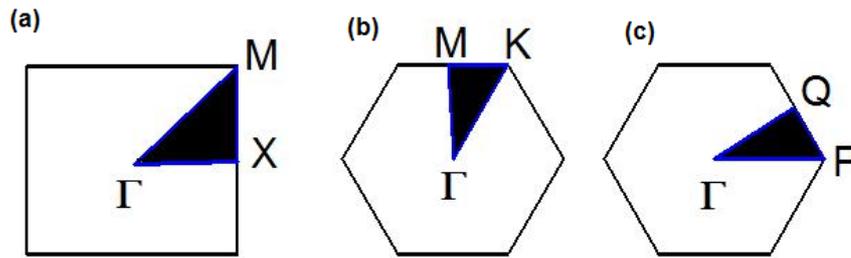


Figure 1.10. Représentation des plus petites zones irréductibles des réseaux carré (a), triangulaire (b) et hexagonal (c).

Les zones en noir sont suffisantes pour représenter toutes les possibilités de déplacement de l'onde. En effet, d'après le théorème de Bloch, toutes les solutions à l'intérieur de la zone sont équivalentes à toutes les autres solutions à un vecteur de translation près. Il n'est pas non plus nécessaire de faire toute la zone grâce à la symétrie angulaire (figure 1. 11.). Dans le cas du réseau carré par exemple, le vecteur d'onde "verra" la même périodicité en pointant vers le point X qu'à 90, 180 ou 240° de celui-ci. Cela est également valable pour le point M; la zone utile se limite donc au trajet $\Gamma \rightarrow X \rightarrow M$.

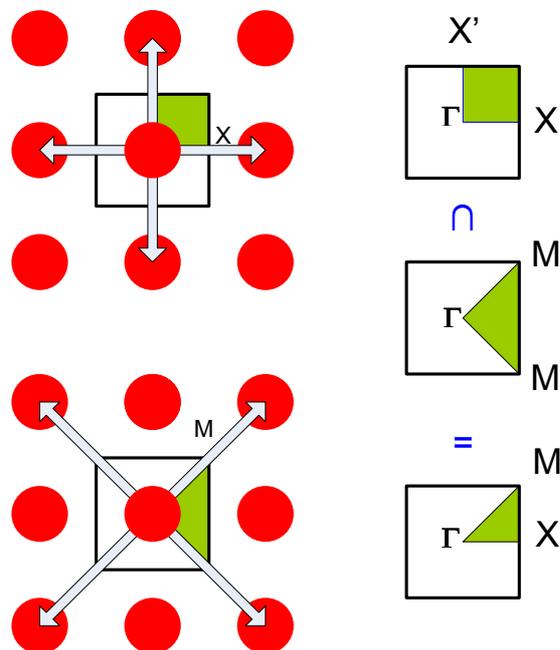


Figure 1.11. Principe de réduction de la zone de Brillouin

Ainsi pour obtenir les fréquences autorisées à se propager dans le cristal photonique, nous faisons balayer au vecteur d'onde (k_x, k_y) le contour défini par les points de haute symétrie

de la première zone de Brillouin pour chaque type de réseau (figure 1.10). Le tableau 1.2. présente les valeurs des vecteurs directs et réciproques de chaque type de réseau.

Tableau 1.2. Propriétés élémentaires des réseaux carré, triangulaire et hexagonal.

	Réseau carré	Réseau triangulaire	Réseau hexagonal
Vecteurs directs	$a_1 = a(1,0) ;$ $a_2 = a(0,1)$	$a_1 = a(1,0) ;$ $a_2 = a\left(\frac{1}{2}, \frac{\sqrt{3}}{2}\right)$	$a_1 = a\left(\frac{\sqrt{3}}{2}, \frac{1}{2}\right) ;$ $a_2 = a\left(\frac{\sqrt{3}}{2}, \frac{1}{2}\right)$
Vecteurs réciproques	$b_1 = \frac{2\pi}{a}(1,0) ;$ $b_2 = \frac{2\pi}{a}(0,1)$	$b_1 = \frac{2\pi}{a}\left(1, -\frac{1}{3}\sqrt{3}\right) ;$ $b_2 = \frac{2\pi}{a}\left(0, \frac{2}{3}\sqrt{3}\right)$	$b_1 = \frac{4\pi}{a\sqrt{3}}\left(\frac{1}{2}, -\frac{\sqrt{3}}{2}\right) ;$ $b_2 = \frac{4\pi}{a\sqrt{3}}\left(-\frac{1}{2}, \frac{\sqrt{3}}{2}\right)$

3.4. Méthodes de modélisation des cristaux photoniques

D'une manière générale, la modélisation numérique ou analytique des cristaux photoniques passe par le calcul des structures de bandes interdites, de la transmission et de la réflexion en fonction de la taille finie ou infinie de la structure.

Plusieurs méthodes de modélisation de cristaux photoniques sont utilisées pour déterminer les paramètres des structures et d'analyser la propagation du champ électromagnétique pour le calcul de la transmission et de la réflexion. Les propriétés des matériaux à BIP sont théoriquement décrites par des structures de bandes et la densité des états. La structure de bandes montre toutes les fréquences (permises) pour divers vecteurs k et la densité des états (Density of states DOS) indique le nombre d'états photoniques possédant une énergie donnée dans un matériau comprenant une structure photonique, également dites densité photonique d'états. Les méthodes les plus citées dans la littérature pour l'étude des cristaux photonique sont [13,15,16]:

1. Méthode décomposition en ondes planes.
2. Méthode des différences finies temporelles (FDTD).
3. Méthode des matrices de transfert.
4. Méthode des réseaux de diffraction.
5. Méthode des modes couplés

Dans cette partie seront décrites les méthodes (tableau 1.3) les plus utilisées pour étudier les cristaux à bande interdite photonique à une, deux et trois dimensions (1D, 2D et 3D).

Tableau 1.3. Quelques méthodes les plus utilisées pour la simulation des cristaux photoniques.

Cristaux photoniques											
Infinis						Finis					
Décomposition en ondes planes			Matrices de transfert			Différences finies dans le domaine temporel			Théorie des modes couplés		
1D	2D		3D	1D	2D	3D	1D	2D		3D	1.5 - 2.5D propagation hors plan
Avec ou sans défaut de périodicité		2.5D guidage par l'indice dans la 3 ^{ème} direction					Avec ou sans défaut		2.5D propagation dans le plan		

Notons que dans notre travail, nous avons utilisé la méthode de décomposition en ondes planes (PWM) et les différences finies dans le domaine temporel (FDTD) que nous détaillerons dans la suite de ce chapitre.

- **Méthode des matrices de transfert**

Cette méthode est utilisée pour déterminer les coefficients de réflexion et de transmission des structures unidimensionnelles, une adaptation au cas bidimensionnel a été réalisée par Pendry [17]. La structure est divisée en une succession de couches, et une matrice de transfert permet de relier les champs dans une couche à ceux de la couche précédente. La fréquence étant variable, cette méthode permet de remonter à la structure de bandes puisque le calcul des éventuels vecteurs d'onde de propagation se fait en fonction de la fréquence, avec une prise en compte de la dépendance en fréquence de la constante diélectrique.

- **Méthode des réseaux de diffraction**

Le cristal photonique est considéré comme un ensemble de réseaux de diffraction successifs. Cette méthode permet de décomposer les champs dans chaque région séparant ces réseaux et applique la théorie des réseaux pour relier les coefficients de cette décomposition d'une région à l'autre. Le système matriciel obtenu permet d'établir la matrice

de diffusion qui caractérise le milieu [18]. L'intérêt de cette méthode est qu'elle permet de calculer les modes guidés et leurs pertes intrinsèques.

- **Méthode des modes couplés**

Cette méthode permet la simulation de la propagation de l'onde guidée à travers une perturbation périodique de l'indice effectuée le long de la direction de propagation (cas d'un cristal photonique). Elle permet également d'évaluer l'influence des paramètres géométriques (pas du réseau, dimension de la structure ...) sur la transmission et la réflexion. L'intérêt de cette méthode est l'étude de la propagation de la lumière dans les hétérostructures et les structures à guides combinées aux cristaux photoniques (CPs 2.5D). La théorie des modes couplés permet une description intuitive des échanges d'énergie dans les hétérostructures guidantes mais la résolution analytique du problème est complexe. [19].

3.4.1. Méthode de décomposition en ondes planes

La méthode des ondes planes est la première méthode de modélisation utilisée pour le calcul de la dispersion des modes photoniques [20, 21].

Tout phénomène électromagnétique est gouverné par les équations des Maxwell. Ces dernières amènent à une équation d'onde qui, dans un milieu linéaire, isotrope, non magnétique (perméabilité magnétique relative égal à 1) de constante diélectrique complexe ε et en absence de sources, s'écrit (pour les champs électrique et magnétique) de la manière suivante :

$$\vec{\nabla} \times \left(\frac{1}{\varepsilon_r(\vec{r})} \vec{\nabla} \times \vec{E}(\vec{r}, t) \right) + \mu_0 \varepsilon_0 \cdot \frac{\partial^2}{\partial t^2} \vec{E}(\vec{r}, t) = 0 \quad (1.9)$$

$$\vec{\nabla} \times \left(\frac{1}{\varepsilon_r(\vec{r})} \vec{\nabla} \times \vec{H}(\vec{r}, t) \right) + \mu_0 \varepsilon_0 \cdot \frac{\partial^2}{\partial t^2} \vec{H}(\vec{r}, t) = 0 \quad (1.10)$$

L'intérêt de la méthode des ondes planes est qu'elle facilite la résolution des équations d'onde pour les structures périodiques supposées infinies de manière rigoureuse. Elle permet le calcul des bandes de fréquences autorisées ou interdites des ondes électromagnétiques susceptibles de se propager dans la structure considérée [20,21].

Compte tenu de la périodicité de $\varepsilon(r)$, les équations (1-9 et 1.10) se résolvent en décomposant la norme complexe $E(r)$ et $\varepsilon(r)$ en ondes planes (série de Fourier spatiale) de la forme [20,21]:

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{E}(\vec{r}) \cdot e^{j\omega t} \quad \text{et} \quad \vec{H}(\vec{r}, t) = \vec{H}(\vec{r}) \cdot e^{j\omega t} \quad (1.11)$$

avec la longueur d'onde dans le vide $\lambda = \frac{2\pi c}{\omega}$ et le vecteur d'onde \vec{k} défini de telle sorte que le trièdre $(\vec{E}, \vec{H}, \vec{k})$ soit direct.

$$\omega^2 = \frac{k^2 c^2}{\varepsilon_r(\vec{r})},$$

(c étant la célérité de la lumière dans le vide).

En combinant ces conditions, on peut simplifier les équations (1.9) et (1.10) :

$$\vec{\nabla} \times (\vec{\nabla} \times \vec{E}(\vec{r})) - \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_r(\vec{r}) \vec{E}(\vec{r}) = 0 \quad (1.12)$$

$$\vec{\nabla} \times (\vec{\nabla} \times \vec{H}(\vec{r})) - \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_r(\vec{r}) \vec{H}(\vec{r}) = 0 \quad (1.13)$$

Comme $\varepsilon_r(\vec{r})$ est périodique, $\vec{E}(\vec{r})$ et $\vec{H}(\vec{r})$ satisfont le théorème de Bloch et peuvent être décomposées sous la forme:

$$\vec{E}(\vec{r}) = u_k(\vec{r}) e^{j\vec{k}\vec{r}}$$

$$\vec{H}(\vec{r}) = v_k(\vec{r}) e^{j\vec{k}\vec{r}}$$

Où les fonction $u_k(\vec{r})$ et $v_k(\vec{r})$ possèdent la périodicités du milieu.

Alors, il est possible de développer $\varepsilon_r(\vec{r})$, $u_k(\vec{r})$, $v_k(\vec{r})$ en séries de Fourier :

$$\varepsilon_r(\vec{r}) = \sum_{\vec{G}} \varepsilon_r(\vec{G}) e^{j\vec{G}\vec{r}} \quad (1.14)$$

$$\vec{E}(\vec{r}) = u_{\vec{k}}(\vec{r}) e^{j\vec{k}\vec{r}} = \left(\sum_{\vec{G}} u_{\vec{k}}(\vec{G}) e^{j\vec{G}\vec{r}} \right) e^{j\vec{k}\vec{r}} = \sum_{\vec{G}} u_{\vec{k}}(\vec{G}) e^{j(\vec{G}+\vec{k})\vec{r}} \quad (1.15)$$

$$\vec{H}(\vec{r}) = v_{\vec{k}}(\vec{r}) e^{j\vec{k}\vec{r}} = \left(\sum_{\vec{G}} v_{\vec{k}}(\vec{G}) e^{j\vec{G}\vec{r}} \right) e^{j\vec{k}\vec{r}} = \sum_{\vec{G}} v_{\vec{k}}(\vec{G}) e^{j(\vec{G}+\vec{k})\vec{r}} \quad (1.16)$$

Avec :

- \vec{G} : vecteur du réseau réciproque

- $\varepsilon_r(\vec{G})$, $u_{\vec{k}}(\vec{G})$ et $v_{\vec{k}}(\vec{G})$: les composantes dans l'espace réciproque (que l'on peut déterminer par une intégral de Fourier).

Alors, avec l'utilisation de ces développements, l'équation (1.11) devient :

$$-(\vec{G} + \vec{k}) \times \left\{ (\vec{G} + \vec{k}) \times u_{\vec{k}}(\vec{G}) \right\} = \frac{\omega^2}{c^2} \sum_{\vec{G}'} \varepsilon_r(\vec{G} - \vec{G}') u_{\vec{k}}(\vec{G}') \quad (1.17)$$

L'équation 1.17 représente un système linéaire de dimension infinie car il y a une infinité de vecteurs \vec{G} du réseau réciproque.

La diagonalisation, qui doit être effectuée pour chaque valeur de \vec{k} , permet alors de déterminer les valeurs propres $\omega_n(\vec{k})$ (n servant à numérotter les valeurs propres). Les valeurs de \vec{k} sont limitées à certaines directions de symétrie de la première zone de Brillouin (voir paragraphe 3.1.). Les courbes de dispersion du cristal photonique sont alors obtenues. Elles représentent les *diagrammes de bandes du cristal*.

D'une manière générale, quand les vecteurs \vec{k} décrivent la première zone de Brillouin, les fréquences $\omega_n(\vec{k})$ recouvrent continûment le spectre d'énergie. Cependant, dans certains cas, il existe des domaines d'énergie dans lesquels aucun mode $\omega_n(\vec{k})$ n'est accessible ce sont les *bandes interdites photoniques*.

Nous pouvons également calculer grâce à la méthode des ondes planes la distribution des champs électriques et magnétiques de chacun des modes (transverse électrique et transverse magnétique) dans la structure ainsi que la densité d'états. La structure de calcul est définie par une cellule et par un réseau périodique selon lequel cette cellule est reproduite pour couvrir entièrement l'espace. Cette cellule peut être sans défauts (périodique et homogène), avec défaut ponctuel ou linéaire dans le cas des cavités et des guides d'onde.

3.4.2. Méthode des différences finies temporelles

La méthode des différences finies temporelles, en anglais FDTD (Finite Difference in the Time Domain) est une méthode qui permet la résolution directe des équations de Maxwell. Elle donne des résultats précis même sur des structures à fort contraste d'indice comme les cristaux photoniques. Cette méthode possède de nombreux avantages [22.23.24] :

- La résolution des équations est réalisée dans le domaine temporel. Cela qui permet d'étudier l'évolution de la transmission et de la réflexion d'une onde électromagnétique dans un cristal photonique.
- La possibilité d'intégrer dans l'algorithme de résolution de nombreuses sources (ondes planes, modes guidés, dipôles oscillants,...).
- Le calcul de toutes les composantes du champ à tous les instants et sur tous les domaines permet d'obtenir des spectres en fréquence en divers points de la structure grâce à l'utilisation de la transformée de Fourier.

Pour effectuer le calcul de toutes les composantes du champ en tout point de la structure, la méthode des différences finies temporelles exige des calculateurs performants en terme de rapidité et de capacité de mémoire.

3.4.2.1. Principe de base de la méthode

Équations de bases

La méthode des différences finies temporelles repose sur une résolution directe des équations de Maxwell sous leur forme différentielle. Dans le cas d'un matériau isotrope, non dispersif, sans source et transparent (constante diélectrique purement réelle), deux de ces équations s'écrivent :

$$\text{rot } \vec{E} = -\mu \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} \quad (1.18)$$

$$\text{rot } \vec{H} = \varepsilon \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} + \sigma \vec{E} \quad (1.19)$$

La projection de ces deux équations sur un repère cartésien (x, y, z) donne le système suivant :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial H_x}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left(\frac{\partial E_y}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial y} \right) \\ \frac{\partial H_y}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left(\frac{\partial E_z}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial z} \right) \\ \frac{\partial H_z}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left(\frac{\partial E_x}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial x} \right) \\ \frac{\partial E_x}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \left(\frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z} \right) \\ \frac{\partial E_y}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \left(\frac{\partial H_x}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial x} \right) \\ \frac{\partial E_z}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \left(\frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} \right) \end{array} \right. \quad (1.20)$$

La résolution de ce système est plus facile si l'on se réduit au plan (x, y). Pour cette réduction, ce système est découpé en deux sous systèmes indépendants. Le premier regroupe les champs (E_x, E_y, H_z) et est nommé TM (transverse magnétique), et l'autre regroupe les champs (H_x, H_y, E_z) et est appelé TE (transverse électrique) :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial H_z}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left(\frac{\partial E_x}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial x} \right) \\ \frac{\partial E_x}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \left(\frac{\partial H_z}{\partial y} \right) \\ \frac{\partial E_y}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \left(-\frac{\partial H_z}{\partial x} \right) \end{array} \right. \quad (1.21)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial E_z}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \left(\frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} \right) \\ \frac{\partial H_x}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left(-\frac{\partial E_z}{\partial y} \right) \\ \frac{\partial H_y}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left(\frac{\partial E_z}{\partial x} \right) \end{array} \right. \quad (1.22)$$

Une approximation basé sur le développement limité de Taylor au second ordre nous permet d'obtenir les dérivées temporelles et spatiales des fonctions (E_x, E_y, H_z) et (H_x, H_y, E_z) .

Développement limité de Taylor

Nous considérons une fonction f continue et connue aux points $v_1 = v_0 - \alpha$ et $v_2 = v_0 + \alpha$ représentée sur la figure 1.12. Une évaluation numérique de la dérivée de f au point v_0 est possible en utilisant le développement limité de Taylor aux points v_1 et v_2 .

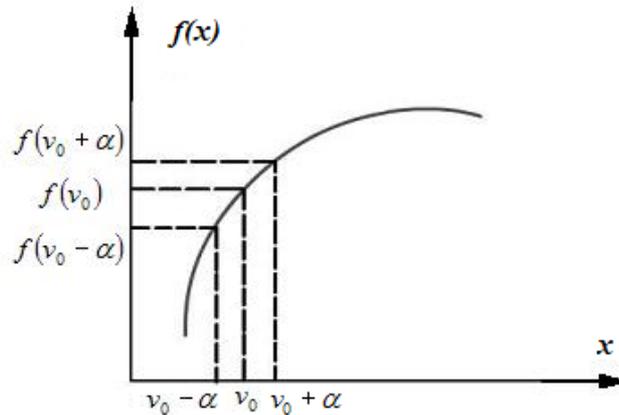


Figure 1.12. Calcul de la dérivée de $f(x)$ en v_0 .

Nous aurons alors :

$$f(v_0 - \alpha) = f(v_0) - \alpha \frac{\partial f}{\partial v}(v_0) + \frac{\alpha^2}{2!} \frac{\partial^2 f}{\partial v^2}(v_0) - \dots + \frac{\alpha^i}{i!} \frac{\partial^i f}{\partial v^i}(v_0) \quad (1.23)$$

et :

$$f(v_0 + \alpha) = f(v_0) + \alpha \frac{\partial f}{\partial v}(v_0) + \frac{\alpha^2}{2!} \frac{\partial^2 f}{\partial v^2}(v_0) + \dots + \frac{\alpha^i}{i!} \frac{\partial^i f}{\partial v^i}(v_0) \quad (1.24)$$

La dérivée de f au point v_0 est approchée de manière centrée en calculant la différence de l'équation (1.23) de l'équation (1.24) à l'ordre 2. Elle est donnée sous la forme suivante :

$$\frac{\partial f}{\partial v}(v_0) = \frac{f(v_0 + \alpha) - f(v_0 - \alpha)}{2\alpha} + \theta(\alpha^2) \quad (1.25)$$

Cette solution génère une erreur d'ordre 1, beaucoup plus importante qu'une erreur d'ordre 2 ($\theta(\alpha^2)$).

3.4.2.2. Discrétisation des équations et algorithme de Yee

La méthode des différences finies temporelles est fondée sur le schéma explicite de Kane Yee, rapporté en 1966 [25]:

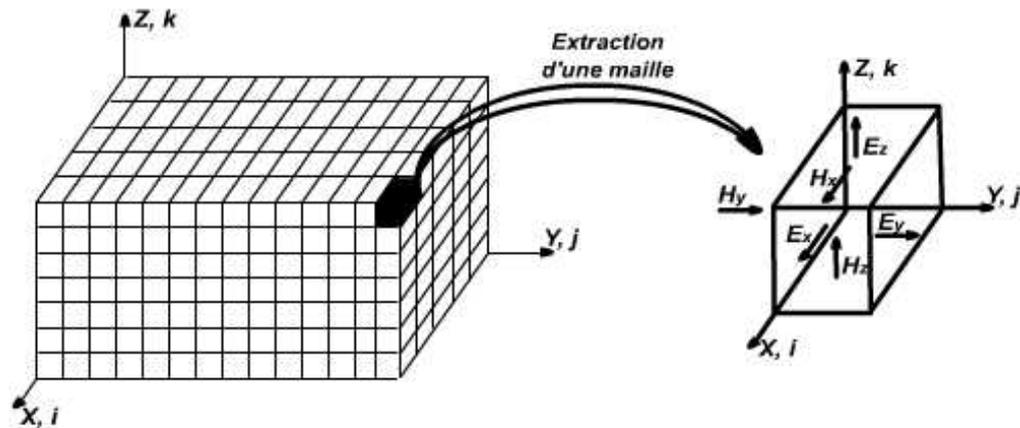


Figure 1.13. Décomposition spatiale du volume de calcul.

Une discrétisation spatiale et temporelle aux différences finies est effectuée pour la résolution des deux sous systèmes (1.21) et (1.22). Par conséquent, l'espace 2D est discrétisé par un maillage de pas Δx ($\Delta x = \Delta y = \Delta$ dans la plupart des cas), et l'espace des temps est discrétisé avec un pas temporel Δt .

L'algorithme proposé de Yee utilise la discrétisation temporelle aux différences finies pour la résolution des équations de Maxwell. Il propose d'abord une discrétisation des composantes du champ électrique \vec{E} sur des grilles décalées par rapport à celle du champ magnétique \vec{H} , de manière à conserver une répartition des composantes qui vérifient naturellement les équations de Maxwell sous leur forme intégrale. La grille des composantes de champs E_x est décalée d'un demi pas spatial suivant l'axe y tandis que la grille des composantes E_y est décalée d'un demi pas spatial suivant l'axe x . Le décalage des champs E_x et E_y , est fait par rapport au champ H_z [3, 24].

La position des composantes des champs sur la grille dans le cas TM est représentée sur la figure 1.13. Un décalage temporel d'un demi pas est aussi introduit entre le calcul des champs \vec{E} et des champs \vec{H} .

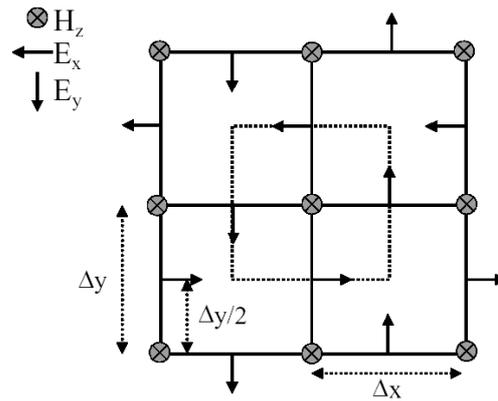


Figure 1.14. Position des composantes de champs électriques et magnétiques dans l'espace discrétisé selon la méthode de Yee.

Les équations finales discrétisées sur cet espace et dans le temps permettent de calculer la valeur d'une composante de champs en un point de la grille à un instant $t + (\Delta t / 2)$ en fonction:

- de cette même composante au temps précédent $t - (\Delta t / 2)$.
- des valeurs de champs voisines (4 composantes E si on calcule une composante H mais seulement 2 composantes H si on calcule une composante E), calculées au temps $t - (\Delta t / 2)$.

Si nous prenons le cas du calcul du champs H_z à l'instant $t + (\Delta t / 2)$, E_x et E_y à l'instant $t + \Delta t$, la procédure est la suivante.

En partant des dérivées de la première équation du système (1.21) nous avons:

- la dérivée du champ H_z par rapport au temps t .
- la dérivée du champ E_x par rapport au temps t .
- la dérivée du champ E_y par rapport au temps t .
- la dérivée du champ H_z par rapport à x .
- la dérivée du champ H_z par rapport à y .
- la dérivée du champ E_x par rapport à y .
- la dérivée du champ E_y par rapport à x .

Ces dérivées sont calculées à l'aide de développement limité de Taylor présenté précédemment. A partir du sous-système (1.21) nous calculons la dérivée temporelle du champ H_z :

$$\frac{\partial H_z}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left(\frac{\partial E_x}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial x} \right) \quad (1.26)$$

à l'aide des équations suivantes :

$$\frac{\partial H_z}{\partial t} = \frac{H_z(t + (\Delta t/2)) - H_z(t - (\Delta t/2))}{\Delta t} \quad (1.27)$$

$$\frac{\partial E_x}{\partial y} = \frac{E_x(y + (\Delta y/2)) - E_x(y - (\Delta y/2))}{\Delta y} \quad (1.28)$$

$$\frac{\partial E_y}{\partial x} = \frac{E_y(x + (\Delta x/2)) - E_y(x - (\Delta x/2))}{\Delta x} \quad (1.29)$$

Sachant que toutes les dérivées sont calculées à l'instant t , en remplaçant les trois dérivées précédentes par leur valeur dans l'équation (1.26) et après simplification, cette équation devient :

$$H_z\left(t + \left(\frac{\Delta t}{2}\right)\right) = H_z\left(t - \left(\frac{\Delta t}{2}\right)\right) + c \left[E_x\left(y + \left(\frac{\Delta y}{2}\right)\right) - E_x\left(y - \left(\frac{\Delta y}{2}\right)\right) - E_y\left(x + \left(\frac{\Delta x}{2}\right)\right) + E_y\left(x - \left(\frac{\Delta x}{2}\right)\right) \right] \quad (1.30)$$

Où : $\Delta x = \Delta y = \Delta$ et $c = (\Delta t / (\mu \cdot \Delta))$.

De la même manière, le calcul des deux composantes de \vec{E} donne :

$$E_x(t + (\Delta t)) = E_x(t - (\Delta t)) + A [H_z(y + (\Delta y/2)) - H_z(y - (\Delta y/2))] \quad (1.31)$$

$$E_y(t + (\Delta t)) = E_y(t - (\Delta t)) + A [H_z(x - (\Delta x/2)) - H_z(x + (\Delta x/2))] \quad (1.32)$$

avec $A = (\Delta t / (\varepsilon \cdot \Delta))$

3.4.2.3. Conditions de stabilité de l'algorithme de Yee

Les problèmes de stabilité des méthodes numériques explicites ont été analysés par Courant, Friedrich et Levy (CFL) [24,25]. Taflove a appliqué cette approche à la méthode FDTD [24,26]. L'algorithme de Yee est intrinsèquement stable si le critère CFL donné par l'inégalité suivante est vérifié :

$$\Delta t \leq \frac{1}{v \cdot \sqrt{\sum_{k=1}^n \frac{1}{(\Delta I_k)^2}}} \quad (1.33)$$

Tel que :

ΔI_k : Le pas de discrétisation suivant une direction de l'espace.

Δt : L'incrément de temps

n : le nombre de direction d'espace discrétisé.

v : la vitesse de phase de l'onde électromagnétique dans le milieu considéré.

4. Techniques de fabrication des cristaux photoniques

Plusieurs techniques utilisées en micro-électronique sont développées pour la fabrication des cristaux photoniques. En fonction de leur mise en œuvre ces techniques sont classées en trois grandes familles. La première famille est composée des méthodes de gravures humides qui utilisent l'interaction avec un acide. La deuxième comporte les techniques de gravures sèches qui utilisent des gaz, des plasmas ou un usinage direct par laser. En plus de ces deux catégories, il existe d'autres procédés directs de nanostructuration des matériaux comme l'ablation laser et le FIB qui n'utilisent pas de procédés de gravure chimique.

4.1. Gravure humide

Les techniques de gravure humide utilisent l'attaque acide (HF et HNO₃) couplée à un effet physique qui modifie la vitesse de gravure de l'acide et permet la structuration en agissant sur les liaisons atomiques.

4.1.1. Gravure induite par irradiation laser

La technique LIFE (Light Induced Frustration of Etching) consiste à illuminer l'échantillon avec un laser (UV XeCl (308 nm) et YAG triplé (355 nm)) dont la puissance est inférieure au seuil d'ablation du matériau pour modifier sa résistance à l'acide, suivie d'une attaque chimique HF et HNO₃ (1 : 2 par volume) pour graver le matériau et révéler la structure exposée [27].

Elle est utilisée avec des cristaux aux propriétés photovoltaïques. Le faisceau déplace les charges vers la surface d'exposition et favorise ainsi la gravure. Ces charges ont pour rôle de modifier l'interaction électrochimique avec l'acide. L'illumination peut se faire en mode continu ou en mode pulsé, avec l'attaque acide en même temps ou après l'exposition. Elle peut également être réalisée à travers un masque ou directement sur le cristal [27].

4.1.a. Illumination continue et attaque acide simultanée

L'utilisation de cette technique provoque le déplacement des charges libres vers la zone illuminée par effet photovoltaïque. Dans le cas du niobate de lithium ces charges venant du dopage au Fer, migrent vers la zone sombre par photoconductivité [27]. Le manque de charge dans la zone illuminée va annihiler l'échange électrochimique avec l'acide. Le système de gravure utilisé est représenté sur la figure 1.15.

Dans le niobate de lithium, ce phénomène est expliqué par le fait que la forte concentration de charges libres en surface renverse la polarisation interne du matériau (ferroélectricité) [28]. La face z+ du LiNbO_3 étant particulièrement résistante ; cela expliquerait le blocage de la gravure. Lors de l'utilisation de cette technique le LiNbO_3 est délibérément dopé pour accroître le nombre de charges libres et son coefficient d'absorption à la longueur d'onde utilisée.

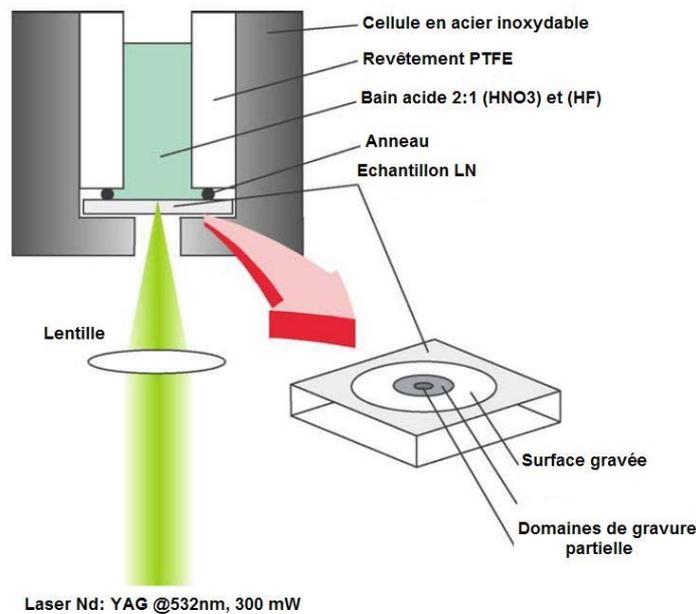


Figure 1.15. Système utilisé pour la gravure du niobate de lithium [27].

Le laser utilisé est dans la gamme bleu vert (532 ou 488 nm) avec une densité de puissance supérieure à 100 W/cm^2 pour complètement bloquer la gravure. L'attaque chimique utilise une composition de HF:HNO_3 (1:2 par volume). Dans le cas du niobate de lithium, la face z- est en contact avec l'acide et la lumière rentre dans le cristal par la face opposée.

Le principal défaut de cette technique provient de la présence d'une zone de gravure partielle. La taille de cette zone est fonction de la concentration en dopant, du temps de bain, de la taille du spot et de son intensité. Avec un laser Nd:YAG@532 nm doublé en fréquence

et une puissance nominale de 300 mW, l'influence de la concentration de dopant, du temps d'exposition et des différentes conditions d'exposition sont importantes [27].

La figure 1.16 montre la zone partiellement gravée due au profil gaussien du faisceau avec des densités inférieures à 100 W/cm^2 sur les bords du spot. Le centre du spot a totalement résisté à l'acide. La profondeur de gravure est estimée à $1.2 \mu\text{m}$ [26]. En utilisant un cristal de LiNbO_3 (0.2% Fe), d'autres travaux ont été réalisés avec la même cellule présentée sur figure 1.16 et un laser à ion Ar @488 nm d'une puissance de 100 mW [27].

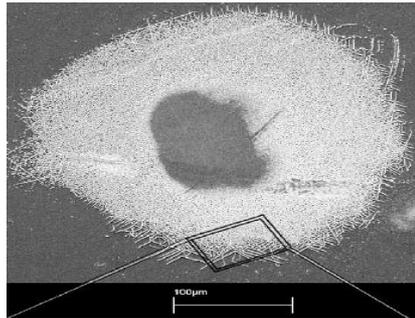


Figure 1.16. Gravure avec un spot de $25 \mu\text{m}$ et une durée d'une heure [26].

Avec une densité d'énergie de 2.5 kW/cm^2 , le même type de résultat a été obtenu avec une zone de gravure partielle réduite (figure 1.17) [27]. La profondeur de gravure est de 700 nm et dans les deux cas la zone non gravée est quatre fois plus large que le diamètre du spot.

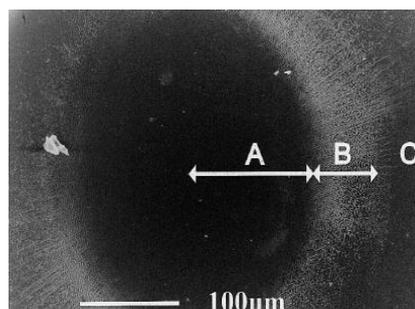


Figure 1.17. Gravure avec un spot de $50 \mu\text{m}$ et une durée d'une heure [27].

De part ces résultats, cette technique n'est pas assez appropriée pour la réalisation de CP dans le niobate de lithium.

4.1.b. Illumination continue suivie de l'attaque acide

Dans cette variante, l'exposition continue est réalisée avant l'attaque acide. La face à graver est directement illuminée en utilisant une longueur d'onde située dans la zone d'absorption du LiNbO_3 . Les puissances sont inférieures au cas précédent et le LiNbO_3 est gravé avec de l'acide HF concentré à 48% [29].

La face z+ est insensible à l'acide tandis que la face z- est gravée avec une vitesse de l'ordre de $1.7 \mu\text{m/h}$ à température ambiante [29]. Une longueur d'onde de 244 nm provenant d'un laser Ar @488 nm doublé en fréquence est appliquée pour structurer un cristal de niobate de lithium dopé au fer. Cette lumière est au-dessus du potentiel d'ionisation qui est de 3.75 eV pour ce cristal. La puissance est de 50 mW correspondant à une fluence de 30 J/cm^2 pour un spot de $1.7 \mu\text{m}$.

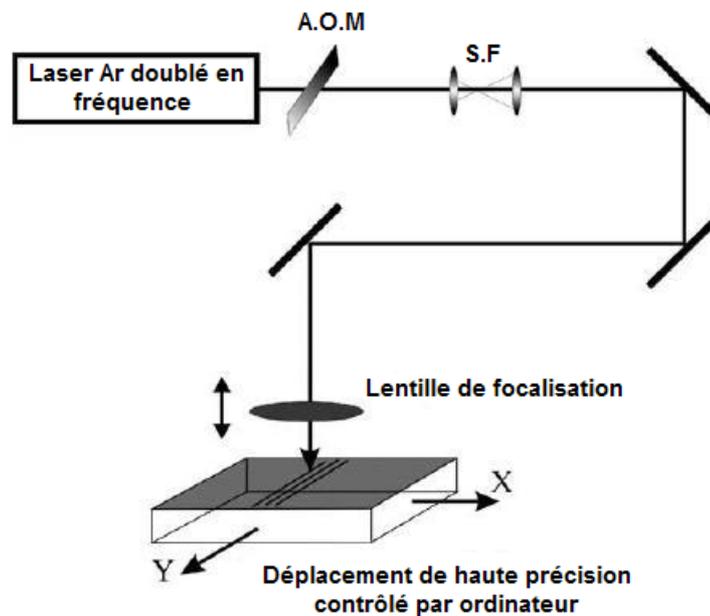


Figure 1.18. Montage utilisé pour la réalisation de réseaux de Bragg dans le niobate de lithium. [29].

Dans d'autres travaux, une lumière en dessous du potentiel d'ionisation est utilisée avec un laser à ion Ar@351 nm sur un cristal non dopé (3.9 eV) [30]. Le spot fait $8 \mu\text{m}$ pour une puissance de 150 mW. L'autre différence réside dans l'attaque acide qui est faite avec du HF (50%) à 70°C sur un cristal y-cut et d'épaisseur $500 \mu\text{m}$.

La figure 1.18. montre le montage utilisé lors de la structuration du LiNbO_3 . Notons la nécessité d'utiliser un plateau mécanique de haute précision pour garder la vitesse de défilement constante. Les figures 1.19 et 1.20 présentent deux réseaux de Bragg de dimensions similaires réalisées par illumination continue suivie d'attaque acide.

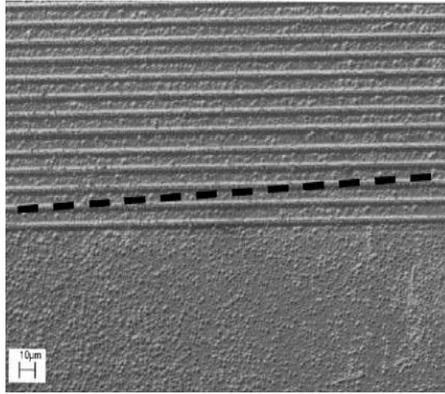


Figure 1.19. Réseau de Bragg avec un pas de 10 μm révélé après une heure de bain. La profondeur mesurée est 1.7 μm avec une vitesse de plateau de 50 mm/s [29].

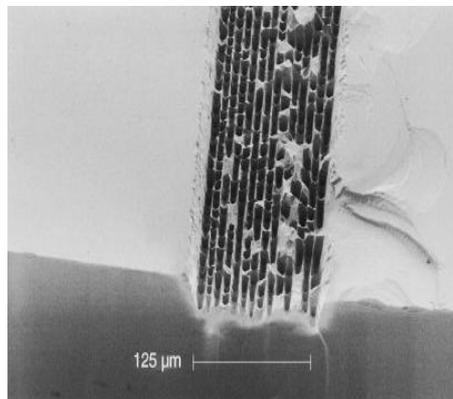


Figure 1.20. Réseau de Bragg avec un pas de 10 μm et des lignes de 8 μm de large. La vitesse du plateau est de 1 mm/s [30].

Les images au Microscope Electronique à Balayage (MEB) de la figure 1.20 révèlent la mauvaise homogénéité des surfaces non gravées et une mauvaise rugosité des parties gravées. De plus, aucune indication dans la littérature sur la fabrication de motifs sub-micrométrique sur du LiNbO_3 . Une amélioration de cette technique a permis de fabriquer un réseau de période de 535 nm sur une couche mince de TaO_5 en utilisant un montage avec une cavité interférentielle [31]. Par contre le problème de rugosité des structures est toujours présent.

4.1.c. Illumination pulsée

Dans ce mode d'illumination, la durée des impulsions peu varier de quelques nanosecondes (ns) [32] à plusieurs centaines de femtosecondes (fs) [33]. Cette excitation au dessus du potentiel d'ionisation, crée une paire électron-trou avec la migration des charges à la surface

qui changent l'interaction avec l'acide. L'acide utilisé est de même composition que le mode continu (HF :HNO₃ ou HF) et à température ambiante.

Avec une illumination ns par laser KrF excimer @248 nm, un seuil d'intensité minimum est requis pour totalement bloquer la gravure sur la face z- du niobate de lithium, et cela, indépendamment du nombre de pulses [34]. En dessous de cette intensité, la vitesse de gravure peut être ralentie entre 20 et 80% en fonction de la puissance. Des études comparatives sur l'influence de la longueur d'onde, de l'intensité et de la face d'exposition du matériau ont montré que la configuration en z- est la plus intéressante dans le cas du LiNbO₃ [32].

La structuration du matériau peut être réalisée par application d'un masque ou en illumination directe par faisceau focalisé. Une grille de Microscope Electronique à Transmission (TEM) ou une fente sont utilisées comme masque [32,34].

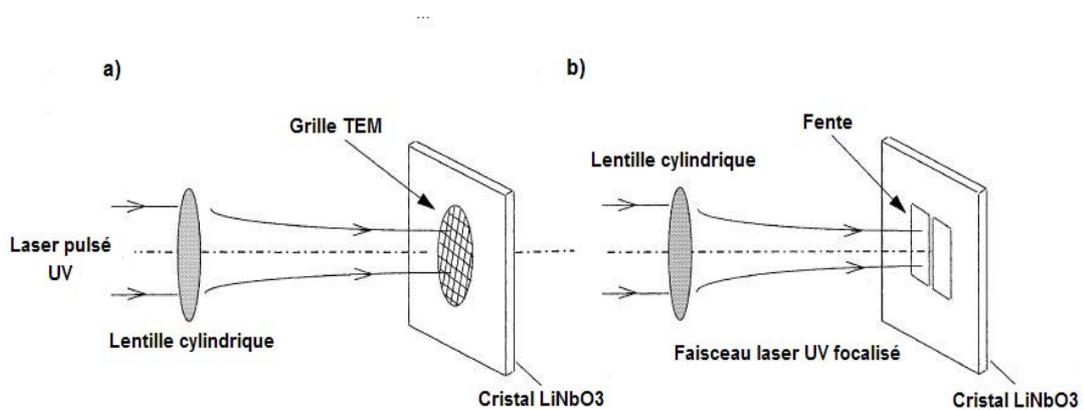


Figure 1.21. Montage du procédé d'illumination pulsée. a) avec Grille de TEM, b) avec fente. [32,34]

Plusieurs valeurs comme le potentiel d'ionisation, le seuil d'ablation et le seuil de blocage de la gravure dépendent de la nature de l'échantillon.

Dans le cas du niobate de lithium la gravure diffère entre les faces z+ et z- dans les mêmes conditions d'exposition : 1000 pulses à 248 nm avec une fluence de 90 mJ/cm² et 5 h de gravure dans HF:HNO₃ à température ambiante [32].

L'exposition lumineuse a un effet complètement opposé. Les zones éclairées sur la face z+ se gravent plus rapidement alors que les mêmes zones sur la face z- résistent à l'acide.

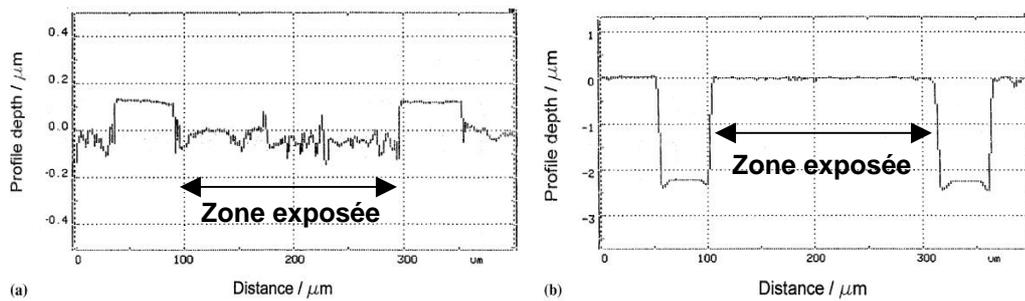


Figure 1.22. Profil de gravure dans le cas du LiNbO_3 : (a) face z^+ , (b) face z^- .

Ce phénomène est provoqué par la présence du champ électrique qui guide les charges libres négatives sur la face z^- même si c'est la face z^+ qui est éclairée.

En outre, la profondeur de gravure dépend de la pénétration du faisceau laser et la longueur d'onde doit se situer dans l'UV (248-355 nm). Dans le cas du LiNbO_3 en coupe x-cut les profondeurs maximales sont de 200 nm @248 nm, 700 nm @308 nm et 300 nm @355 nm [32].

Une fluence de 70 mJ/cm^2 est nécessaire pour bloquer complètement la gravure avec de l'acide HF, alors qu'une fluence de 100 mJ/cm^2 réduit la vitesse de gravure HF : HNO_3 de 70%. De plus, la vitesse de gravure diminue quand la puissance du laser augmente.

Un exemple de gravure du niobate de lithium est représenté sur la figure. 1.23., après 20h de bain [32].

En somme, le mode pulsé est mieux adapté pour la réalisation de cristaux photoniques que le mode continu. Les surfaces gravées sont moins rugueuses. Cependant, les bords des zones réalisées ne sont toujours pas bien définis à cause des imperfections du masque et de la non uniformité spatiale du faisceau. De ce point de vue, le recours à une technique de lithographie de précision pour le dépôt du masque est donc nécessaire.

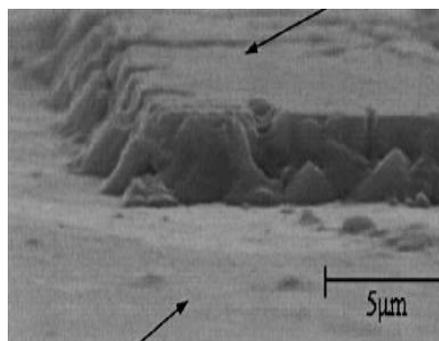


Figure. 1.23. Bordure d'une zone exposée en face z^- réalisée avec le grille de TEM [32].

4.1.2. Gravure structurée par inversion de domaine ferroélectrique

Certains matériaux, comme le niobate de lithium et le tantalate de lithium, sont ferroélectriques. Ils possèdent naturellement un champ électrique interne. Ce champ modifie l'interaction avec l'acide lors d'une gravure humide. La vitesse de gravure dépend de la coupe (x, y ou z-cut) et aussi de la face (z+ ou z-) du matériau.

Le but des techniques par inversion de domaine ferroélectrique est d'inverser localement le champ interne pour créer des micro-domaines et de modifier ainsi la vitesse de gravure pour structurer le matériau. Les techniques les plus utilisées pour le LiNbO_3 et le LiTaO_3 , sont celles utilisant l'application d'un champ électrique ou le bombardement électronique.

4.1.2.1. Inversion par champ électrique

Dans cette technique, un champ électrique intense (22.5 kV/mm) supérieur au champ coercitif du matériau est appliqué sur l'échantillon de manière sélective à travers un masque isolant réalisé avec une résine photorésistante pour imprimer les motifs avec un laser UV suivi d'un développement à l'acide [35]. Une couche de résine de 1.1 μm d'épaisseur est déposée sur la face z- et recuite à 90 °C pendant 30 min avant l'impression par laser. Le bain révélateur dure 60 s et la couche est nettoyée, rincée et séchée.

Le contact électrique avec le cristal est réalisé avec un gel conducteur (figure 1.24) et les parties recouvertes par la résine sont protégées du champ et leur domaine reste inchangé. Le mélange d'acide utilisé est le même que pour la technique LIFE, $\text{HF}(48\%):\text{HNO}_3(78\%)$ dans les proportions 1:2. L'acide est constamment remué avec un mélangeur et maintenu à température constante. L'opération dure approximativement 16h.

Une dépendance de la vitesse de gravure (9 $\mu\text{m}/\text{h}$ à 30°C) à la température a été observée, permettant de contrôler la profondeur de gravure [35]. Cette technique permet d'obtenir des structures de plus de 150 μm de profondeur avec le temps de bain approprié.

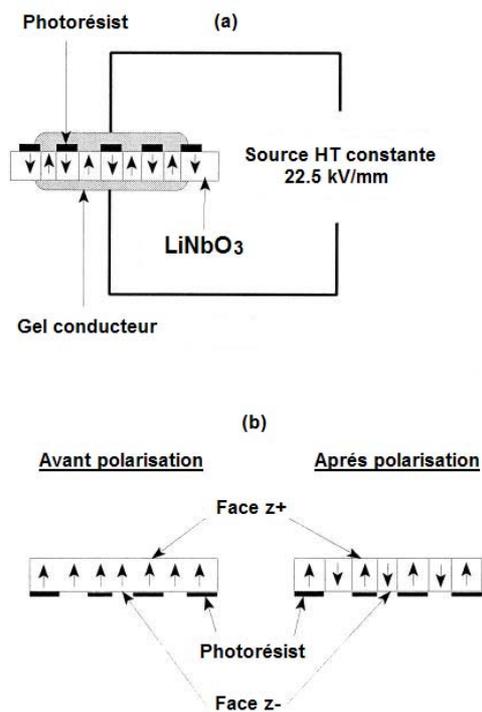


Figure 1.24. schéma du processus d'inversion de domaine par champ électrique [35].

Plusieurs types de structurations ont été réalisés grâce à cette technique comme des réseaux de Bragg (figure 1.25) et d'autres motifs simples comme des ronds, des carrés et des triangles de plusieurs tailles.

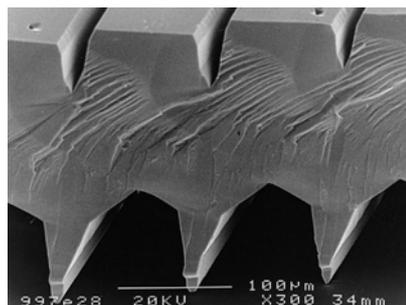


Figure 1.25. Réseau de Bragg (Pas = $100 \mu\text{m}$) gravé sur les deux faces [34].

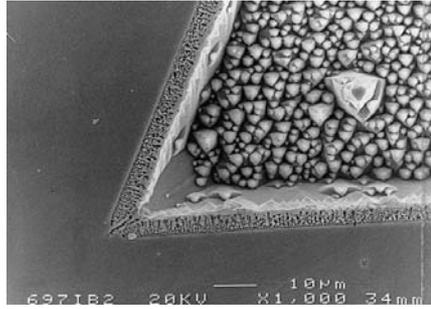


Figure. 1.27. Vue de dessus d'un motif triangulaire révélant la présence de nano structures (diamètre ~ 100 nm) sur les bords de la forme [34]

L'inversion de domaine par ce procédé est non uniforme sur toute l'épaisseur du cristal. Cela provoque des imperfections dues aux connections et aux interactions entre domaines. Ce phénomène limite l'utilisation de cette technique pour des motifs de taille nanométrique et dans l'état de l'art actuel, elle n'est pas adaptée à la fabrication de CP.

4.1.2.2. Inversion de domaines par faisceau d'électron

Dans cette variante, l'inversion du domaine est réalisée par bombardement par faisceau d'électrons sur la face z- du niobate de lithium alors que la face z+ est recouverte d'une couche Au/Pd (figure 1.28) [36, 37, 38].

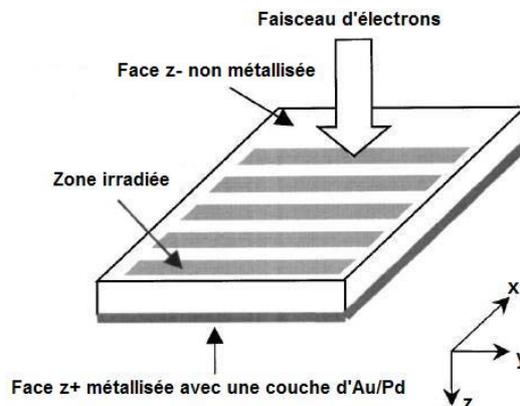


Figure 1.28. Vue schématique du procédé d'inversion [36].

Les charges déposées sur la surface permettent de créer un champ électrique supérieur au champ coercitif du matériau et la polarisation interne est inversée. Cela provient du renversement des ions Li et Nb dans les triangles d'oxygène. L'inversion de domaine est révélée par une gravure acide de HF pure à température ambiante pendant 15 min.

A titre d'exemple, des réseaux sur un cristal z- vierge (sans guide) de $500 \mu\text{m}$ d'épaisseur ont été obtenus avec un faisceau d'électrons par un MEB piloté par une application

spécifique conçue pour la lithographie électronique (RAITH lithography) pour diriger le faisceau [38].

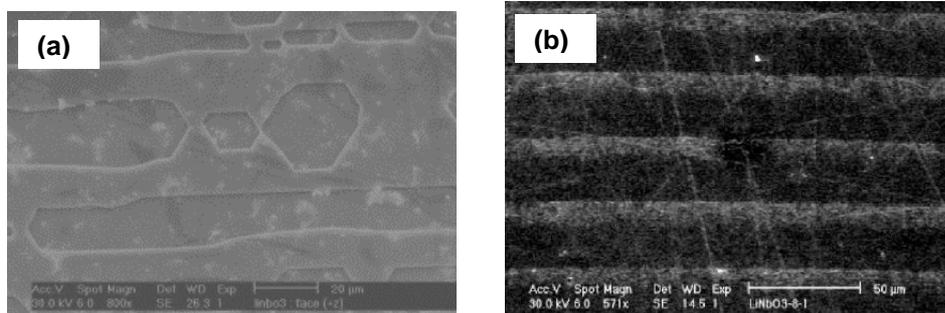


Figure 1.29. Face z+ (a) et z- (b) d'un réseau de 30 μm de période après gravure [36-38].

Le point fort de cette technique est la structuration directe sur le matériau sans passer par l'étape de lithographie (avec masque). De plus, elle permet la réalisation de structures sub-micrométriques [37]. Cela fait que ce procédé est très intéressant pour la réalisation de cristaux photoniques dans les matériaux ferroélectriques, tels que le niobate de lithium et le tantalate de lithium.

4.2. Gravure sèche

Les techniques de gravures sèches emploient non pas un liquide acide mais un gaz d'ions pour la RIE (Reactive Ion Etching), ou un plasma pour la gravure plasma. Les ions des gaz ont le même rôle que l'acide lors d'une gravure humide : celui de casser les liaisons chimiques pour enlever de la matière.

4.2.1. La gravure par plasma réactif, RIE (Reactive Ion Etching)

Pour réaliser une gravure sèche par plasma réactif (RIE), il est indispensable d'utiliser des masques conçus par photolithographie sur Ni, par lithographie électronique sur PMMA ou par faisceau d'ions focalisés. Les premières réalisations de structuration des diélectriques avec cette technique datent de 2005 [39]. C'est la seule technique avec la FIB (Focused Ion Beam) qui rapporte la fabrication de cristaux photoniques dans les diélectriques.

Cette technique est plus particulièrement utilisée avec succès dans le cas des semi-conducteurs. La figure 1.30 montre un guide photonique réalisé sur du Silicium.

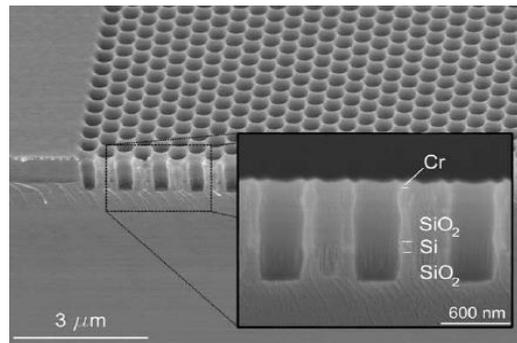


Figure 1.30. Guide photonique réalisé sur une multicouche de 500 nm de SiO_2 , 100 nm de Si et 1500 nm de SiO_2 . La couche de carbone fait 130 nm [40].

Le principe de la gravure plasma réactif est représenté sur la figure 1.31 suivante.

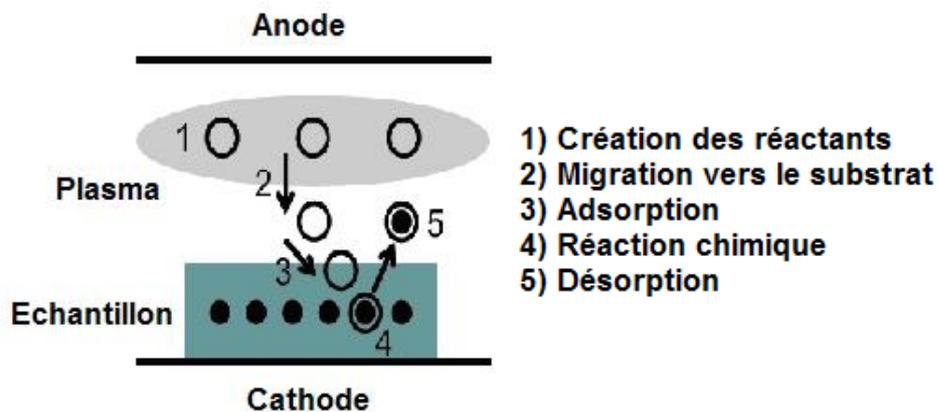


Figure 1.31. Mécanisme de gravure sèche par plasma réactif [19].

L'inconvénient de cette technique est le nombre d'étapes intermédiaires pour obtenir la structure sur le diélectrique. Quatre étapes successives, avec quatre techniques différentes sont nécessaires pour la mise en œuvre de ce procédé de structuration.

La première étape consiste à fabriquer un masque photonique sur un polymère par lithographie électronique (EBL). Le PMMA est utilisé car il est facilement structurable et est mieux adapté pour les motifs nanométriques. Il est réalisé avec un faisceau d'électron de 40 keV. Après l'exposition, le PMMA est gravé avec un mélange Methyl isobutyl ketone (MIBK): isopropanol (IPA) (1:3) pendant 90s. Ce masque sert uniquement à la réalisation d'un autre masque en métal.

La seconde étape consiste à déposer une simple couche de NiCr [41] ou une multicouche NiCr (25 nm)/C (30 nm)/NiCr (70 nm) [39] sur le polymère par faisceau d'ions (IBS).

La 3^{ème} étape est la gravure par faisceau d'ion (IBE) pour transférer le motif du PMMA sur la couche de métal par exposition aux ions Ar. Le masque de polymère est attaqué par l'acide et protège pendant un court laps de temps les parties de métal recouvertes, alors que les zones non protégées subissent la gravure. Dans le cas de la multicouche de métal, la partie en carbone doit être gravée avec un plasma d'oxygène [39].

L'étape finale est la gravure plasma (PE) pour structurer le diélectrique. Une source plasma provenant d'un Cyclotron à Résonance Electronique (ECR) avec un mélange de gaz CHF_3 et/ou CF_4 est utilisée [39,41].

Plusieurs cristaux photoniques ont été réalisés dans différents polymères (PMMA, BCB et téflon), Semi-conducteurs (Si) et diélectriques (Ta_2O_5 , Nb_2O_5 et SiO_2) [39, 40, 41]. Les structures des CP sont d'une parfaite régularité au niveau de la périodicité des motifs, le transfert du masque est fidèle et sans défauts.

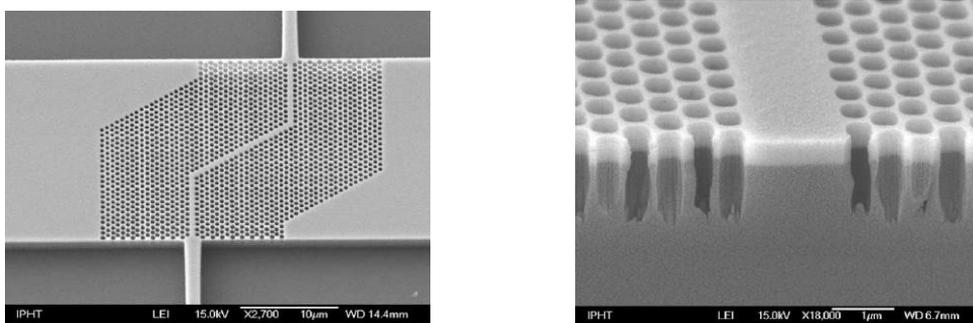


Figure 1.32. Vue de dessus (a) et en coupe (b) d'un guide photonique à réseau triangulaire réalisé sur une couche de 500 nm de Ta_2O_5 sur 2.5 μm de SiO_2 . Le diamètre des trous est de 380 nm pour une période de 620 nm sur une profondeur de 1.5 μm [39].

Très utilisée avec le silicium pour la réalisation de cristaux photoniques, des matrices de trous 2D avec une période de 600 nm et un diamètre de trous de 400 nm ont été obtenues par lithographie électronique sur une couche d'oxyde SiO_2 de 550 nm [42].

Pour la gravure du LiNbO_3 , une source à décharge magnétique (NLD) est utilisée, avec un mélange de $\text{C}_3\text{F}_8+\text{Ar}$ à une vitesse de 150 nm/min [43].

Cette technique semble être adaptée pour la réalisation de CP sur les diélectriques de type LiNbO_3 et LiTaO_3 . A titre d'exemple, la figure 1.33, montre un réseau de Bragg réalisé sur le niobate de lithium. Le réseau obtenu est de pas 20 μm avec des motifs de 10 μm sur une profondeur de 3 μm [43].

Des structures unidimensionnelles sur le LiNbO_3 de 350 nm de période avec des sillons de 250 à 400 nm ont été obtenues. Un masque PMMA a été au préalable réalisé par lithographie par faisceau d'électrons [44]. Les réseaux fabriqués sur LiNbO_3 par cette

technique sont plus petits en taille comparable à ceux obtenus grâce aux techniques présentées précédemment et avec une qualité de gravure supérieure.

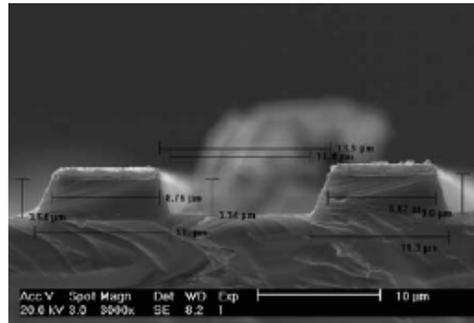


Figure 1.33. Réseau Bragg réalisé sur le niobate de lithium par gravure plasma [43].

Le grand intérêt de cette technique est que l'on a la possibilité de graver directement sur une couche guidante sans endommager le contact couche-substrat. Cela permet de graver plus profondément que l'épaisseur de la couche pour que les défauts présents au fond du trou n'affectent pas le guide. Cependant, sa mise en œuvre est beaucoup plus compliquée que pour les autres techniques, et certains réglages délicats pour la réalisation du masque en PMMA sont à prendre en compte [39].

4.2.2. Gravure par FIB (Focused Ion Beam)

La technique de lithographie par faisceaux d'ions focalisés FIB consiste à ôter de la matière au matériau (processus de pulvérisation). Utilisé en microélectronique, ce procédé a été appliqué à la réalisation de cristaux photoniques sur le niobate de lithium [45, 46, 47]. A noter qu'une couche de chrome de 150 nm est préalablement déposée par évaporation sur la surface de l'échantillon.

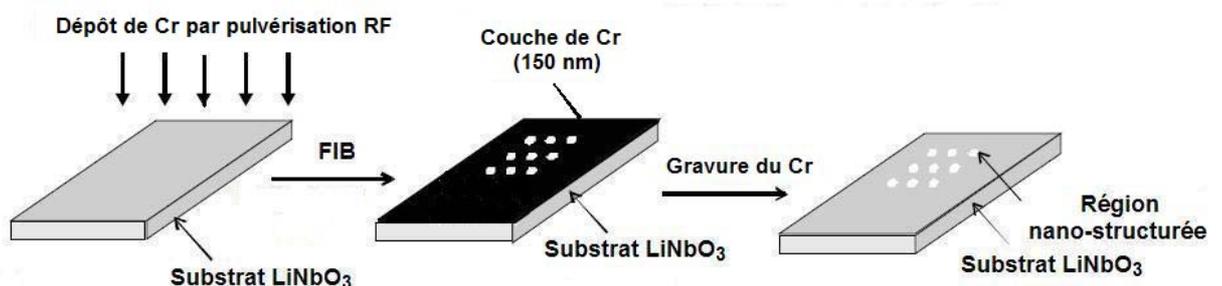


Figure 1.34. Etapes de réalisation d'une structure photonique par la technique FIB [45]

Cette technique peut être aussi combinée à la RIE (gravure FIB-RIE), figure 1.35. La réalisation des trous est effectuée en associant un faisceau d'ions focalisés (Focused Ion Beam - FIB) à la RIE pour ôter de la matière. Par ailleurs, la gravure par gaz plasma permet

d'éviter la redéposition de la matière enlevée. L'utilisation du FIB sert dans ce cas à créer le masque métallique et le modèle est ensuite transféré au substrat de LiNbO_3 par RIE.

De cette manière des réseaux de trous sur le niobate de lithium à l'échelle nanométrique ont été réalisés. Par exemple, la figure 1.36 représente des trous réalisés par cette technique sur le niobate de lithium pour des applications photoniques.

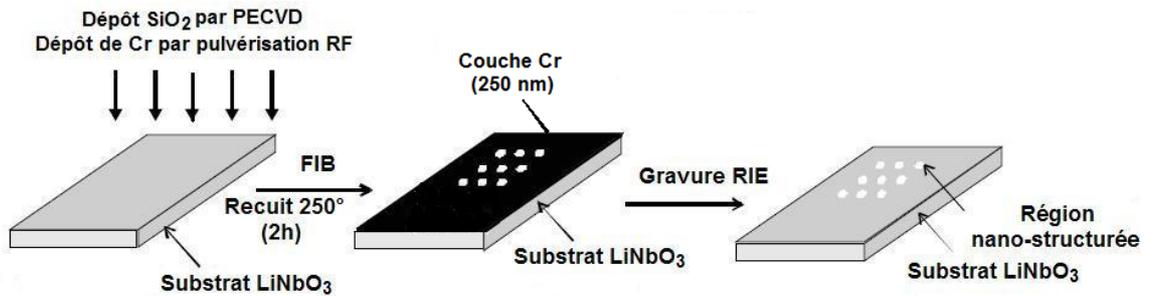


Figure 1.35. Processus de réalisation de structures photoniques sur le niobate de lithium en combinant la technique FIB avec la gravure RIE [45].

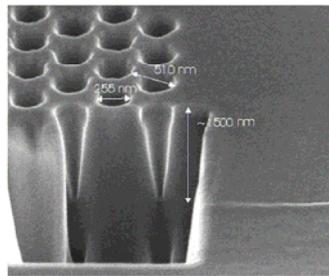


Figure 1.36. réseau de trous réalisé sur le LiNbO_3 par FIB associé à la RIE [46]

L'utilisation du FIB est comparable à la lithographie électronique. L'avantage de la FIB réside dans sa capacité à éliminer sélectivement la matière lors de la réalisation des structures (trous) sans l'utilisation de plusieurs étapes pour l'obtention du masque (résine photosensible).

4.3. L'usinage direct par faisceau laser

On désigne par usinage direct le procédé qui consiste à retirer de la matière à la surface d'un matériau au moyen d'un faisceau laser intense. L'ablation laser repose sur le fait qu'à certaines longueurs d'onde (UV par exemple), la lumière est très rapidement absorbée dans les couches superficielles du matériau. Cette absorption provoque la rupture des liaisons, l'énergie des photons étant supérieure à l'énergie de cohésion du cristal.

Ces ruptures de type physico-chimiques, par l'interaction lumière – matière, se traduisent par une vaporisation de la surface du cristal traité. Ce procédé est peu destructif et conserve au matériau ses qualités physiques, ainsi que l'état de surface.

4.3.1. L'ablation laser

L'ablation laser est une technique d'usinage directe (sans apport d'agents externes). Elle est basée sur l'interaction laser matière sur de petites durées. Elle consiste à envoyer un faisceau laser très puissant sur l'échantillon pour chauffer et éjecter de la matière. Comme précédemment indiqué, le mode pulsé est le plus efficace avec des durées de pulse allant, pour la technique LIFE, de quelques ns [48] à plusieurs centaines de fs [49].

Pour réaliser l'ablation laser, il est obligatoire d'avoir une intensité supérieure à un seuil d'ablation qui est en même temps énergétique et temporel. Ces deux valeurs sont liées l'une à l'autre, et plus la durée du pulse est petite, plus l'énergie nécessaire à l'ablation est faible.

Du fait des temps ultra courts, le transfert de l'énergie ne se fait plus de manière thermique et la matière n'est pas fondue par le faisceau. L'absorption de l'énergie se fait par des processus non linéaires qui sont l'ionisation par effet avalanche et par absorption multiphotons [49].

Ces effets transforment la zone d'impact en plasma absorbant. L'expansion du plasma provoque une pression de recul qui éjecte le gaz ionisé entre les pulses [50]. Tous les transferts de chaleur à l'origine de la dilatation, le recuit, la fusion et les craquelures dans le matériau n'ont pas le temps de s'activer car la durée de l'interaction laser matière est faible.

Dans le cas du LiNbO_3 , le seuil d'ablation est d'environ $1 \text{ J/cm}^2 @ 248 \text{ nm}$ en régime ns et de quelques dizaines de mJ/cm^2 pour le mode fs. Pour limiter les redépôts en surface, pour le mode ns, il est possible d'appliquer une couche de SiO_2 au dessus du LiNbO_3 [48].

La silice a un potentiel d'ionisation supérieur au niobate de lithium ce qui permet de graver le matériau sans enlever la couche de SiO_2 , il est nécessaire d'utiliser une longueur d'onde dans le domaine de transparence de la silice. Par exemple, un laser $\text{KrF} @ 248 \text{ nm}$ est parfaitement adapté à cette configuration. La figure. 1.37 représente une structure réalisée avec une couche de $1 \mu\text{m}$ de SiO_2 pour 512 pulses de 3.3 mJ/cm^2 .

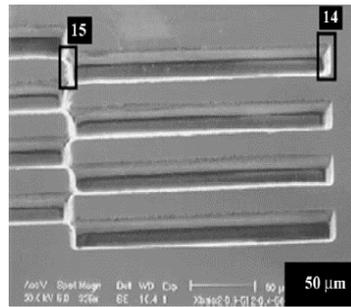


Figure 1.37. Structuration du LiNbO_3 par laser excimère au KrF @248 nm [48].

- **Montage par faisceau focalisé**

Ce montage consiste à concentrer le plus possible le faisceau sur l'échantillon, et plus la longueur d'onde est petite, plus le spot pourra être réduit. Pour obtenir des trous submicrométriques, il est nécessaire de calibrer la puissance du spot pour n'avoir que le haut de la forme gaussienne du faisceau qui soit au dessus du seuil d'ablation.

Sur la figure. 1.38, on peut voir la différence dans le diamètre du trou obtenu. Il est possible d'atteindre des diamètres de l'ordre de 10% de la taille du spot [51]. Cette technique n'est possible qu'en régime fs qui permet d'avoir un seuil d'ablation précis [49].

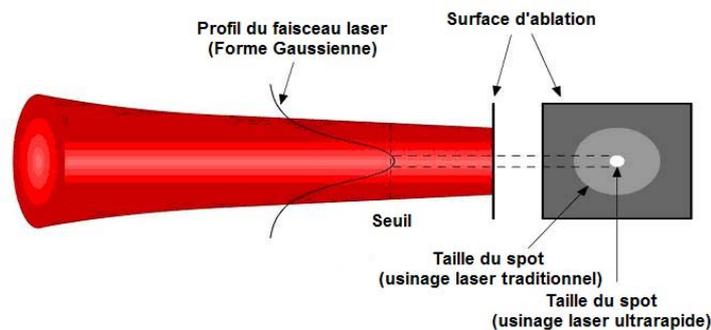


Figure 1.38. Différence de diamètre entre un spot traditionnel et un réglage d'intensité avec le haut de la gaussienne au dessus du seuil d'ablation [51].

Afin de montrer la différence entre les régimes ns, ps et fs, la figure 1.39 compare pour un même matériau (acier) et les mêmes dimensions les résultats obtenus [50]. Les images montrent la différence entre les régimes pour la réalisation de trous sur de l'acier de 100 μm d'épaisseur.

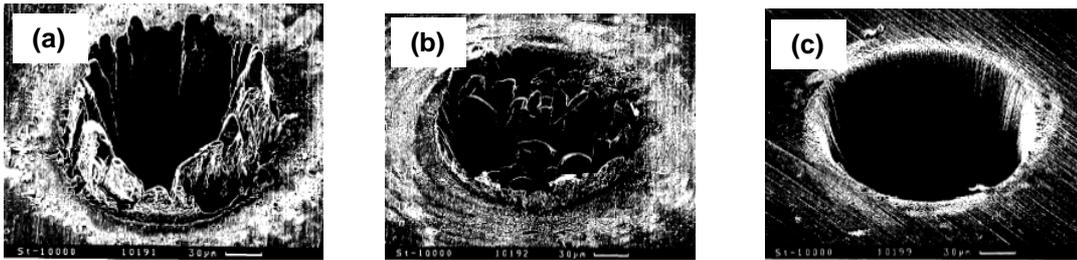


Figure 1.39. Trous réalisés sur une plaque d'acier de 100 μm d'épaisseur en régime (a) ns, (b) ps et (c) fs [50].

Les régimes ultrarapides, ps et fs, sont les meilleurs pour limiter les modifications en surfaces et dans la zone proche. Cependant, l'influence des modifications de propriétés comme l'indice de réfraction, les changements d'état et les redépositions en surface ont besoin d'être quantifiés.

Notons que P.Galineto et al. [52] ont réalisé une étude sur les changements micro structurels du LiNbO_3 suite à l'utilisation d'un laser Ti:Saphir@810 nm avec des pulses de 130 fs. Les résultats rapportés montrent la création de désordre dans les régions adjacentes au trou et la formation d'oxyde de niobium et de surfaces amorphes.

- **Montage interférentiel**

Le montage interférentiel représenté sur la figure 1.37 permet d'inscrire directement une structure périodique sur un matériau par le biais des interférences [53].

Pour réaliser un réseau de Bragg de faible périodicité, il est nécessaire d'avoir dans le système une ligne à retard optique très précise et une courte longueur d'onde.

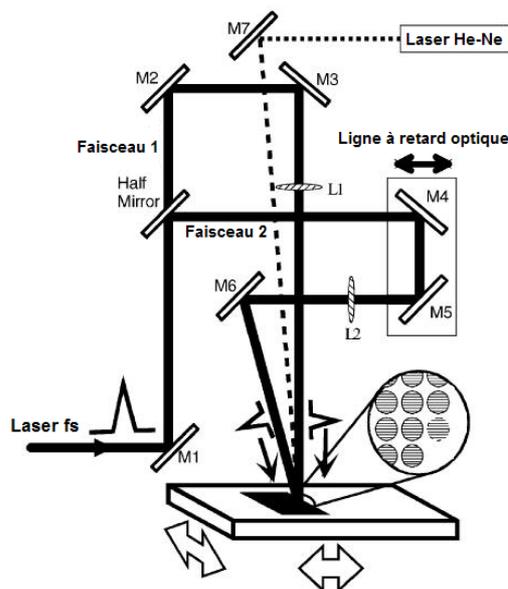


Figure 1.40. Montage interférentiel [53]

Des réseaux de Bragg ont été réalisés dans la silice (monocristal et couche mince), du diamant, et du niobate de lithium, à la fois en surface et en profondeur. La réalisation d'un réseau 2D avec ce système consiste à superposer deux réseaux de Bragg perpendiculairement pour imprimer une périodicité sur deux dimensions. La période du réseau est réglable et est donnée par $d = \lambda / 2(\sin(\theta/2))$. Le premier réseau doit toujours être le plus petit en diamètre et en intensité pour avoir un résultat correct. Les structures 2D sont réalisées dans la silice uniquement, avec deux couples d'intensités différentes et des variations de 0.7% d'indice de réfraction ont été mesurées dans les zones adjacentes [53]

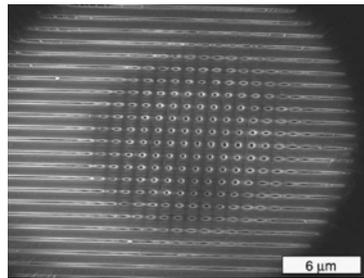


Figure 1.41. Structure photonique réalisée avec un premier réseau d'intensité 40 μJ et 80 μJ pour le second. Les trous au centre ont un diamètre de 140 nm [53].

A titre d'exemple, la figure 1.41. représente un réseau 2D réalisé par la superposition de deux réseaux de Bragg réalisés dans la silice. On remarque que les trous éloignés du centre sont ovales et donc gênants pour la périodicité du cristal photonique. Ceci est dû à la variation d'angle entre le centre et les bords du spot.

5. Matériaux

5.1. Cristaux photoniques dans les matériaux semi-conducteurs

Plusieurs travaux pour la réalisation de structures photoniques sur les semi-conducteurs et leur intégration avec les dispositifs optoélectroniques actifs ont été réalisés pour le contrôle et la propagation de la lumière [54].

L'obtention d'une bande interdite dans un réseau triangulaire par exemple sur semi-conducteurs peut être obtenue avec des motifs circulaires si le contraste d'indice est au moins de 2.6 [26]. L'association semi-conducteur/air (avec un contraste d'indice de l'ordre de 3-3,5) est parfaitement indiquée pour la réalisation des cristaux photoniques. Sur ce type de matériaux.

Une première mise en évidence d'une bande interdite totale à 2D aux fréquences optiques a été possible grâce à la technologie "macroporeux" [55]. La figure 1.42. représente le diagramme de dispersion d'un cristal photonique triangulaire 2D de période a composé de motifs circulaires d'air (rayon $r = 0.45a$) dans une matrice de silicium poreux ($n=3.4$). Les deux polarisations ont été représentées. La bande interdite totale correspond à la zone noircie [55].

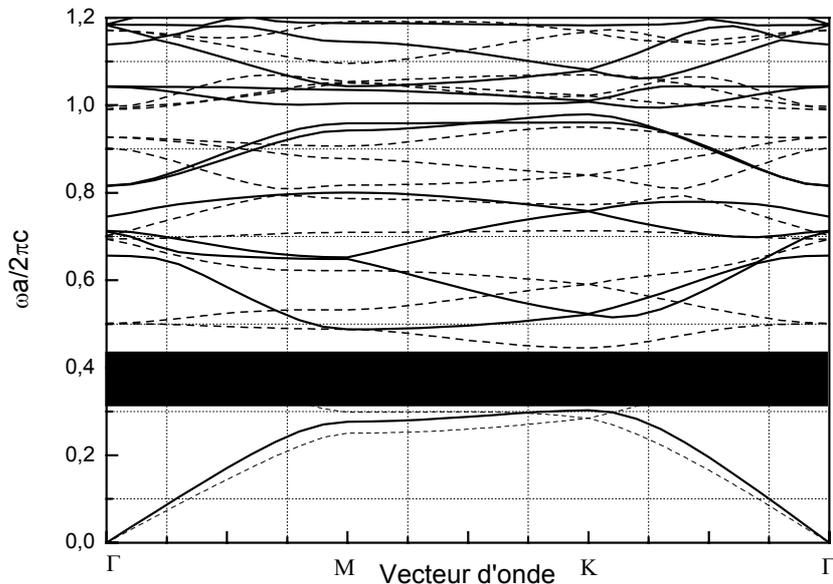


Figure 1.42. Structure des bandes pour le silicium poreux [55].

Des études sur le contrôle de la propagation guidée par effet de bande interdite photonique ont été réalisées sur du silicium nanoporeux [56]. Des structures à deux dimensions (2D) de période 300 nm ont été fabriquées par gravure sèche dans le GaAs. La figure 1.43. montre le processus de fabrication d'une structure triangulaire de trous dans le GaAs. [57]. Le même procédé est utilisé aussi pour la réalisation de structure photonique sur l'InP

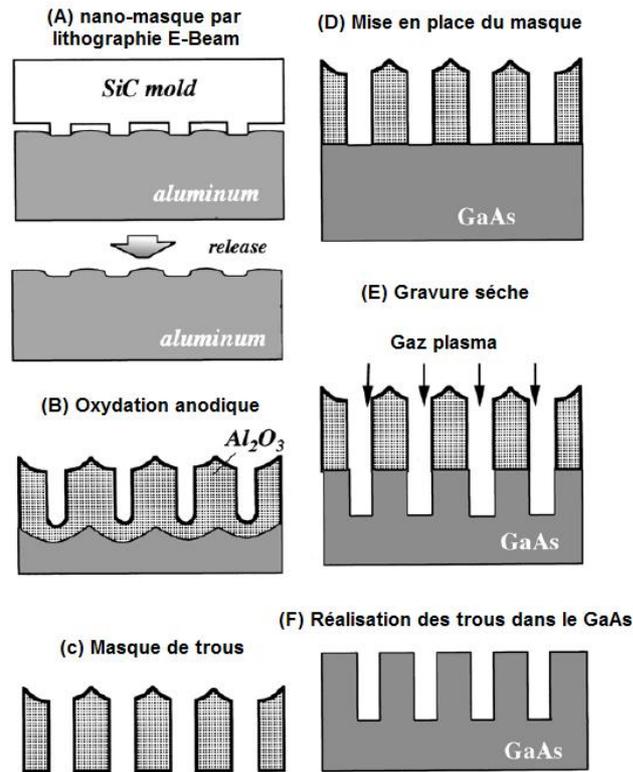


Figure 1.43. Etape de réalisation d'une structure 2D dans le GaAs [57].

Des cristaux photoniques bidimensionnels ont été fabriqués dans des hétérostructures ($GaAs/Al_xGa_{1-x}As$ et $InP/Ga_xIn_{1-x}As_yP_{1-y}$) déposées sur substrats de GaAs ou InP. Le procédé consiste à réaliser une croissance de couches minces de composés III-V par épitaxie jets moléculaires. Ensuite, l'écriture des structures est réalisée par lithographie électronique et enfin les trous sont obtenus par gravure sèche par plasma réactif (RIE) [19, 58].

Une structure de type graphite a été réalisée sur une couche d'InP d'épaisseur 237 nm en utilisant le même procédé que pour les hétérostructures : lithographie suivie de gravure ionique réactive. Un exemple de structure est représenté sur la figure 1.44.

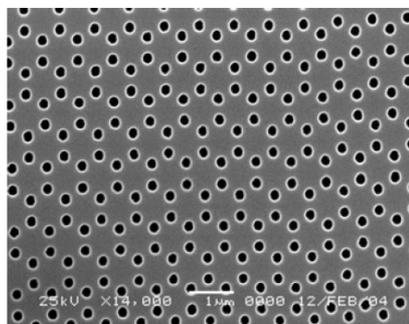


Figure 1.44. Photo MEB d'une structure graphite réalisée sur le InP [9]

5.2. Cristaux photoniques dans les polymères

L'utilisation de polymères dans les dispositifs optoélectroniques, l'intégration de guides d'ondes sur des substrats de silicium pour l'optique intégrée et la commutation électro-optique dans les guides d'ondes au SiGe, sont d'actualité. Les polymères offrent un avantage certain pour la réalisation de composants à cristaux photoniques du fait de leur facilité d'usinage. Des structures photoniques sur des guides d'ondes polymères ont été réalisées avec des trous de diamètre 300 nm et période de 500 nm et une profondeur de 4 μm [59].

D'autres travaux sur les polymères ont permis de réaliser des structures avec une période de 430 nm et des diamètres de 190 nm [26] à la longueur d'onde télécoms de 1.55 μm .

5.3. Cristaux Photoniques dans les matériaux diélectriques

Le niobate de lithium est parmi les matériaux optiques les plus importants de par ses propriétés et de ses applications en optique intégrée. Certaines techniques utilisées pour structurer les semi-conducteurs comme le laser pulsé UV, le laser femtoseconde, FIB, et la lithographie électronique sont en cours d'études afin de les adapter à la réalisation de structures photoniques sur le niobate de lithium et tantalate de lithium.

D'autres diélectriques font aussi l'objet de travaux pour la réalisation de cristaux photoniques par l'adaptation de la gravure plasma par exemple sur le Ta_2O_5 , le SiO_2 et le Nb_2O_5 [39, 41]. Cependant, la mise en œuvre est longue et compliquée et il faut maîtriser parfaitement chaque étape du procédé technologique. D'où l'intérêt de notre travail qui consiste à structurer le niobate de lithium et le tantalate de lithium dans l'objectif d'applications aux télécommunications optiques.

6. Application des cristaux photoniques

Les cristaux photoniques offrent la possibilité de contrôler la propagation de la lumière dans le matériau, sur des dimensions dont l'ordre de grandeur est celui de la longueur d'onde. Cette propriété les rend intéressants pour de nombreuses applications dans le domaine de l'optique intégrée. La miniaturisation des composants et la recherche de systèmes plus rapides pour les télécommunications pour le contrôle, guidage de la lumière dans les microstructures optiques a été la motivation première pour élaborer de nouveaux composants optiques à partir des cristaux photoniques.

L'insertion de défauts ou cavités est la manière la plus simple de modifier les propriétés des cristaux photoniques et de les exploiter pour la réalisation de composants photonique pour l'optique intégrée comme les guide W1 ou W3.

A titre indicatif, différentes applications des cristaux photoniques 2D sont représentée sur la figure 1.45 : les guides d'onde coudé, les filtres optiques , les filtres add/drop, multiplexeurs et cavités.

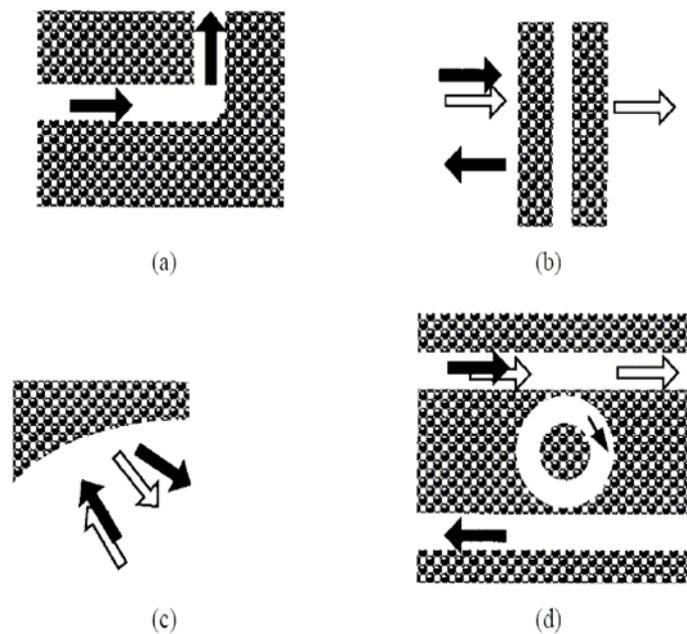


Figure 1.45. Exemple des possibles applications des cristaux photoniques à deux dimensions : (a) guide d'onde à virage, (b) filtre basé sur les modes de cavité à fréquence de résonance, (c) diffraction d'un cristal photonique à différentes longueurs d'ondes, (d) Filtre add/drop (guides d'ondes couplés avec une ou deux structures résonantes) [60].

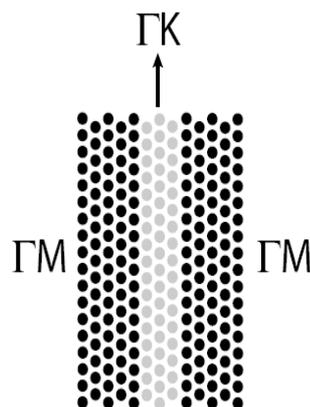


Figure 1.46. Schéma d'un guide (standard) W3 avec trois rangées manquantes selon la direction ΓM [61].

Grâce aux cristaux photoniques, l'optique non linéaire pourra également jouer un rôle très important dans le traitement du signal optique. D'où l'intérêt d'utiliser des matériaux comme

le niobate de lithium et le tantalate de lithium pour exploiter leurs propriétés optiques non linéaires à la réalisation de composants optoélectroniques.

La réalisation d'un circuit photonique pouvant diriger la lumière dans telle ou telle direction est l'un des objectifs dans un futur proche. Des guides optiques couplés avec une microcavité peuvent créer un phénomène d'orientation du signal lumineux sous forme d'un routeur optique.

Néanmoins, si on veut utiliser les cristaux photoniques comme des composants d'optique intégrée, leurs propriétés optiques doivent remplir certaines conditions précises. Par exemple, dans le domaine de la télécommunication, des filtres démultiplexeurs de longueur d'onde doivent avoir une séparation entre canaux de 0.8 nm ou 0.4 nm selon le type de réseau utilisé pour des communications à longue ou à courte distance [62].

7. Conclusion

Dans ce chapitre nous avons présenté la théorie des cristaux photoniques, les méthodes de simulations de ces matériaux ainsi que des techniques de structuration.

Nous avons aussi présenté état de l'art succinct sur les matériaux à BIP et les applications potentielles des cristaux photoniques pour le contrôle de la propagation de la lumière. Même si la technologie de fabrication des cristaux photoniques n'a pas encore atteint des performances suffisantes pour les utiliser dans des composants d'optique intégrée, la recherche dans ce domaine est en pleine expansion.

Chapitre 2

Chapitre 2

Modélisation des structures à bandes interdites photoniques dans le niobate de lithium (LiNbO_3) et le tantalate de lithium (LiTaO_3)

1. Introduction

Les matériaux à bande interdites photoniques (BIP), offrent de nouvelles perspectives pour la propagation et le confinement de la lumière pour la réalisation de nouveaux composants optiques. Ils offrent la possibilité de filtrer (éliminer) la propagation des ondes électromagnétiques dans certaines gammes de fréquences (longueurs d'ondes). De plus, l'utilisation des effets optiques non-linéaires permet une commande directe de la réponse du cristal à BIP. Par conséquent, des composants optoélectroniques reconfigurables peuvent être développés pour des applications dans le domaine des télécommunications optiques et l'utilisation de matériaux non linéaire tels que le niobate de lithium et le tantalate de lithium peut être d'un grand intérêt pour la technologie photonique.

Ce chapitre, est consacré à la modélisation de structures à bandes interdites photoniques dans le niobate de lithium et le tantalate de lithium afin de déterminer les paramètres optimaux pour obtenir une bande interdite totale (pour les deux modes de propagation transverse électrique TE et transverse magnétique TM).

Il sera présenté les résultats de nos simulations pour trois types de réseaux : carré, triangulaire et hexagonal. L'étude théorique des bandes interdites photoniques à deux dimensions (2D) est réalisée par la méthode des ondes planes en fonction de la géométrie et des dimensions de la structure à savoir le diamètre des trous et la période des motifs en variant le rapport du rayon sur la période des motifs (r/a).

D'autre part, nous avons calculé la transmission et la réflexion du champ électromagnétique dans nos structures modélisées en utilisant la méthode des différences finies temporelles FDTD.

2. Etude et modélisation des structures à BIP à 2 dimensions

2.1. Procédure de calcul

Les propriétés des cristaux photoniques (PCs) sont théoriquement décrites par leurs structures de bande et la densité des états dans celle-ci. Le calcul et l'évolution des diagrammes des bandes interdites photoniques pour les deux matériaux étudiés (niobate de lithium et tantalate de lithium) est réalisé par la méthode des ondes planes décrite au chapitre 1. La transmission dans des structures à cristaux photoniques peut être calculée par des approches d'ondes planes pour tracer le diagramme de dispersion d'une structure périodique ($\epsilon_r(\vec{r})$ périodique) supposées de dimensions infinies et la méthode des différences finies temporelles FDTD. Ceci permet l'étude de la distribution du champ électromagnétique dans le cristal photonique [63]. Les calculs ont été réalisés en utilisant jusqu'à 1024 ondes planes pour les différentes géométries étudiées et représentées sur la figure 2.1.

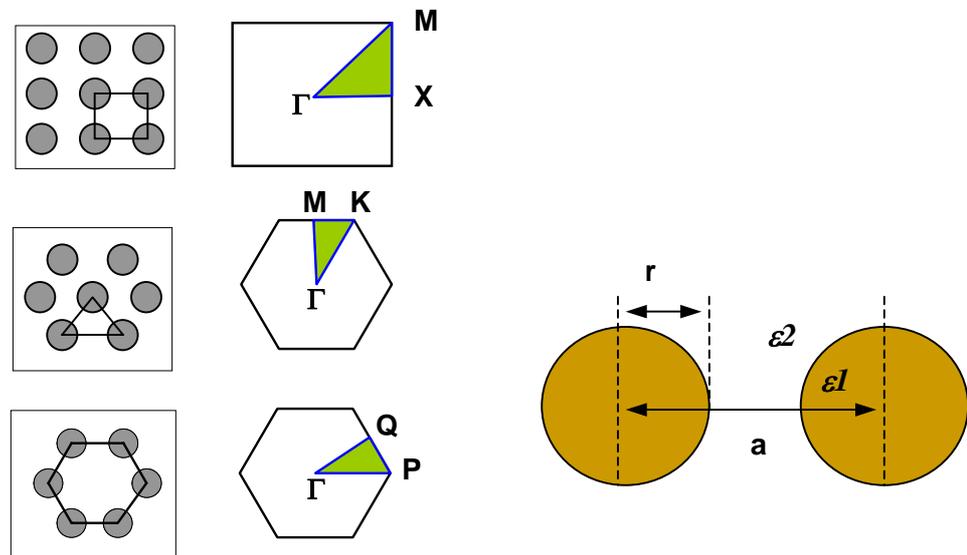


Figure 2.1. Différents réseaux de structures à BIP simulées.

Nous considérons dans notre travail des structures connectées (trous d'air dans la matière). La périodicité de la structure est obtenue par la variation de l'indice matériau/trous (LN ou LT/air), figure 2.2.

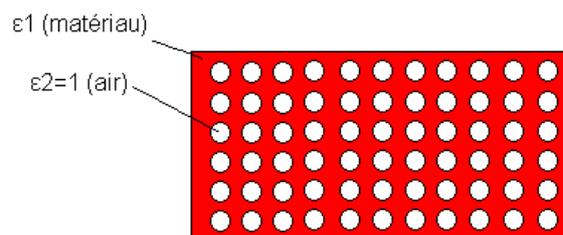


Figure 2.2. Modèle de structure à BIP simulée (carrée).

Nous nous sommes également intéressés à des structures de type W1 : structure avec suppression d'une ligne de trous pour former un guide d'onde à cristal phonique. La figure 2.3 représente un guide W1, celui-ci est réalisé en enlevant une rangée de trous dans la direction ΓK de la 1^{ère} zone de Brillouin d'un cristal à réseau triangulaire).

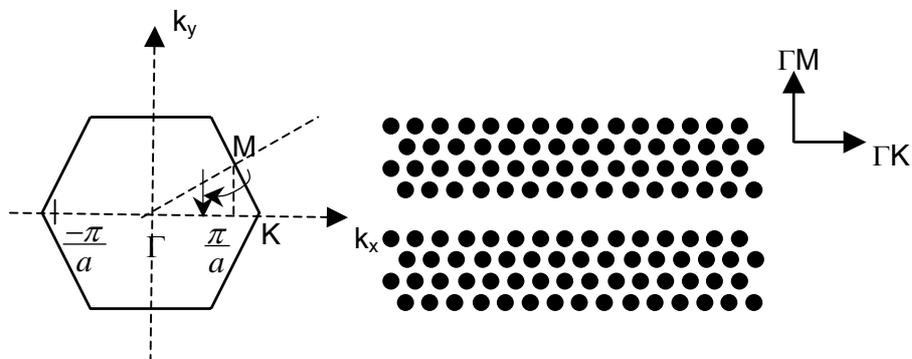


Figure 2.3. Exemple de structure W1 à motifs triangulaires.

La propagation dans les différentes structures se fait selon la variation du vecteur d'onde \vec{k} sur la 1^{ère} Zone de Brillouin pour chaque configuration. Dans le cas d'une structure hexagonale (figure 2.4), la variation est de type $\Gamma \rightarrow P \rightarrow Q$.

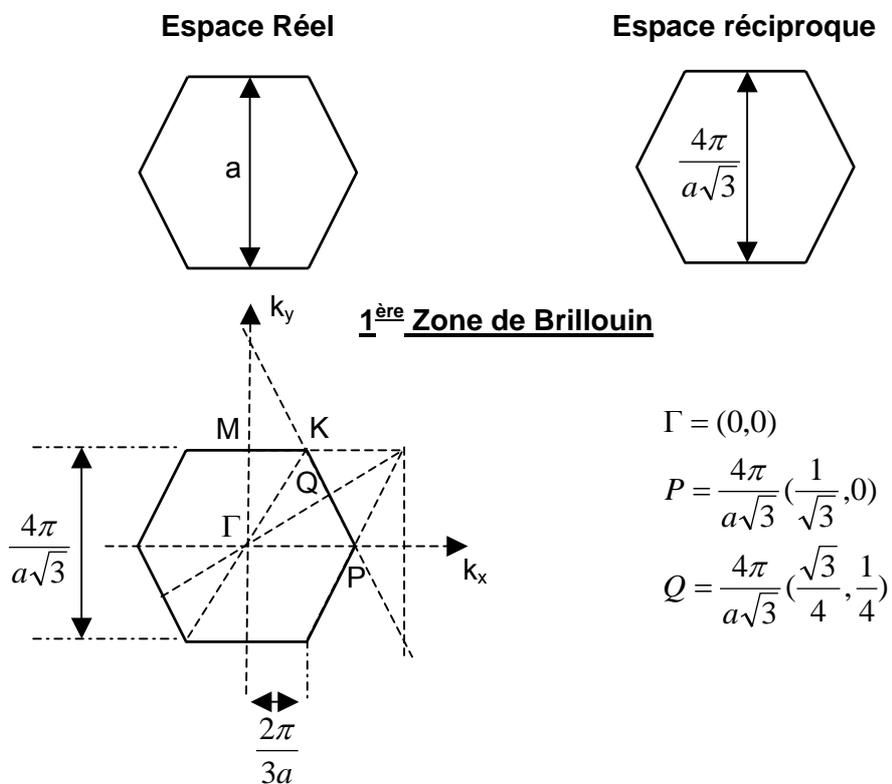


Figure 2.4. Variation du vecteur d'onde dans le cas d'un réseau hexagonal [14, 64].

Les bandes interdites sont calculées en utilisant les indices de réfraction ordinaire et extraordinaire du matériau à la longueur d'onde télécoms (@ $\lambda=1.55\mu\text{m}$).

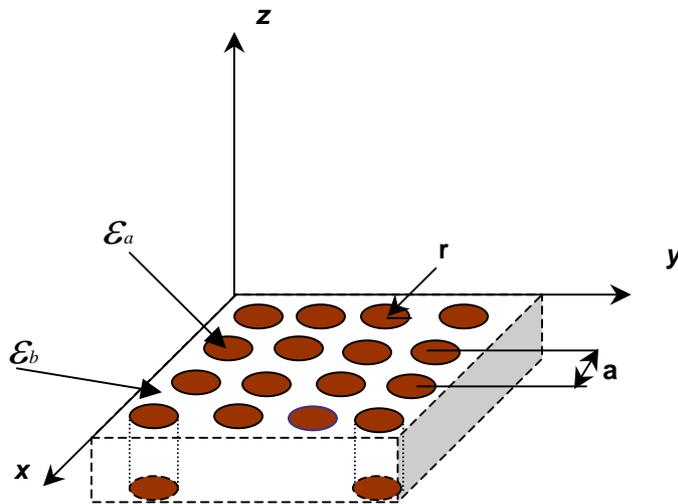


Figure 2.5. Structure périodique 2D de trous.

Nous considérons un cristal photonique planaire dans le plan (x-y) avec des rangées de cylindres orientés dans la direction z (figure 2.5).

Les ondes électromagnétiques peuvent se propager suivant deux polarisations dans le matériau à BIP à 2 dimensions :

- 1- Polarisation transverse magnétique (TM : Transverse Magnetic) : champ électrique parallèle à l'axe des trous (figure 2.6.a) : $(n_e = n_z)$;
- 2- Polarisation transverse électrique (TE : Transverse Electric) : champ magnétique parallèle à l'axe des trous (figure 2.6.b) : $n_o = n_x = n_y$.

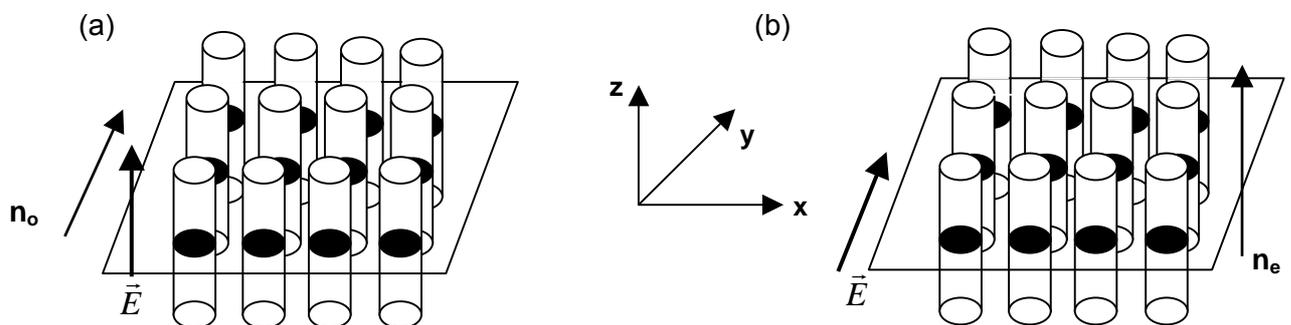


Figure 2.6. Orientation du champ dans un cristal photonique

- a. Mode TM
- b. Mode TE

3. Etude et modélisation de la transmission et la réflexion dans les structures à BIP

En utilisant la méthode des différences finies dans le domaine temporel (FDTD), grâce au simulateur F2P (FDTD 2D Simulator for Photonic Devices) conçu par Min Qui [65-67] et un programme en code MATLAB dont l'organigramme est représenté sur la figure 2.7, nous avons calculé la transmission et la réflexion du champ, en faisant varier la dimension de la structure (nombre de rangées de trous) et en gardant le rapport r/a de chaque configuration obtenu par la méthode des ondes planes.

Les calculs sont réalisés, comme pour la méthode des ondes planes, en considérant les deux modes de transmission, transverse électrique (TE) et transverse magnétique (TM).

3.1. Conditions de mesures

La source utilisée dans nos calculs est une onde plane impulsionnelle avec une enveloppe temporelle gaussienne (impulsion gaussienne). Elle couvre une large bande des fréquences ;. elle est centrée sur la fréquence ω_0 ($\lambda=1.55 \mu\text{m}$) et possède une largeur de bande $\Delta\omega$ qui permet de couvrir lors de l'étude de la transmission une large plage de longueurs d'onde ($\approx 600 \text{ nm}$ à $1,7 \mu\text{m}$) :

Pour simuler correctement un système réel, la source devrait permettre la propagation de n'importe quelle onde à partir de son emplacement sans aucun obstacle ni interaction.

Par conséquent, la source usuelle peut être décrite comme suit [65]:

$$F|_{i_s, j_s}^t = F|_{i_s, j_s}^t + J|_{i_s, j_s}^t \quad (2.1)$$

où :

i_s et j_s représentent l'emplacement de la source selon les directions x et y respectivement.

F est l'une des composantes du champ au temps t.

J : l'onde incidente et J_0 son amplitude.

$$J|_{i_s, j_s}^t = J_0|_{i_s, j_s}^t \sin(\omega_0 t) e^{\frac{-[(t-t_0)\Delta\omega]^2}{2}} \quad (2.2)$$

J_0 : Amplitude de la sinusoïde.

L'impulsion est centrée sur l'instant : $t_0/\Delta t$, où Δt est l'intervalle de temps dans la simulation FDTD. L'incidence de l'onde est dans le sens des trous (selon la direction x, figure 2.6).

L'onde incidente peut représenter une vague sinusoïdale continue de fréquence ω_0 .

La largeur de bande de l'impulsion $\Delta\omega$ doit être soigneusement choisie. Par exemple, le guide d'onde photonique est habituellement fortement dispersif, en particulier au bord de la

zone de Brillouin. Ainsi, le paramètre de dispersion (vitesse de groupe) pourrait être important et entraîner un élargissement rapide de l'impulsion ce qui pourrait avoir comme conséquence, un chevauchement non désiré entre l'impulsion utile et l'impulsion parasite surtout si l'impulsion couvre une trop large plage de fréquences. Les calculs sont réalisés avec les mêmes paramètres de grille (80X80) : 6400 points pour toutes les structures étudiées. La figure suivante (2.7) présente l'organigramme de la procédure de calcul utilisée.

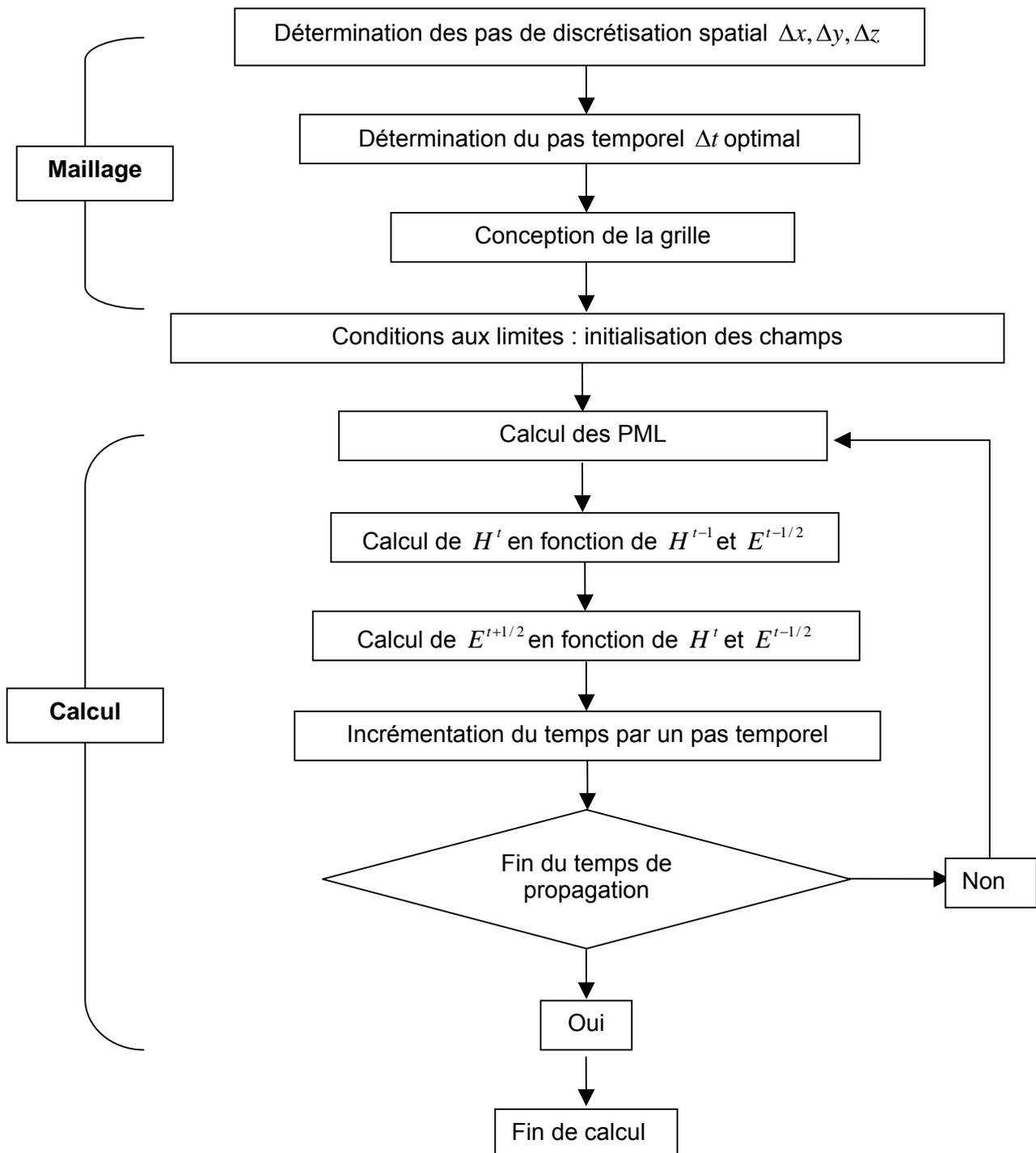


Figure 2.7. Organigramme de l'algorithme de calcul des champs par la méthode FDTD.

3.2. Conditions absorbantes PML (Perfectly Matched Layers) utilisées

La méthode des différences finies temporelles nécessite de disposer de conditions absorbantes aux abords du domaine de discrétisation (calcul) qui permet d'éviter les réflexions parasites engendrées aux bords de la fenêtre du calcul FDTD afin de simuler un milieu ouvert. Dans notre travail, nous considérons le modèle des couches absorbantes découverte par J.P. Béranger [68] et désignée par PML (perfectly Matched Layer) [69] qui est parfaitement adapté pour la modélisation des frontières absorbantes en électromagnétisme.

La figure 2.8 représente un exemple de structure étudiée, ainsi que la position de la source et des différents détecteurs pour le calcul de la transmission et de la réflexion du champ.

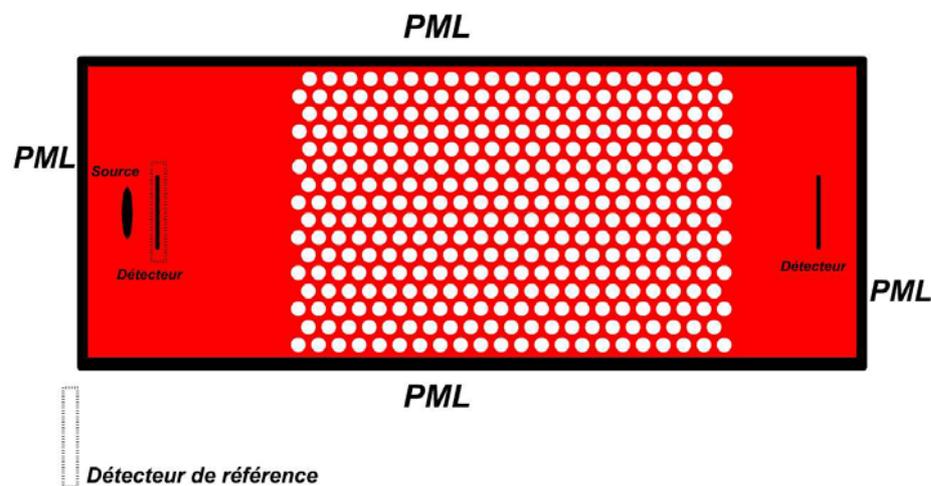


Figure 2.8. Exemple d'une structure utilisée : Filtre.

4. Etude de Structures à bandes interdites photoniques dans le Niobate de lithium (LiNbO_3)

Le niobate de lithium est un matériau diélectrique très utilisé en optique pour ses propriétés intéressantes. Il présente les caractéristiques suivantes :

- transparence 0.4 – 4 μm ;
- non linéarité optique élevée ;
- facilité de réalisation de guide optique [70]: ce qui permet de combiner les performances du guide avec celles des structures à BIP.

Les simulations numériques sont réalisées pour les deux modes de propagation TE et TM en utilisant les trois géométries de structures (carrée, triangulaire et hexagonale). On considère un réseau de trous d'air ($\epsilon_a=1$) dans le niobate de lithium (Z-cut) à la longueur d'onde télécoms $\lambda=1.55 \mu\text{m}$.

Le calcul de la variation des indices ordinaire et extraordinaire est réalisé en utilisant l'équation de Sellmeier suivante :

$$n(\lambda) = \sqrt{A_1 + \frac{A_2}{\lambda^2 + A_3} + A_4 \times \lambda^2}$$

Avec : $A_1=4.9048$, $A_2= 0.11768$, $A_3= -0.0475$, $A_4= -0.027169$ pour n_o .

$A_1=4.5820$, $A_2=0.099169$, $A_3= -0.04443$, $A_4= -0.021950$ pour n_e .

Le tableau 2.1. donne les valeurs des indices ordinaire et extraordinaire du niobate de lithium pour $\lambda=1.55 \mu\text{m}$.

Tableau 2.1. Valeurs des indices ordinaire et extraordinaire du LiNbO_3 .

Indice de réfraction @ 1550 nm	
n_o	2.210
n_e	2.141
n_o : TE mode ; n_e : TM mode	

4.1. Structure carrée

En utilisant la méthode des ondes planes (présentée dans le premier chapitre), nous avons étudié l'évolution des bandes interdites photoniques.

Les calcul ont été réalisés en faisant varier le vecteur d'onde (Module et direction) suivant les directions de haute symétrie de la 1^{ère} zone de Brillouin. Dans le cas d'un réseau carré, le chemin est donc : $\Gamma \rightarrow X \rightarrow M \rightarrow \Gamma$ (figure 2.9).

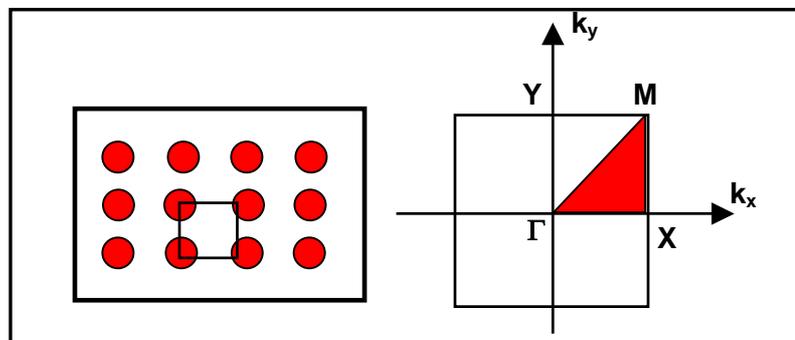


Figure 2.9. Variation du vecteur d'onde pour le réseau carré.

4.1.1. Diagramme de bandes en mode transverse électrique (TE) et transverse magnétique (TM)

- **Carte des bandes interdites**

Une étude détaillée a été réalisée sur l'évolution de la bande interdite et de sa largeur en fonction du rapport du rayon des trous sur la période des motifs de la structure (r/a).

Nous avons considéré les deux modes de propagation TE et TM, et le calcul des BIP a été réalisé sur 15 bandes afin de chercher toutes les bandes interdites possibles.

La figure (2.10.) représente les différentes bandes interdites en fréquence normalisée $\omega a/2\pi c$ (ou a/λ) en modes TE et TM en fonction du rapport r/a dans un cristal photonique de niobate de lithium en configuration carrée.

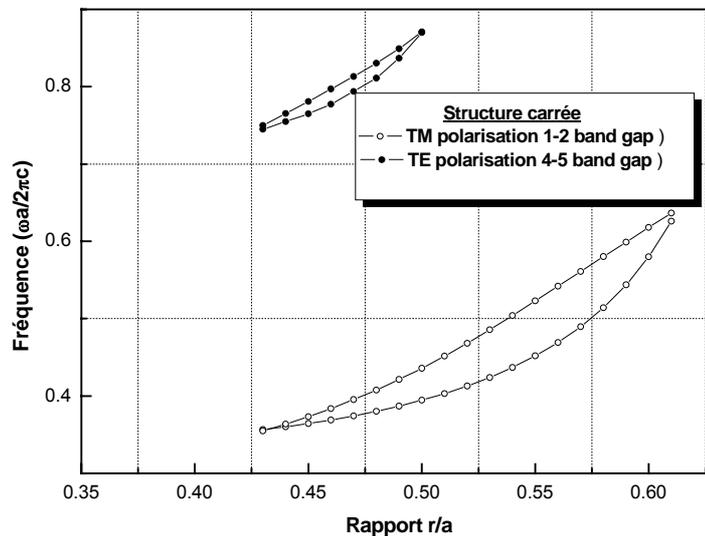


Figure 2.10. Carte des bandes interdites d'une structure carrée en mode TE et TM pour le niobate de lithium.

Dans le tableau 2.2, nous résumons nos calculs jusqu'à la 15^{ème} bande d'énergie. On observe la présence d'une bande de largeur $0.04 \mu\text{m}$ en mode TM (1^{ère} bande d'énergie) et une autre bande interdite en mode TE de largeur $0.02 \mu\text{m}$ (4^{ème} bande).

Tableau 2.2. Récapitulatif des bandes interdites pour la structure carrée en mode TE et TM.

N°	Bande	TE	TM
1	(1,2)	Pas de Bande	BIP ($r/a=0.49$, largeur $\Delta(a/\lambda)=0.04$)
2	(2,3)	Pas de Bande	Pas de Bande
3	(3,4)	Pas de Bande	BIP ($r/a=0.46$, largeur :BIP étroite)
4	(4,5)	BIP ($r/a=0.46$, largeur $\Delta(a/\lambda)=0.02$)	Pas de Bande
5	(5,6)	Pas de Bande	Pas de Bande
6	(6,7)	Pas de Bande	Pas de Bande
7	(7,8)	Pas de Bande	Pas de Bande
8	(8,9)	Pas de Bande	Pas de Bande
9	(9,10)	BIP ($r/a=0.50$, largeur :BIP étroite)	Pas de Bande
10	(10,11)	Pas de Bande	Pas de Bande
11	(11,12)	Pas de Bande	Pas de Bande
12	(12,13)	Pas de Bande	Pas de Bande
13	(13,14)	Pas de Bande	Pas de Bande
14	(14,15)	Pas de Bande	Pas de Bande

Les résultats obtenus montrent qu'en Mode TE, nous avons une BIP entre la 4^{ème} et 5^{ème} bande pour un rapport $r/a = 0.46$, par contre en mode transverse magnétique TM, nous observons une bande interdite (1^{ère} BIP) dont la valeur maximale est obtenue pour une valeur du rapport r/a compris entre 0.45 et 0.48.

Afin de calculer les dimensions de la structure photonique en configuration carrée nous avons tracé l'évolution de la 1^{ère} BIP (figure 2.11) en mode TM en fonction de rapport r/a .

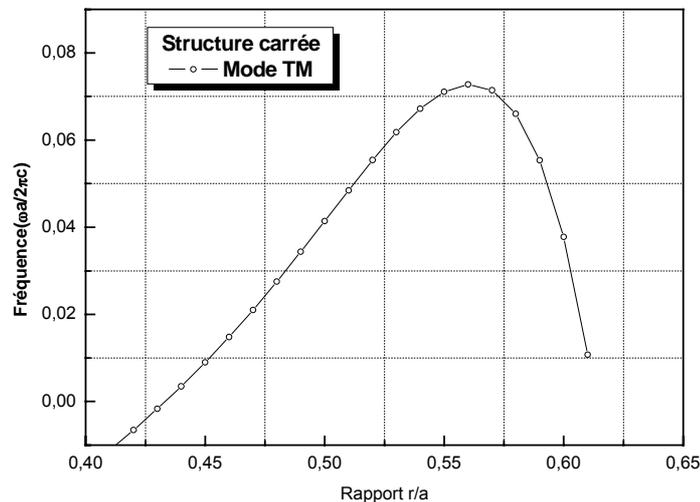


Figure 2.11. Évolution de la largeur de la première bande interdite d'une structure carrée en mode TM pour le niobate de lithium.

Nous avons choisi un rapport r/a variant entre 0.45 et 0.48 afin d'avoir la bande la plus large possible pour déterminer les paramètres de la structure (rayon des trous r et période des

motifs a). Les bandes photoniques sont tracées dans le cas d'une polarisation TM où le champ électrique est parallèle (champ magnétique perpendiculaire) à l'axe des trous (figure 2.6). Le Diagramme des bandes en mode transverse magnétique de la première bande interdite est représenté sur la figure 2.12 pour un rapport de 0.45 et en mode transverse électrique en figure 2.13 pour un rapport de 0.46 (4^{ème} Bande).

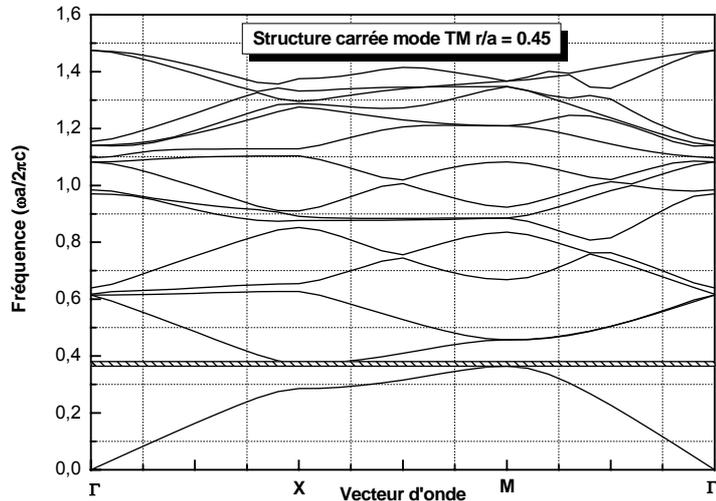


Figure 2.12. Structure de bandes interdites d'un réseau carré en mode TM, avec le rapport $r/a=0.45$ (1^{ère} BIP).

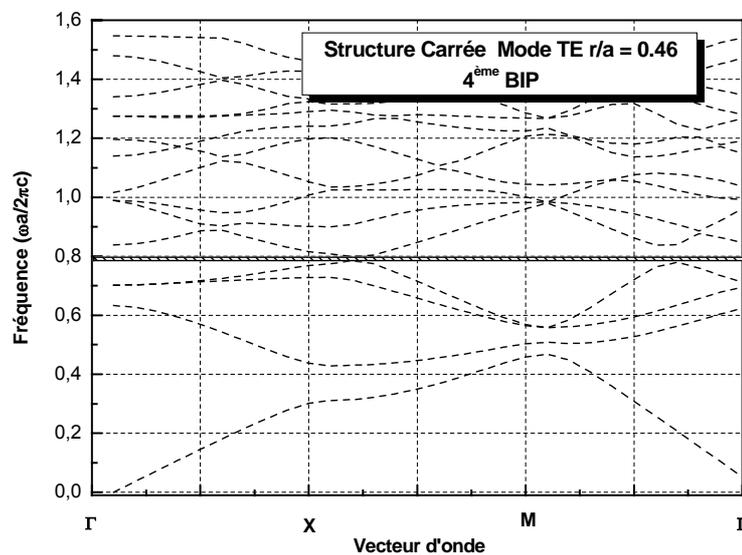


Figure 2.13. Structure de bandes interdites d'un réseau carré en mode TE pour un rapport $r/a = 0.46$ (4^{ème} BIP).

Un exemple de calcul des dimensions de la structure pour le rapport $r/a = 0.48$ est donné dans ce qui suit.

Le digramme de bandes nous donne un rapport a/λ_0 , situé au milieu de la première bande interdite (zone noircie sur la figure 2.12).

$$a/\lambda_0 = (0.407 + 0.380)/2 = 0,393$$

A la longueur d'onde télécoms, $\lambda = 1.55 \mu m$, nous en déduisons la valeur de $a = 590 \text{ nm}$ ce qui nous permet de déduire le rayon r des trous à partir du facteur de remplissage r/a de la manière suivante :

$$r/a = 0.48 \Rightarrow r = 283 \text{ nm} \Rightarrow d = 566 \text{ nm}.$$

Tableau 2.3. Dimensions des structures en configuration carrée. (1^{ère} BIP).

Structure carrée	Largeur de la BIP (Début, Fin) (a/λ)	Fréquence centrale f_0 (a/λ)	Paramètres de la structure	
			$a=f_0 * \lambda$ (μm)	r (μm)
TE	Pas de bande en Mode TE			
TM ($r/a=0.45$)	0.010 (0.363-0.373)	0.368	0.570	0.256
TM ($r/a=0.48$)	0.027 (0.380-0.407)	0,393	0.590	0.283

Tableau 2.4. Dimensions des structures en configuration carrée. (4^{ème} BIP, Bande 4-5)

Structure carrée	Largeur de la BIP (Début, Fin) (a/λ)	Fréquence centrale f_0 (a/λ)	Paramètres de la structure	
			$a=f_0 * \lambda$ (μm)	r (μm)
TE ($r/a=0.44$)	0.014 (0.784-0.798)	0.791	1.22	0.563
TE ($r/a=0.46$)	0.020 (0.749-0.769)	0.759	1.17	0.517
TM	Pas de bande en Mode TM			

Les tableaux 2.3 et 2.4 présentent les dimensions des structures calculées dans le 1^{er} cas en utilisant la première bande interdite et dans le second cas la 4^{ème} bande, notons que nous n'avons pas de bande interdite totale (Les deux BIP en TE et TM ne sont pas dans la même gamme de longueurs d'ondes).

4.1.2. Calcul de la transmission-réflexion

Le calcul de la transmission et de la réflexion dans le cas d'un réseau carré de niobate de lithium est très difficile pour diverses raisons :

- 1- Le facteur de remplissage est très important r/a proche de 0.50 (très forte densité de trous);

2- La bande interdite n'est pas suffisamment large.

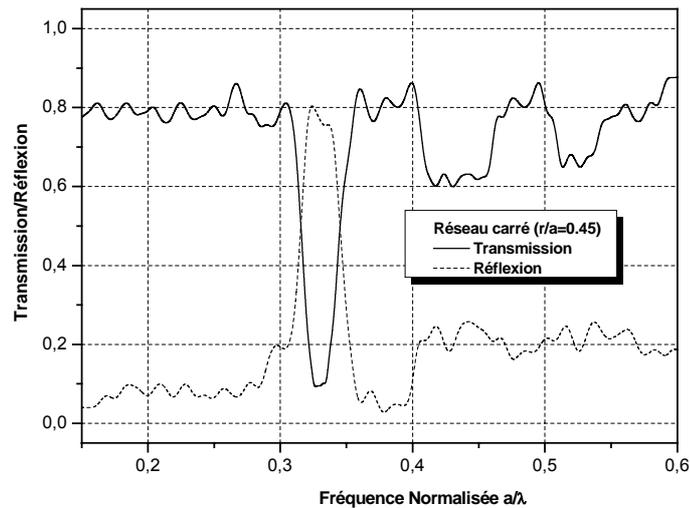


Figure 2.14. Courbes de transmission-réflexion d'une structure carrée d'une matrice de trous en mode TM.

Sur la figure 2.14, nous observons une atténuation de l'intensité transmise (80% du signal est transmis) et une bande interdite réduite en utilisant un rapport r/a de 0.45. Au delà de cette valeur il est impossible d'obtenir des spectres de transmission / réflexion.

Notons qu'à défaut d'obtenir des structures avec la première bande interdite, il apparaît possible de calculer les dimensions des structures en utilisant d'autres niveaux de bandes (tableau 2.2). Dans le tableau (2.4) nous présentons un exemple de calcul des dimensions pour la 4^{ème} BIP en mode TE. Les dimensions calculées sont plus importantes par rapport à la 1^{ère} bande (tableau 2.3 et 2.4), par contre ils présentent un intérêt majeur lors de la réalisation pratique des structures par e-beam.

4.2. Structure triangulaire

La variation du vecteur d'onde (module et direction) lors du calcul des diagrammes de bande pour la structure triangulaire est suivant les directions de haute symétrie de la zone de Brillouin, $\Gamma \rightarrow M \rightarrow K \rightarrow \Gamma$ (figure 2.14).

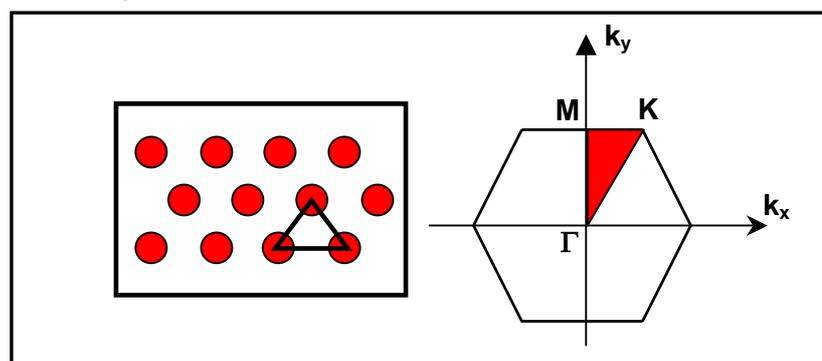


Figure 2.14. Variation du vecteur d'onde pour un réseau triangulaire.

4.2.1. Diagramme de bandes en mode transverse électrique (TE) et transverse magnétique (TM)

- Carte des bandes interdites

L'évolution de la bande interdite et de sa largeur en fonction du rapport du rayon des trous sur la période des motifs de la structure (r/a) est représentée sur la figure 2.15.

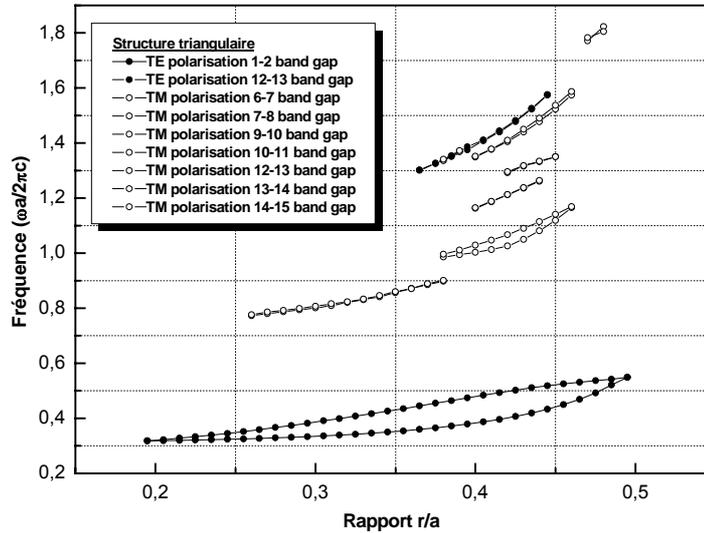


Figure 2.15. Carte des bandes interdites d'une structure triangulaire en mode TE et TM en fonction du rapport r/a pour le niobate de lithium.

Tableau 2.5. Récapitulatif des bandes interdites pour la structure triangulaire en mode TE et TM.

N°	Bande	TE	TM
1	(1,2)	BIP ($r/a=0.41$, largeur $\Delta(a/\lambda)=0.1$)	Pas de bande
2	(2,3)	Pas de Bande	Pas de Bande
3	(3,4)	Pas de Bande	Pas de Bande
4	(4,5)	Pas de Bande	Pas de Bande
5	(5,6)	Pas de Bande	Pas de Bande
6	(6,7)	Pas de Bande	BIP ($r/a=0.38$, BIP étroite)
7	(7,8)	Pas de Bande	BIP ($r/a=0.43$, largeur $\Delta(a/\lambda)=0.04$)
8	(8,9)	Pas de Bande	Pas de Bande
9	(9,10)	Pas de bande	BIP ($r/a=0.49$, BIP étroite)
10	(10,11)	Pas de Bande	BIP ($r/a=0.44$, BIP étroite)
11	(11,12)	Pas de Bande	Pas de Bande
12	(12,13)	BIP ($r/a=0.44$, BIP étroite)	BIP ($r/a=0.44$, largeur $\Delta(a/\lambda)=0.02$)
13	(13,14)	Pas de Bande	BIP ($r/a=0.38$, BIP étroite)
14	(14,15)	Pas de Bande	BIP ($r/a=0.47$, BIP étroite)

La courbe d'évolution de la largeur de la 1^{ère} BIP en mode TE de la structure triangulaire présentant un maximum pour le rapport r/a égal à 0.41 (figure 2.16).

Le rapport obtenu permet de tracer le diagramme de bandes et de calculer les paramètres de la structure photonique.

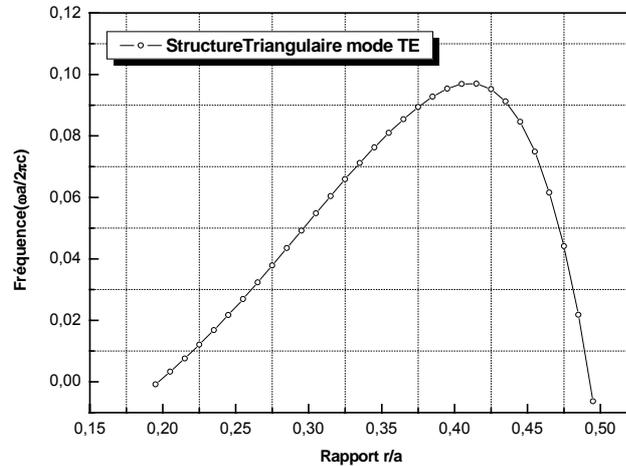


Figure 2.16. Évolution de la largeur de la première bande interdite d'une structure triangulaire en mode TE pour le niobate de lithium, en fonction du rapport r/a .

Le diagramme de bandes de la figure 2.17, nous donne les valeurs du tableau 2.6.

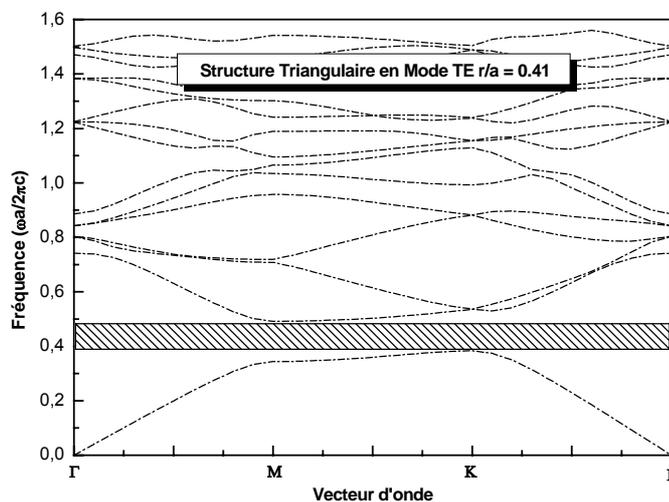


Figure 2.17. Structure de bandes interdites d'un réseau triangulaire en mode TE pour un rapport $r/a = 0.41$.

Tableau 2.6. Dimensions de la structure triangulaire en mode TM. (1^{ère} BIP), pour le rapport $r/a = 0.41$.

Structure triangulaire	Largeur de la BIP (Début, Fin) (a/λ)	Fréquence centrale f_0 (a/λ)	Paramètres de la structure	
			$a=f_0 * \lambda$ (μm)	r (μm)
TE	0.108 (0.383 - 0.491)	0.437	0.677	0.281
TM	Pas de bande en Mode TM			

En mode TM, nous avons une bande interdite au niveau 7 (Bandes 7 et 8), mais pas de bande interdite totale. Pour la réalisation d'un réseau triangulaire avec un rapport $r/a = 0.41$, nous avons le diamètre des trous $d = 562$ nm et la période des motifs = 677 nm.

Le choix d'autres valeurs des dimensions en fonction de la position de la bande peut s'avérer nécessaire lors de la réalisation pratique (contraintes technologiques).

4.2.2. Calcul de la transmission-réflexion

La courbe transmission-réflexion de la structure triangulaire présente une réflexion totale autour de la fréquence normalisée $a/\lambda = 0.4$ qui est située à l'intérieur de la bande interdite obtenue précédemment. Ceci confirme les résultats obtenus par la méthode des ondes planes. Notons, cependant, que nous avons un rapport de remplissage de 0.41, ce qui donne une structure non saturée de motifs. La figure 2.18 représente une structure triangulaire avec 10 rangées de trous, nous remarquons que la transmission n'est pas maximale de plus la bande est décalée par rapport à la BIP obtenue par la méthode des ondes planes.

Nous pouvons expliquer ces deux observations par le fait que la structure n'est pas assez importante pour permettre une transmission optimale avec une BIP qui correspond à la plage de fréquences trouvée par la méthode des ondes planes.

Cette bande se trouve décalée par rapport à celle obtenue par le diagramme de bandes. Ceci est probablement dû au fait que la méthode des ondes planes considère des structures infinies.

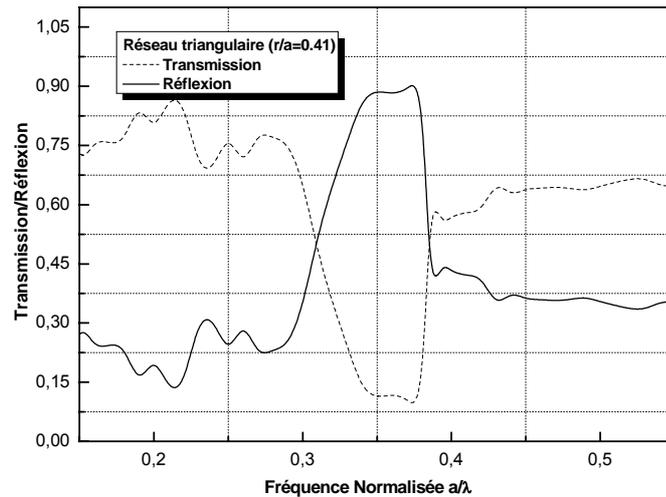


Figure 2.18. Courbes de transmission-réflexion d'une structure triangulaire d'une matrice de trous de 10 rangées en mode TE.

Afin d'étudier l'influence du nombre de rangées sur la transmission et la réflexion, nous présentons, à titre indicatif, les spectres de transmission/réflexion pour 15 et 20 rangées de trous. Une nette amélioration est observée et principalement pour la structure de 20 rangées de trous dans la direction de propagation, (figure 2.19 et 2.20).

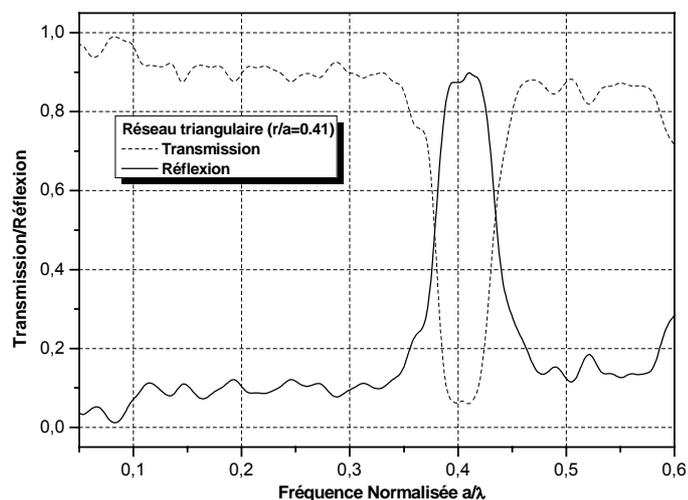


Figure 2.19. Courbes de transmission-réflexion d'une structure triangulaire d'une matrice de trous de 15 rangées en mode TE.

L'étude réalisée montre que la réflexion maximale (minimum de transmission ou BIP) est obtenue à partir de 20 rangées de motifs dans la direction de propagation de l'onde

incidente. Ce résultat est en accord avec celui rapporté par M. Roussey *et al.* qui ont réalisé une étude similaire sur le niobate de lithium en configuration triangulaire [71].

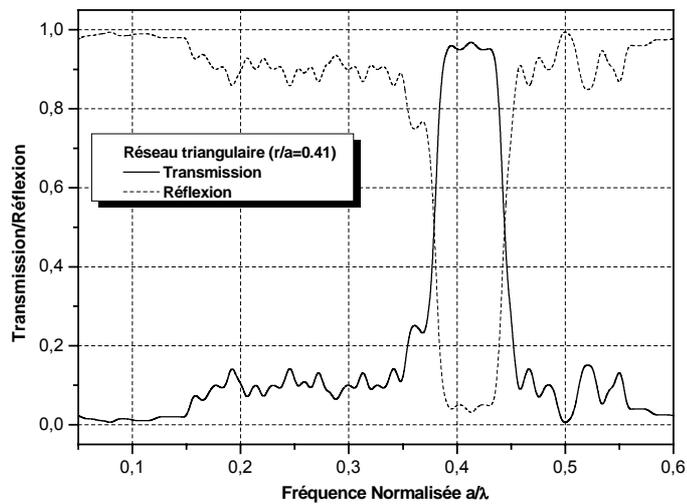


Figure 2.20. Courbes transmission-réflexion d'une structure triangulaire d'une matrice de trous de 20 rangées en mode TE.

Les simulations ont également montré que 10 rangées de trous sont généralement nécessaires pour obtenir une transmission et une réflexion exploitables.

4.3. Structure hexagonale

Le calcul des diagrammes de bande en TE et TM est réalisé en faisant varier le vecteur d'onde le long des axes de plus haute symétrie de la première zone de Brillouin, $\Gamma \rightarrow P \rightarrow Q \rightarrow \Gamma$ (figure 2.21).

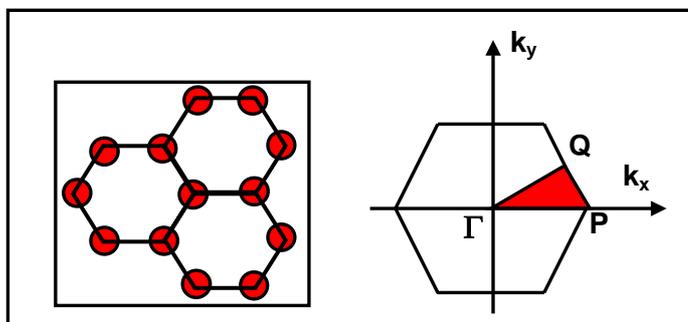


Figure 2.21. Variation du vecteur d'onde pour un réseau hexagonal.

4.3.1. Diagramme de bandes en mode transverse électrique (TE) et transverse magnétique (TM)

- Carte des bandes interdites

De la même manière que précédemment, le calcul des différentes BIPs pour la configuration hexagonale, nous a permis de tracer la carte des bandes représentée sur la figure 2.22 pour les deux modes de propagation. Nous observons pour cette configuration l'existence d'une bande interdite photonique aux mêmes fréquences, pour les deux polarisations TE et TM (bande interdite totale).

La configuration de réseau de trous hexagonal présente une amélioration importante par rapport au réseau triangulaire notamment par la présence d'une bande interdite 2D totale (TE et TM) entre les deux premières bandes permises. Cela est la raison principale pour laquelle ce type de CPs est très étudié pour la réalisation de structures sur semi-conducteurs et polymères [72-78].

De même, la structure hexagonale présente une BIP maximale (figure 2.23) avec un facteur de remplissage r/a aux alentours de 0.41- 0.42 pour les deux modes. Ce facteur, présente une densité de trous relativement faible.

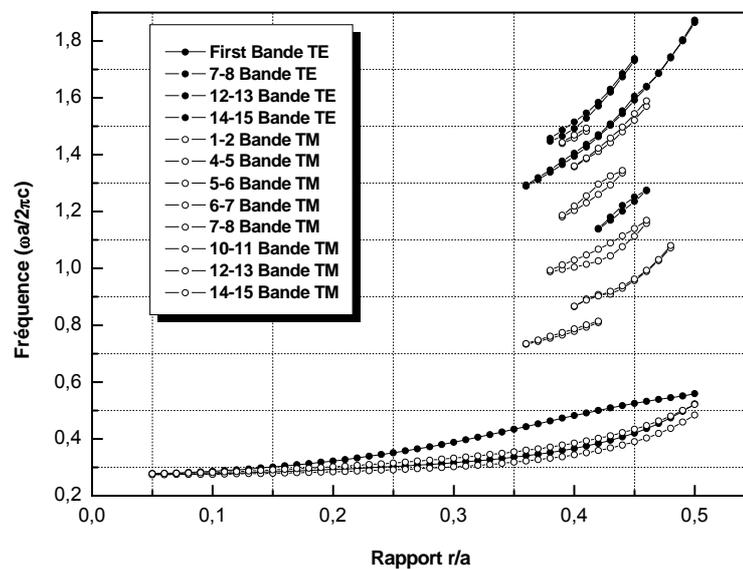


Figure 2.22. Carte des bandes interdites d'une structure hexagonale en mode TE et TM pour le niobate de lithium, notons la présence d'une bande interdite photonique totale.

Les différentes BIP obtenues jusqu'à la 15^{ème} bande, pour la configuration hexagonale sont résumées dans le tableau 2.7.

Tableau 2.7. Récapitulatif des bandes interdites pour la structure hexagonale en mode TE et TM.

N°	Bande	TE	TM
1	(1,2)	BIP ($r/a=0.42$, largeur $\Delta(a/\lambda)=0.12$)	BIP ($r/a=0.46$, largeur $\Delta(a/\lambda)=0.044$)
2	(2,3)	Pas de Bande	Pas de Bande
3	(3,4)	Pas de Bande	Pas de Bande
4	(4,5)	Pas de Bande	BIP ($r/a=0.4$, BIP étroite)
5	(5,6)	Pas de Bande	BIP ($r/a=0.44$, BIP étroite)
6	(6,7)	Pas de Bande	BIP ($r/a=0.38$, BIP étroite)
7	(7,8)	BIP ($r/a=0.44$, largeur $\Delta(a/\lambda)=0.02$)	BIP ($r/a=0.43$, largeur $\Delta(a/\lambda)=0.04$)
8	(8,9)	Pas de Bande	Pas de Bande
9	(9,10)	BIP ($r/a=0.40$, BIP étroite)	Pas de bande
10	(10,11)	Pas de Bande	BIP ($r/a=0.42$, largeur $\Delta(a/\lambda)=0.03$)
11	(11,12)	Pas de Bande	BIP ($r/a=0.45$, BIP étroite)
12	(12,13)	BIP ($r/a=0.44$, BIP étroite)	BIP ($r/a=0.45$, largeur $\Delta(a/\lambda)=0.02$)
13	(13,14)	Pas de Bande	BIP ($r/a=0.39$, BIP étroite)
14	(14,15)	BIP ($r/a=0.39$, largeur $\Delta(a/\lambda)=0.02$)	BIP ($r/a=0.40$, largeur $\Delta(a/\lambda)=0.01$)

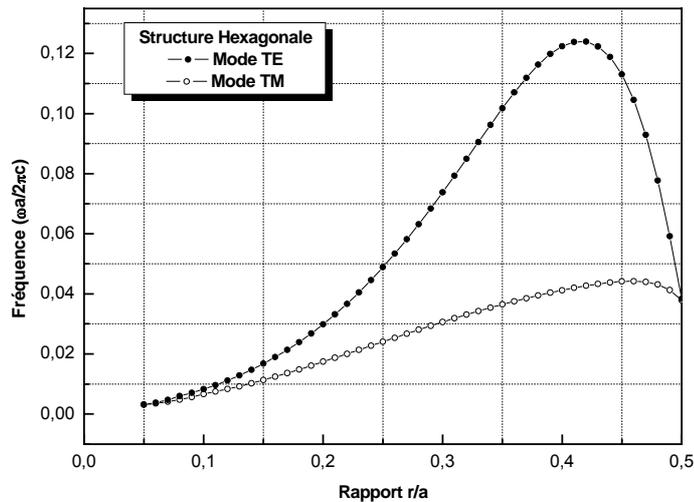


Figure 2.23. Évolution de la largeur de la première bande interdite d'une structure hexagonale en mode TE et TM pour le niobate de lithium.

Avec le rapport $r/a = 0.42$, nous avons le diagramme de bande de la figure 2.24 en mode TE, d'après la figure 2.22, une bande interdite totale existe pour cette configuration.

La bande interdite totale (aux mêmes fréquences en TE et TM) est représentée par la zone en gris sur la figure 2.25. A partir de ce diagramme, nous pouvons déduire les dimensions de la structure qui sont résumées dans le tableau 2.8.

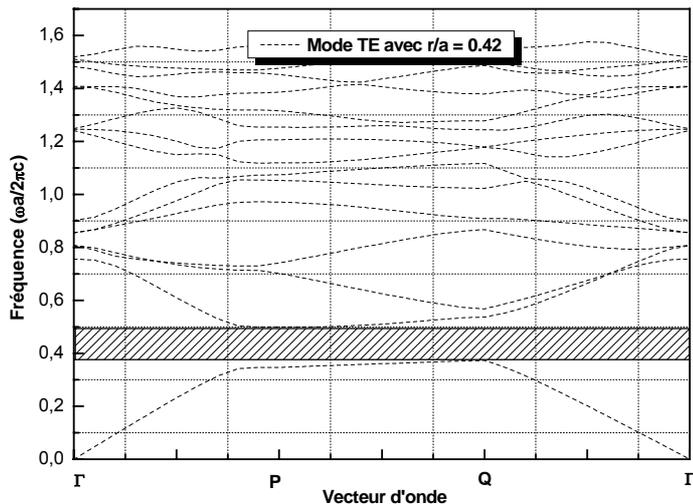


Figure 2.24. Diagramme de bandes d'une structure hexagonale en mode TE pour le niobate de lithium.

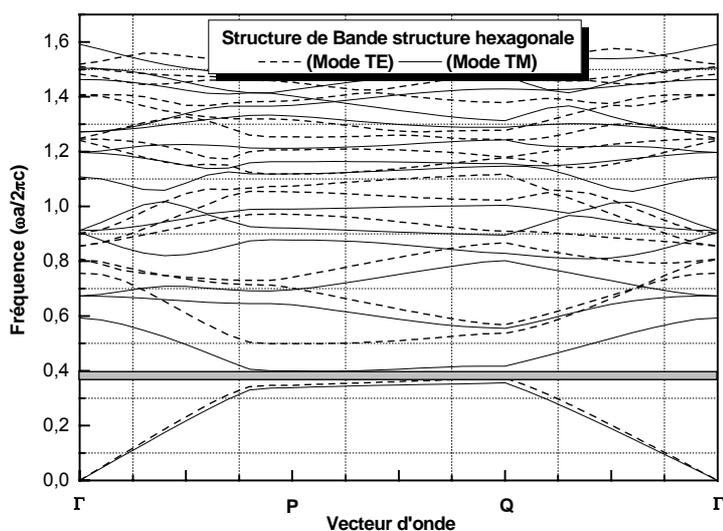


Figure 2.25 Structure des bandes en modes TE et TM avec un rapport $r/a = 0.42$

De même, pour avoir les deux modes dans une même structure, nous pouvons opter pour les dimensions du tableau 2.9. Un compromis doit être fait entre le facteur de remplissage et la largeur de la bande pour les deux modes TE et TM afin d'obtenir une bande totale sur un même composant.

Tableau 2.8. Dimensions des structures hexagonales en mode TE et TM.
(1^{ère} BIP) $r/a = 0.42$.

Structure hexagonale	Largeur de la BIP (Début, Fin) (a/λ)	Fréquence centrale f_0 (a/λ)	Paramètres de la structure	
			$a=f_0 * \lambda$ (μm)	r (μm)
TE	0.127 (0.372-0.499)	0.435	0.675	0.283
TM	0.043 (0.356-0.399)	0.377	0.585	0.245

Tableau 2.9. Dimensions de la structure hexagonale en mode TE et TM (1^{ère} BIP).

Structure hexagonale	Largeur de la BIP (Début, Fin) (a/λ)	Fréquence centrale f_0 (a/λ)	Paramètres de la structure	
			$a=f_0 * \lambda$ (μm)	r (μm)
TE $r = 0.25a$	0.050 (0.291-0.341)	0.316	0.489	0.122
TM $r = 0.26a$	0.026 (0.290-0.316)	0.303	0.470	0.122

4.3.2. Calcul de la transmission-réflexion

Les paramètres de la structure obtenue par le diagramme de bandes, sont utilisées pour le calcul de la dimension de la matrice de trous (nombre de rangées de trous) par la méthode FDTD. Une étude préliminaire sur la position de la bande interdite photonique dans l'intervalle de fréquences en fonction du nombre de trous (nombre de motifs), pour une structure hexagonale en niobate de lithium nous a conduit aux mêmes déductions que dans le cas de la structure triangulaire en mode TE à savoir qu'à partir de 15 rangées de trous nous avons une transmission minimale (réflexion totale).

Les calculs de transmission réalisés par les simulations FDTD montrent une forte coupure entre 0.33 - 0.38 pour le mode TM (figure 2.26).

Avec une matrice de trous de 10 x 20, nous obtenons une BIP qui coïncide parfaitement en intervalle spectral avec celle obtenue par la méthode des ondes planes.

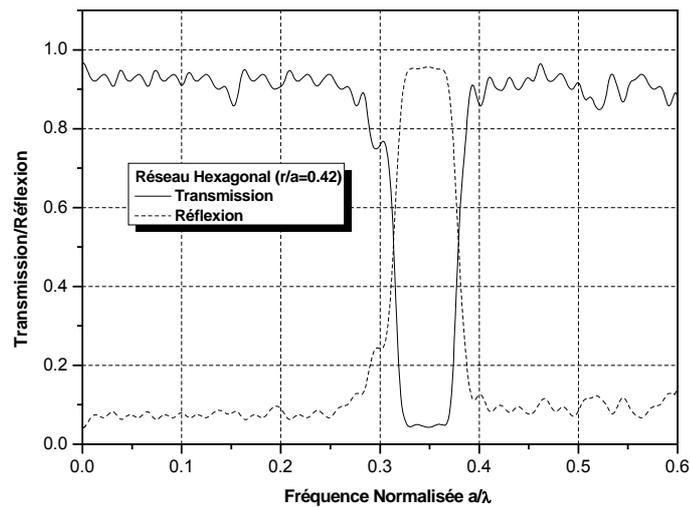


Figure 2.26. Mesure de la transmission-réflexion pour des structures de niobate de lithium en mode TM

5. Récapitulatif des résultats obtenus pour le LiNbO_3

Le tableau 2.10 résume les différents calculs réalisés sur le niobate de lithium avec différentes configurations. L'étude réalisée, nous a permis de déterminer les différentes dimensions des structures.

Tableau 2.10. Tableau récapitulatif des dimensions des structures simulées pour le niobate de lithium en modes TE et TM.

Mode	Type de structure	Largeur de la 1 ^{ère} BIP Début-Fin [a/λ]	Fréquence médiane f_0 [a/λ]	Dimensions de la maille		Dimensions de la structure (Matrice) Nombre de motifs
				Rayon r (μm)	Période a (μm)	
TE	Carrée	Pas de bande	Possibilité d'utilisation de la 4 ^{ème} BIP			
	Triangulaire	0.383-0.491	0.437	0.281	0.677	10X20
	Hexagonale	0.372-0.499	0.435	0.283	0.675	10X20
TM	Carrée	0.380-0.407	0.393	0.283	0.590	10X20
	Triangulaire	Pas de bande	Possibilité d'utilisation de la 7 ^{ème} BIP			
	Hexagonale	0.356-0.399	0.377	0.245	0.585	10X20

6. Etude des Structures à bandes interdites photoniques dans le Tantalate de lithium (LiTaO₃)

Le tantalate de lithium (LiTaO₃) présente une faible température de curie (~ 615°C) plus faible que celle du LiNbO₃ (~ 1210 °C) et de faible permittivité électrique. Le LiTaO₃ est également un cristal non linéaire uniaxe positif ($n_e > n_o$) et appartient au système trigonal. Son avantage est sa faible susceptibilité aux dommages optiques. Ce matériau est très prometteur pour le développement des systèmes fonctionnels optiques. Des guides d'ondes optiques ont été obtenus en utilisant les techniques de diffusion ionique, l'échange protonique et l'implantation ionique.

Le tantalate de lithium (LiTaO₃) est largement utilisé dans le marché des télécommunications comme les téléphones mobiles et les modulateurs optiques. Il présente les caractéristiques suivantes :

- transparence 0.4 – 5 μm ;
- non linéarité optique.

Pour le tracé les diagrammes de bandes, la détermination des indices du matériau à la longueur d'onde télécoms ($\lambda=1.55\mu\text{m}$) est nécessaire.

Le calcul de la variation des indices ordinaire et extraordinaire est réalisé en utilisant l'équation de Sellmeier suivante :

$$n_0(\lambda) = \sqrt{A_1 + \frac{A_2}{\lambda^2 - A_3} - A_4 \cdot \lambda^2}$$

Avec : $A_1=4.1224$, $A_2= 0.0847522$, $A_3=0.19876$, $A_4 = -0.0239046$ pour n_o .

$A_1=4.52999$, $A_2=0.0844313$, $A_3=0.20344$, $A_4=-0.0237909$ pour n_e .

Tableau 2.11. Valeurs des indices ordinaire et extraordinaire du Tantalate de Lithium @ 1550 μm.

Indice de réfraction @ 1550 nm	
n_o	2.118
n_e	2.122
n_o : TE mode ; n_e : TM mode	

6.1. Structure carrée

L'étude a été réalisée de la même manière que pour le niobate de lithium. Du fait de la forte ressemblance entre le niobate de lithium et le tantalate de lithium, et du rapprochement entre les indices de réfraction des deux matériaux, nous avons observé une similitude dans le calcul des diagrammes de bandes et de la transmission/réflexion pour les différentes structures, pour cela nous ne présenterons pas tous les modes afin d'éviter une redondance des résultats.

6.1.1. Diagramme de bandes en mode transverse électrique (TE) et transverse magnétique (TM)

- **Carte des bandes interdites**

La figure (2.27) montre l'évolution des BIPs dans le tantalate de lithium en configuration carrée. En polarisation TM, on observe une bande interdite avec de forts facteurs de remplissage.

Pour avoir une bande large, le facteur r/a est supérieur à 50%. Dans ce cas la recherche d'un compromis entre la largeur de la BIP et le facteur de remplissage s'avère délicate.

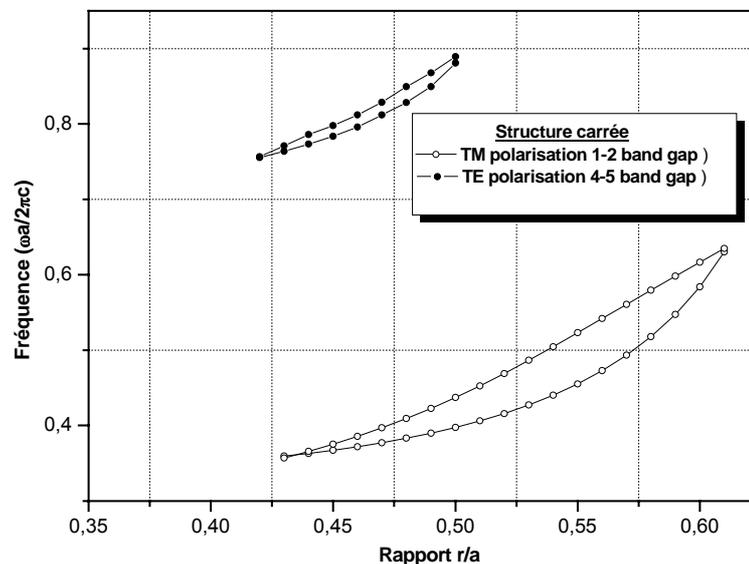


Figure 2.27. Carte des bandes interdites d'une structure carrée en mode TE et TM en fonction du rapport r/a pour le tantalate de lithium.

Tableau 2.12. Récapitulatif des bandes interdites pour la structure carrée en mode TE et TM.

N°	Bande	TE	TM
1	(1,2)	Pas de Bande	BIP ($r/a=0.50$, largeur $\Delta(a/\lambda)=0.04$)
2	(2,3)	Pas de Bande	Pas de Bande
3	(3,4)	Pas de Bande	Pas de Bande
4	(4,5)	BIP ($r/a=0.48$, largeur $\Delta(a/\lambda)=0.02$)	Pas de Bande
5	(5,6)	Pas de Bande	Pas de Bande
6	(6,7)	Pas de Bande	Pas de Bande
7	(7,8)	Pas de Bande	Pas de Bande
8	(8,9)	Pas de Bande	Pas de Bande
9	(9,10)	BIP ($r/a=0.50$, BIP étroite)	Pas de Bande
10	(10,11)	Pas de Bande	Pas de Bande
11	(11,12)	Pas de Bande	Pas de Bande
12	(12,13)	Pas de Bande	Pas de Bande
13	(13,14)	Pas de Bande	Pas de Bande
14	(14,15)	Pas de Bande	Pas de Bande

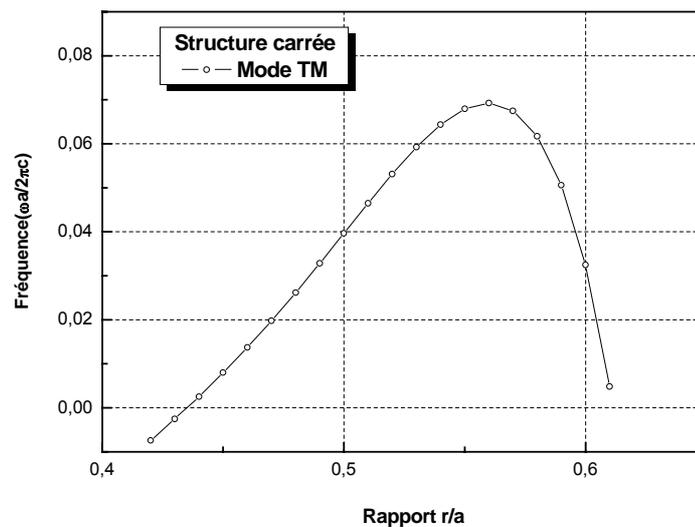


Figure 2.28. Évolution de la largeur de la première bande interdite d'une structure carrée en mode TM pour le tantalate lithium.

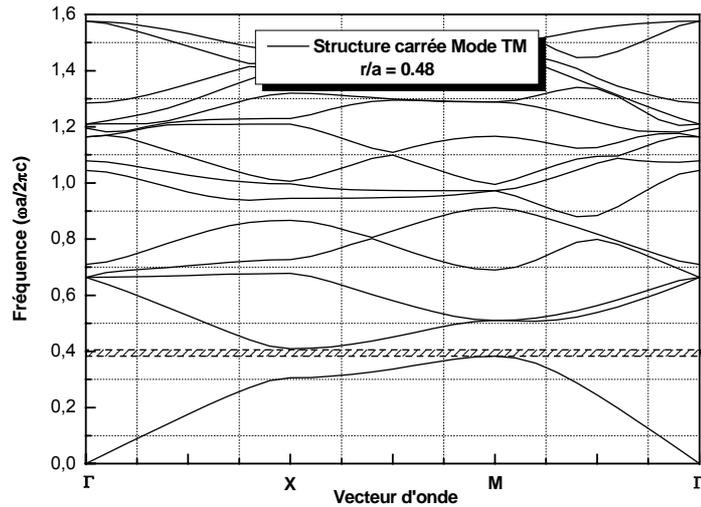


Figure 2.29. Structure de bandes interdites d'un réseau carré en mode TM pour un rapport $r/a = 0.48$.

Les résultats des simulations montrent que nous avons une bande interdite en TM (1^{ère} Bande) et une autre bande en TE au niveau 4. par contre la bande interdite totale n'a pas été obtenue.

Les dimensions de la structure obtenues à partir du diagramme des bandes de la figure 2.29 sont présentées dans le tableau 2.13.

Tableau 2.13. Dimensions des structures en configuration carrée. (1^{ère} BIP).

Structure carrée	Largeur de la BIP (Début, Fin) (a/λ)	Fréquence centrale f_0 (a/λ)	Paramètres de la structure	
			$a=f_0 * \lambda$ (μm)	r (μm)
TE	Pas de bande en Mode TE			
TM ($r/a=0.45$)	0.008 (0.367-0.375)	0.371	0.575	0.258
TM ($r/a=0.48$)	0.026 (0.383-0.409)	0,396	0.613	0.294

6.2. Structure triangulaire

6.2.1. Diagramme de bandes en mode transverse électrique (TE) et transverse magnétique (TM)

- Carte des bandes interdites

La figure (2.30) représente les différentes bandes interdites en fréquence normalisée $\omega a/2\pi c$. Le tableau 2.14 résume toutes les possibilités en modes TE et TM en fonction du rapport r/a , jusqu'à la 15^{ème} bandes.

A partir de la courbe de l'évolution de la 1^{ère} BIP en mode TE (figure 2.31), nous avons tracé le diagramme de bandes avec un rapport $r/a = 0.41$, pour le calcul des paramètres de la structure (figure 2.32).

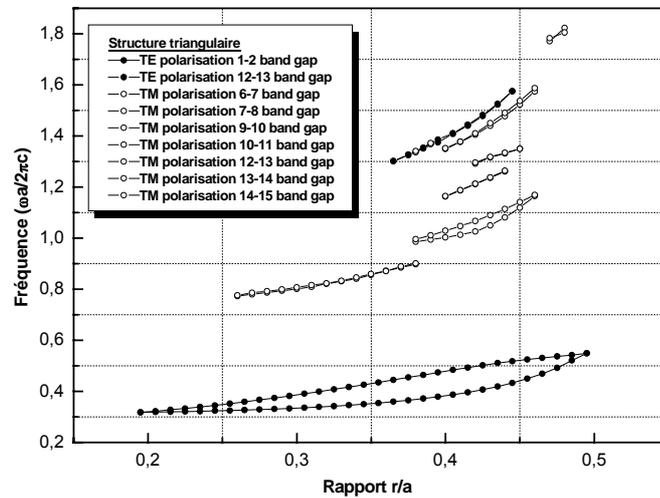


Figure 2.30. Carte des bandes interdites d'une structure triangulaire en mode TE et TM en fonction du rapport r/a pour le tantalate de lithium.

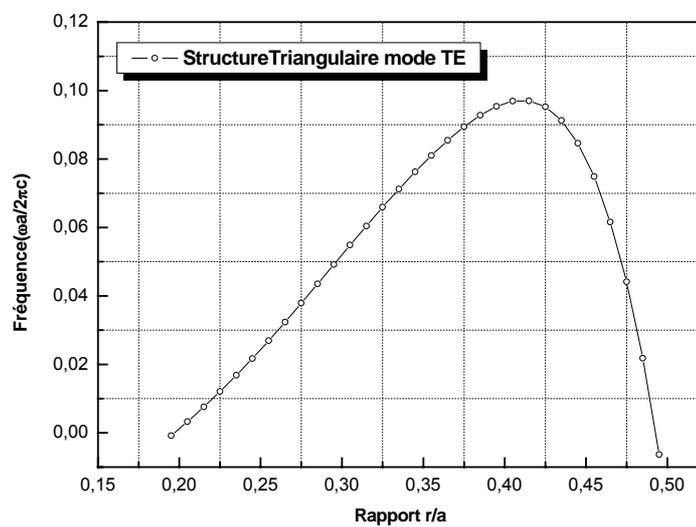


Figure 2.31. Évolution de la largeur de la première bande interdite d'une structure triangulaire en mode TE pour le tantalate lithium.

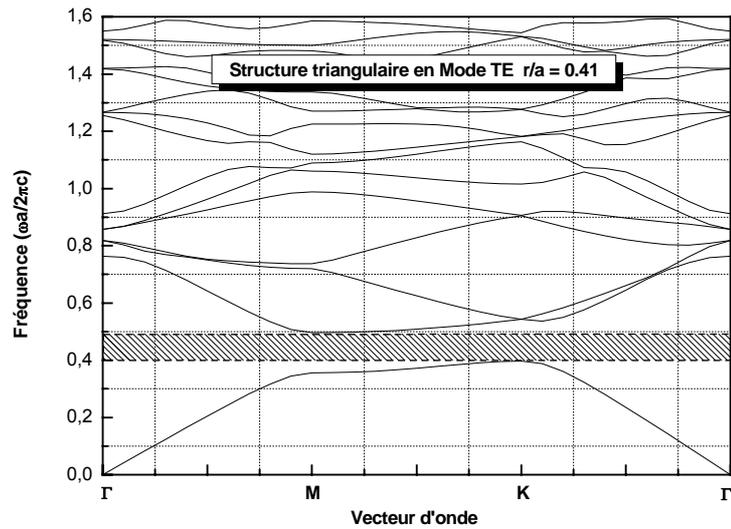


Figure 2.32. Diagramme de bandes d'un réseau triangulaire en mode TE pour un rapport $r/a = 0.41$.

Tableau 2.14. Récapitulatif des bandes interdites pour la structure triangulaire en mode TE et TM.

N°	Bande	TE	TM
1	(1,2)	BIP ($r/a=0.41$, largeur $\Delta(a/\lambda)= 0.1$)	Pas de bande
2	(2,3)	Pas de Bande	Pas de Bande
3	(3,4)	Pas de Bande	Pas de Bande
4	(4,5)	Pas de Bande	Pas de Bande
5	(5,6)	Pas de Bande	Pas de Bande
6	(6,7)	Pas de Bande	BIP ($r/a=0.27$, largeur $\Delta(a/\lambda)= 0.01$)
7	(7,8)	Pas de Bande	BIP ($r/a=0.42$, largeur $\Delta(a/\lambda)= 0.04$)
8	(8,9)	Pas de Bande	Pas de Bande
9	(9,10)	Pas de bande	BIP ($r/a=0.49$, BIP étroite)
10	(10,11)	Pas de Bande	BIP ($r/a=0.42$, BIP étroite)
11	(11,12)	Pas de Bande	Pas de Bande
12	(12,13)	BIP ($r/a=0.39$, largeur $\Delta(a/\lambda)= 0.01$)	BIP ($r/a=0.45$, largeur $\Delta(a/\lambda)= 0.015$)
13	(13,14)	Pas de Bande	BIP ($r/a=0.38$, BIP étroite)
14	(14,15)	Pas de Bande	BIP ($r/a=0.47$, BIP étroite)

Tableau 2.6. Dimensions de la structure triangulaire en mode TE. (1^{ère} BIP).

Structure triangulaire	Largeur de la BIP (Début, Fin) (a/λ)	Fréquence centrale f_0 (a/λ)	Paramètres de la structure	
			$a=f_0 * \lambda$ (μm)	r (μm)
TE	0.100 (0.396-0.496)	0.446	0.692	0.287
TM	Pas de bande en Mode TM			

6.2.2. Calcul de la transmission-réflexion

Le calcul de la transmission et de la réflexion permet d'obtenir les spectres de la figure 2.33 à partir d'une structure de 20 rangées de trous dans le sens de la propagation. Ce résultat est identique à celui du niobate de lithium.

Une onde électromagnétique polarisée TE incidente dans le plan perpendiculaire au réseau de trous est ainsi réfléchi dans l'intervalle de fréquence a/λ compris entre 0.42 – 0.45 qui se trouve à l'intérieur de la bande interdite calculée par la méthode des ondes planes (tableau 2.6).

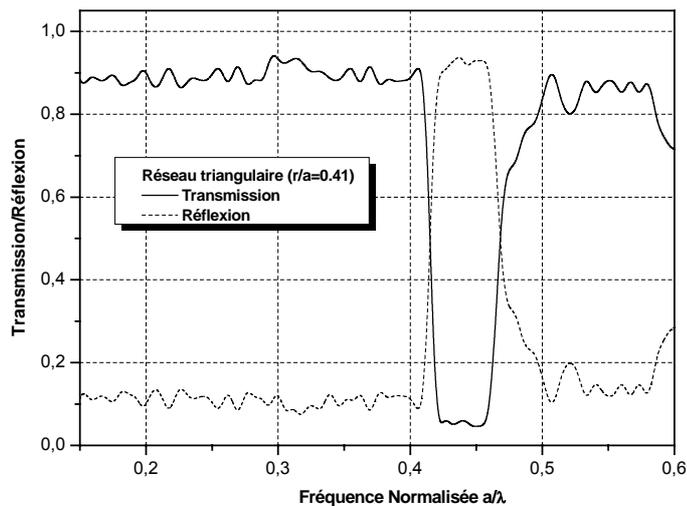


Figure 2.33. Courbes de transmission-réflexion d'une structure triangulaire d'une matrice de trous de 20 rangées en mode TE dans le tantalate de lithium.

6.3. Structure Hexagonale

6.3.1. Diagramme de bandes en mode transverse électrique (TE) et transverse magnétique (TM)

- Carte des bandes interdites

De la même manière que précédemment, le calcul des BIPs est réalisé sur 15 bandes pour les deux modes de polarisation.

La carte des bandes de la figure 2.34 est très pratique pour décider des paramètres du cristal photonique en vue d'une application en fonction de la longueur d'onde choisie.

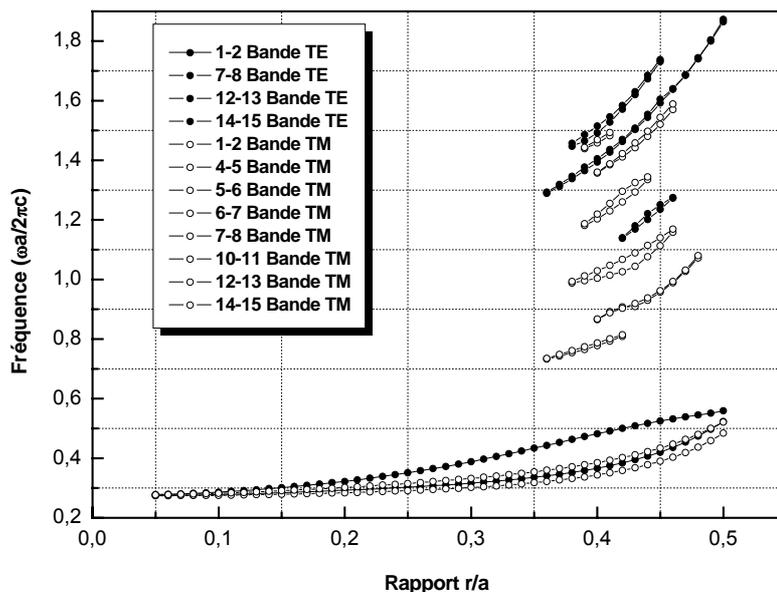


Figure 2.34. Carte des bandes interdites d'une structure hexagonale en mode TE et TM en fonction du rapport r/a pour le tantalate de lithium.

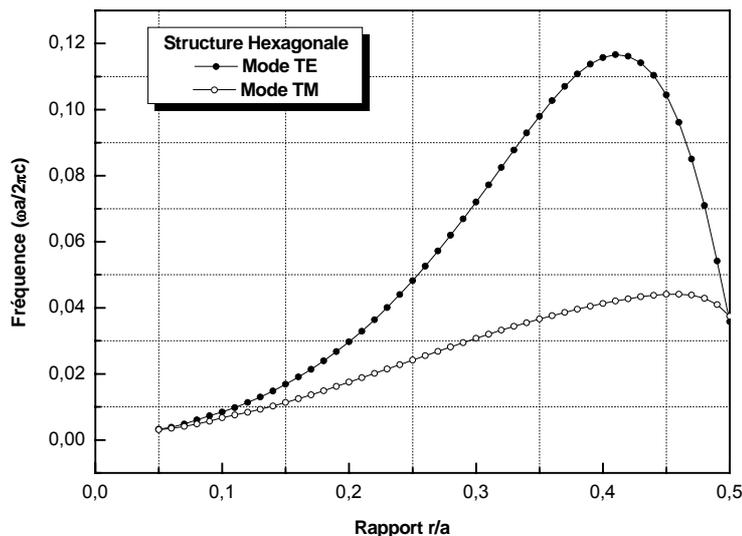


Figure 2.35. Évolution de la largeur de la première bande interdite d'une structure hexagonale en mode TE et TM pour le tantalate lithium.

La courbe de l'évolution de la 1^{ère} BIP (figure 2.35) présente la valeur maximale avec un facteur de remplissage $r/a=0.46$ en mode TM et $r/a = 0.41$ en mode TE. Le diagramme des bandes dans les deux modes correspondant à ces valeurs est représenté en figure 2.36.

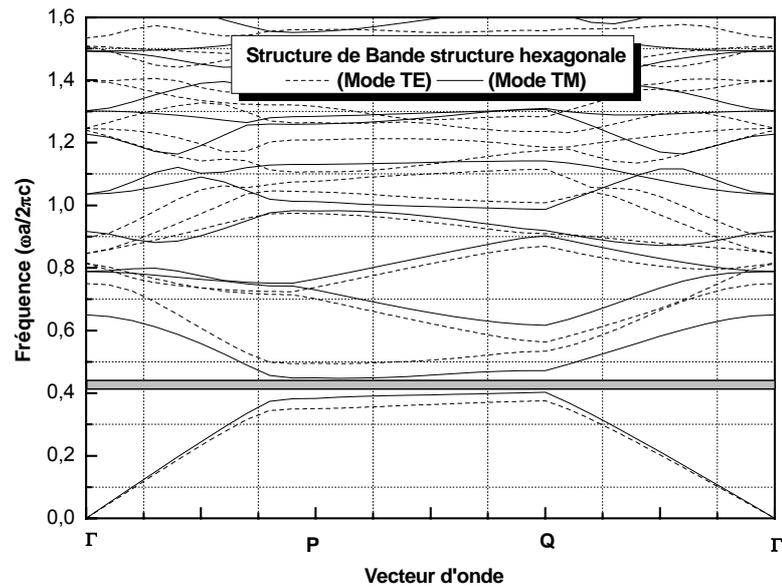


Figure 2.36. Diagramme de bandes d'un réseau hexagonal en mode TE et TM pour les rapports TE : $r/a = 0.41$ et TM : $r/a = 0.46$.

Tableau 2.16. Récapitulatif des bandes interdites pour la structure hexagonale en mode TE et TM. Pour le tantalate de lithium.

N°	Bande	TE	TM
1	(1,2)	BIP ($r/a=0.41$, largeur $\Delta(a/\lambda)= 0.12$)	BIP ($r/a=0.46$, largeur $\Delta(a/\lambda)= 0.04$)
2	(2,3)	Pas de Bande	Pas de Bande
3	(3,4)	Pas de Bande	Pas de Bande
4	(4,5)	Pas de Bande	BIP ($r/a=0.40$, largeur $\Delta(a/\lambda)= 0.01$)
5	(5,6)	Pas de Bande	BIP ($r/a=0.43$, largeur $\Delta(a/\lambda)= 0.01$)
6	(6,7)	Pas de Bande	BIP ($r/a=0.32$, BIP étroite)
7	(7,8)	BIP ($r/a=0.44$, largeur $\Delta(a/\lambda)= 0.02$)	BIP ($r/a=0.43$, largeur $\Delta(a/\lambda)= 0.04$)
8	(8,9)	Pas de Bande	Pas de Bande
9	(9,10)	Pas de Bande	Pas de bande
10	(10,11)	Pas de Bande	BIP ($r/a=0.42$, largeur $\Delta(a/\lambda)= 0.035$)
11	(11,12)	Pas de Bande	BIP ($r/a=0.45$, BIP étroite)
12	(12,13)	BIP ($r/a=0.45$, largeur $\Delta(a/\lambda)= 0.015$)	BIP ($r/a=0.45$, largeur $\Delta(a/\lambda)= 0.02$)
13	(13,14)	Pas de Bande	BIP ($r/a=0.39$, BIP étroite)
14	(14,15)	BIP ($r/a=0.40$, largeur $\Delta(a/\lambda)= 0.02$)	BIP ($r/a=0.40$, largeur $\Delta(a/\lambda)= 0.015$)

On cherche toujours à travailler avec le gap le plus large possible. Cependant nous avons vu qu'il n'était pas toujours judicieux de se placer dans la zone de fort facteur de remplissage car ceci induirait des chevauchements.

De même si les trous ont un diamètre important (choix du rapport r/a et de la bande), nous serons confrontés au problème de fuites hors plan du cristal.

Le tableau (2.17) présente les dimensions de la structure hexagonale avec deux rapports différents.

Tableau 2.17. Dimensions des structures en configuration hexagonale. (1^{ère} BIP).

Structure hexagonale	Largeur de la BIP (Début, Fin) (a/λ)	Fréquence centrale f_0 (a/λ)	Paramètres de la structure	
			$a=f_0 * \lambda$ (μm)	$r = 0.46a$ (μm)
TE	0,099 (0.436-0.535)	0,485	0,752	0,346
TM	0.044 (0.403-0.447)	0.425	0.658	0.303
Structure hexagonale	Largeur de la BIP (Début, Fin) (a/λ)	Fréquence centrale f_0 (a/λ)	Paramètres de la structure	
			$a=f_0 * \lambda$ (μm)	$r = 0.41a$ (μm)
TE	0.119 (0.375-0.494)	0.434	0.673	0.276
TM	0.042 (0.350-0.392)	0.371	0.575	0.235

6.3.2. Calcul de la transmission-réflexion

Les résultats de la figure 2.37 et 2.38 sont obtenus à partir de 15 rangées de trous. La meilleure configuration est une matrice de 15x20 trous d'air, elle présente une bande interdite totale. Notons également, la forte similitude entre la configuration hexagonale et triangulaire en mode TE pour les deux matériaux étudiés.

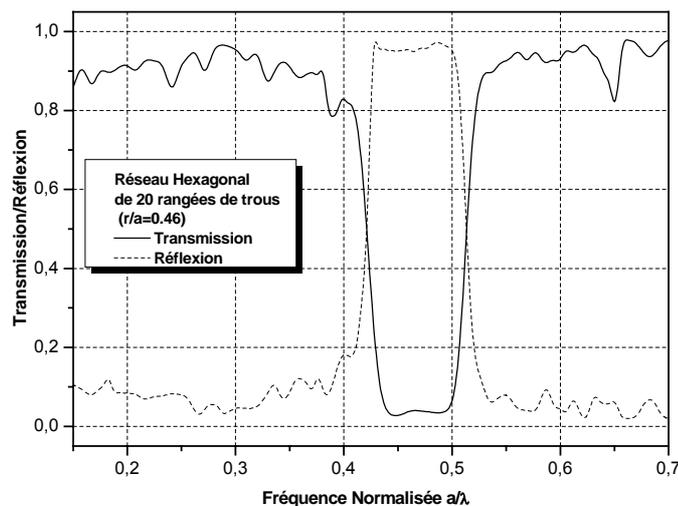


Figure 2.37. Courbes transmission-réflexion d'une structure hexagonale en mode TE 20 rangées de trous.

On peut noter que pour des valeurs la fréquence normalisée comprise entre 0.43 et 0.49 qu'il y a réflexion totale Ce résultat est en accord avec l'intervalle de la bande interdite donnée par le diagramme de bandes en mode TE pour un rapport $r/a = 0.46$.

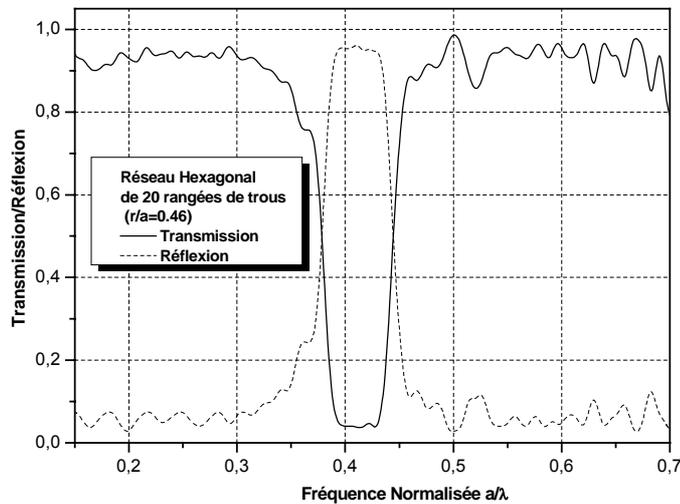


Figure 2.38 Courbes de transmission-réflexion d'une structure hexagonale en mode TM avec 20 rangées de trous et un rapport $r/a = 0.46$.

Les résultats de nos simulations nous montrent que la structure hexagonale donne de meilleurs résultats en mode transverse électrique (TE) et transverse magnétique (TM). L'utilisation d'un facteur de remplissage compris entre 0.40 et 0.46, présente l'avantage de fournir une structure dont la densité des trous n'est pas élevée.

En comparaison avec les courbes de transmission – réflexion du niobate de lithium nous remarquons un léger décalage de la bande interdite qui dépend également du facteur de remplissage r/a .

7. Récapitulatif des résultats obtenus pour le LiTaO_3

Le tableau (2.18) résume les différents calculs réalisés sur le tantalate de lithium avec différentes configurations.

Nous remarquons que les dimensions sont proches de celle du niobate de lithium.

Tableau 2.18. Tableau récapitulatif des dimensions des structures simulées pour le tantalate de lithium en modes TE et TM.

Mode	Type de structure	Largeur de la 1 ^{ère} BIP Début-Fin [a/λ]	Fréquence médiane f_0 [a/λ]	Dimensions de la maille		Dimensions de la structure (Matrice) Nombre de motifs Rayon r (μm)
				Rayon r (μm)	Période a (μm)	
TE	Carrée	Pas de bande	Possibilité d'utilisation de la 4 ^{ème} BIP			
	Triangulaire	0.396-0.496	0.446	0.287	0.692	10X20
	Hexagonale	0.436-0.535	0.485	0.346	0.752	10X20
TM	Carrée	0.383-0.409	0.396	0.294	0.613	10X20
	Triangulaire	Pas de bande	Possibilité d'utilisation de la 6 ^{ème} BIP			
	Hexagonale	0.403-0.447	0.425	0.303	0.658	10X20

8. Transmission dans un Guide W1

Nous avons réalisé des simulations sur une structure de type W1 à motif triangulaire dans le LiNbO_3 telle que présentée sur la figure 2.3. Les résultats obtenus sont rapportés sur la figure 2.39. On constate qu'à l'intérieur de la bande interdite il y a une coupure qui représente une transmission sélective ou un guidage sur une gamme de fréquence très réduite.

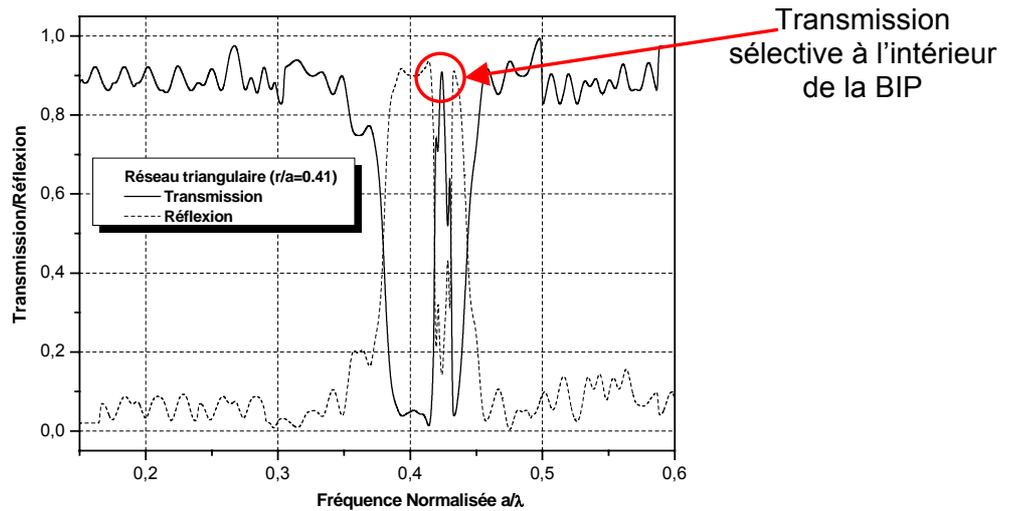


Figure 2.39. Mesure de la transmission-réflexion pour une structure de type W1 en niobate de lithium.

Une combinaison d'une structure photonique avec une ouverture de type W1 ou W2 (omission de trous le long de la direction de propagation) peut s'avérer intéressante pour la réalisation de guide optique photonique.

9. Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté les simulations réalisées pour déterminer les structures des BIPs dans le niobate de lithium (LiNbO_3) et le tantalate de lithium. (LiTaO_3) pour différents types de réseaux de trous (carré, triangulaire, hexagonal).

Pour obtenir une bande interdite totale, la configuration hexagonale est recommandée pour ces deux types de matériaux.

Le calcul de la transmission-réflexion pour les différentes structures nous a permis d'optimiser leurs dimensions.

Une structure idéale peut être réalisée en configuration hexagonale avec un rapport r/a de 0.41 ou 0.46 et une matrice de 15×20 trous.

En outre, il y a une forte similitude entre les résultats obtenus pour le niobate de lithium et le tantalate de lithium, due à celle qui existe entre les indices de réfraction (ordinaire et extraordinaire) des deux matériaux.

Les simulations réalisées nous ont permis de déduire que :

- 1 Un facteur de remplissage trop important pour la configuration carrée ne permet pas d'avoir des résultats précis lors du calcul de la transmission-réflexion ;

- 2 La structure hexagonale présente les meilleurs résultats même avec des facteurs de remplissage élevés.

La recherche d'un compromis entre la largeur de la bande et le facteur de remplissage s'est avérée très importante. Un fort facteur de remplissage qui donne une très forte densité de trous ($r/a = 0.50$) proche de la limite technologique pour la réalisation d'une structure photonique est un obstacle à la réalisation de composant à base de cristaux photoniques.

Cependant, l'utilisation de modes TE dans le cas de la structure carrée et de modes TM pour la structure triangulaire à des bandes interdites de niveau 4 et 6, respectivement, peut s'avérer intéressant de part les dimensions requises (exemple tableau 2.4) lors de la réalisation de structures à cristaux photoniques dans le niobate de lithium et tantalate de lithium.

Chapitre 3

Chapitre 3

Etude du mécanisme d'inscription de réseaux à BIP dans le niobate de lithium (LiNbO_3)

1. Introduction

De nos jours, la fabrication des cristaux photoniques utilise principalement les matériaux semi-conducteurs notamment dans le cas des structures bidimensionnelles dans le Si, le GaAs, le GaN, l'InP,... Cela est dû au fait que les technologies microélectroniques sont facilement transposables dans le domaine de la photonique pour ce type de matériaux [6, 79].

Cependant, l'utilisation de nouveaux matériaux qui possèdent des propriétés spécifiques différentes de celles des semi-conducteurs rend possible la mise au point de nouveaux composants photoniques pour la génération et le traitement de faisceau laser.

Le niobate de lithium (LiNbO_3) est considéré comme l'un des matériaux diélectriques les plus importants grâce à ses propriétés remarquables : électro-optiques, acousto-optiques, optiques non linéaires, ...

En outre, l'intérêt de combiner des cristaux photoniques avec l'optique non linéaire est lié à deux aspects : d'une part l'utilisation des effets non linéaires permet le contrôle direct de la réponse du cristal photonique, de ce fait des composants reconfigurables peuvent être mis au point notamment pour des applications dans le domaine des télécommunications optiques et d'autre part, la structuration des propriétés optiques linéaires et non linéaires des matériaux permet l'ingénierie de la dispersion et donc le contrebalancement de la biréfringence naturelle afin de réaliser un accord de phase «artificiel» dans les processus de génération de signal harmonique. De plus ces structures permettent la localisation du champ électromagnétique qui exalte les interactions optiques non linéaires.

La fabrication de structures sub-micrométriques dans le LiNbO_3 a été récemment rapportée en utilisant la technique d'irradiation par faisceau d'électrons à partir d'un microscope électronique à balayage (SEM) [37], la gravure par faisceau ionique focalisé (FIB) [45] et l'ablation laser femto-seconde [80].

La faisabilité d'un réseau photonique sur du niobate de lithium par irradiation électronique en utilisant un microscope électronique à balayage a été démontrée pour la première fois par S. Massy *et al.* [44]. Ces travaux avaient montré que l'inscription de réseaux BIP dans le LiNbO_3 n'était pas due à l'inversion de la polarisation spontanée du matériau comme on pouvait s'y attendre lors d'un bombardement par faisceau d'électrons [37]. Cependant, ce processus n'est pas encore totalement compris.

Dans ce chapitre, nous présentons l'étude des mécanismes physiques responsables de l'inscription de réseaux à BIP par la technique MEB combinée au système de lithographie électronique ELPHY. Le but étant de trouver les paramètres optimaux (fluence du faisceau et temps d'irradiation) afin d'obtenir un réseau BIP efficace. L'étude est réalisée sur des échantillons de niobate de lithium (z-cut) en utilisant la spectroscopie μ -Raman.

Ces travaux ont été menés en collaboration avec le département photonique de l'institut de recherche Xlim de Limoges.

2. Propriétés du LiNbO_3

Le niobate de lithium (LiNbO_3) est un matériau optique de premier choix. Il permet la réalisation de dispositifs optoélectroniques divers et variés tels que les modulateurs électro-optiques, les transducteurs, les générateurs de seconds harmoniques, les guides d'ondes diélectriques, etc... Cela est dû à ses propriétés physiques (ferroélectriques, pyroélectriques, piézoélectriques, électro-optiques) et optiques non linéaires remarquables. Le LiNbO_3 a été synthétisé pour la première fois en 1966 dans les laboratoires Bell [81]. La technique de croissance la plus utilisée est la technique Czochralski [82], qui consiste en un tirage à partir d'un mélange de LiO_2 et Nb_2O_5 riche en Li [83].

A température ambiante, le LiNbO_3 est un matériau ferroélectrique. Il appartient au groupe d'espace $Rc3$ et sa température de Curie dépend de sa composition. Elle est de l'ordre de 1210°C pour une composition congruente.

La structure cristallographique du Niobate de lithium est rhomboédrique avec 10 atomes par cellule élémentaire. Elle est caractérisée par des plans parallèles d'atomes d'oxygène, formant un hexagone (voir la figure 3.1). Ce dernier correspond à un empilement d'octaèdres d'oxygènes, suivant l'axe ferroélectrique (trigonal). Les hexagones ainsi formés sont remplis pour un tiers par des atomes de lithium, pour un tiers par des atomes de niobium et le reste des sites vacants ($\text{Nb} \square \text{Li Nb} \square \text{Li Nb} \square \text{Li} \dots$)...

Les ions Nb^{5+} sont au centre de l'octaèdre d'oxygène et les ions Li^+ sont au centre des triangles d'oxygènes. En réalité la position des ions Li^+ varie de $0,037 \text{ nm}$ autour des plans d'oxygènes. Dans la phase ferroélectrique, le cristal possède une configuration asymétrique

le long de l'axe \vec{c} , avec pour conséquence la création d'un dipôle permanent (polarisation spontanée) le long de cet axe (figure 3.1).

Le niobate de lithium possède trois plans miroirs faisant un angle de 60° entre eux, sa structure présente donc trois axes de symétrie autour de l'axe c (groupe de symétrie $3m$) comme on peut le voir sur la figure 3.2.

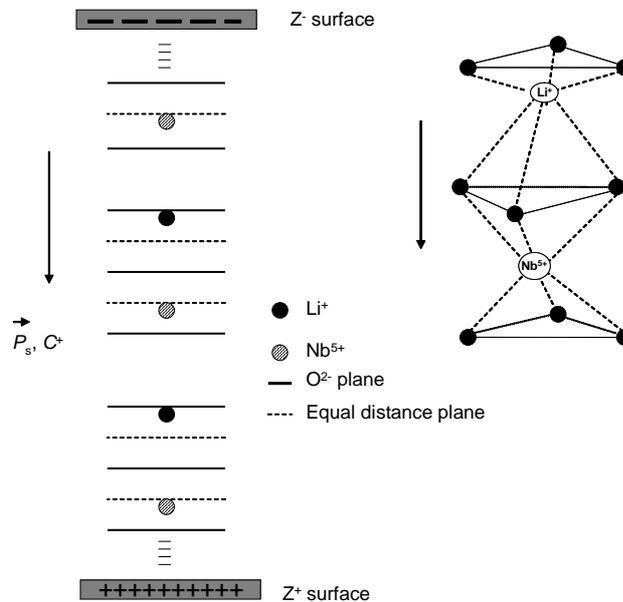


Figure 3.1. Représentation de la cellule du LiNbO_3 à température ambiante indiquant les positions relatives des ions Li^+ , Nb^{5+} and O^{2-} .

Le sens de l'axe \vec{c} est défini en imposant qu'une compression induit des charges négatives par effet piézoélectrique sur la face $c+$ ($z+$). Les propriétés tensorielles du LiNbO_3 sont décrites dans un système de coordonnées cartésiennes, l'axe \vec{z} correspond à l'axe \vec{c} , l'axe \vec{x} est perpendiculaire à l'un des plans miroirs et l'axe \vec{y} est donc contenu dans un des plans miroirs, son sens est déterminé avec la même convention que l'axe \vec{z} , et l'axe \vec{x} est donné de telle sorte que le trièdre $oxyz$ soit direct. La face $c+$ ($z+$) du matériau est définie comme la face du côté des ions Li^+ et Nb^{5+} .

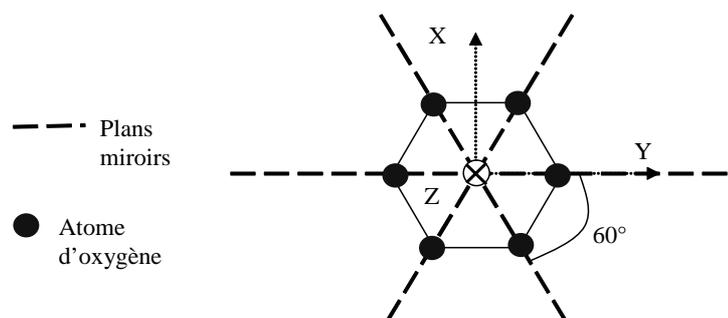


Figure 3.2. Orientation des axes du LiNbO_3 .

La fabrication de structures périodiquement polarisées de LiNbO_3 (PPLN) consiste à réaliser une structure composée de domaines ferroélectriques (figure 3.3), où la polarisation spontanée est de sens opposé d'une zone à l'autre [84]. Pour cela, il est nécessaire d'identifier les faces z^+ des substrats au préalable.

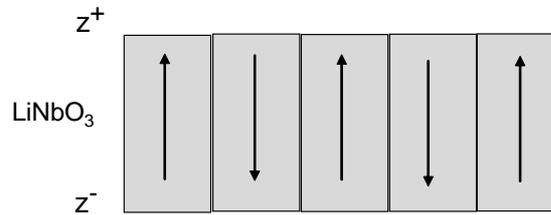


Figure 3.3. Schéma d'une structure PPLN.

Cela peut se faire en utilisant l'effet pyroélectrique. La modification de la température d'un cristal de niobate de lithium, provoque le déplacement des ions lithium et niobium par rapport aux plans d'oxygène. Ce déplacement de charges se traduit par l'apparition d'un courant au sein du cristal. Le changement de la polarisation spontanée du cristal est linéaire en fonction de la variation de température. Il est de l'ordre de $4 \cdot 10^{-5} \text{ C/K} \cdot \text{cm}^2$ [84].

Le courant dû à l'effet pyroélectrique s'exprime sous la forme :

$$\vec{j} = -\frac{d\vec{P}_s}{dt} = -\left(\frac{d\vec{P}_s}{dT}\right)\left(\frac{dT}{dt}\right) \quad (3.1)$$

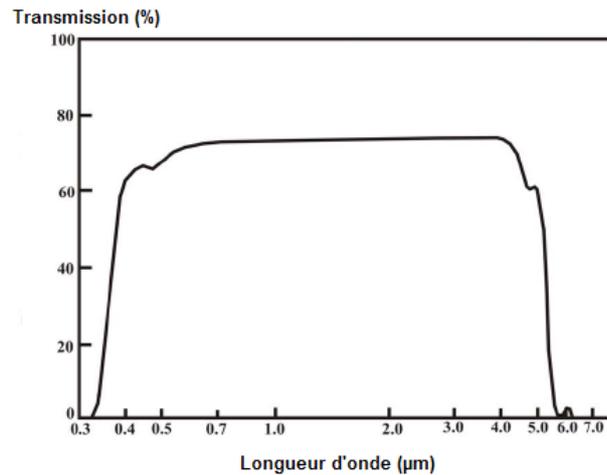
où \vec{P}_s est la polarisation spontanée du cristal.

L'identification des faces z^+ et z^- d'un substrat de LiNbO_3 est obtenue en reliant deux électrodes d'un ampèremètre au cristal chauffé. Le signe du courant mesuré permettra de déterminer chaque face du matériau.

Propriétés optiques

Transparence

Le niobate de lithium possède un large domaine de transparence compris entre $0.4 \mu\text{m}$ et $5.0 \mu\text{m}$ [85]. La figure 3.4 montre la courbe de transmission d'un échantillon de LiNbO_3 [86].

Figure 3.4. Spectre de transmission du LiNbO₃

Le LiNbO₃ est un matériau anisotrope (uniaxe négatif, l'indice extraordinaire est inférieur à l'indice ordinaire). L'axe cristallographique $O\bar{z}$ (l'axe \bar{c} du système hexagonal) est conventionnellement confondu avec l'axe optique. Il lui correspond l'indice extraordinaire n_e . L'indice ordinaire n_o est porté par les axes $O\bar{x}$ et $O\bar{y}$ perpendiculaires à \bar{c} . La variation des indices de réfraction du LiNbO₃ en fonction de la longueur d'onde peut être exprimée par l'équation de Sellmeier (Chapitre 2).

Propriétés optiques non linéaires du LiNbO₃

L'interaction d'une onde électromagnétique de champ électrique \vec{E} avec un milieu optique est gouvernée par la polarisation \vec{P} qui représente la densité de moment dipolaire électrique par unité de volume et traduit le déplacement des charges faiblement liées du milieu sous l'influence du champ électrique.

D'une manière générale, le vecteur déplacement électrique s'écrit:

$$\vec{D} = \epsilon \vec{E} = \epsilon_0 \vec{E} + \vec{P} \quad (3.2)$$

$$\vec{P} = \epsilon_0 \chi \vec{E} \quad (3.3)$$

(\vec{P} est la polarisation induite dans le matériau).

$$\epsilon = \epsilon_0 \epsilon_r = \epsilon_0 (1 + \chi) \quad (3.4)$$

ϵ_0 la permittivité diélectrique du vide, ϵ_r la permittivité relative du diélectrique et χ est la susceptibilité électrique du milieu.

Lorsque le champ \vec{E} est suffisamment intense (de l'ordre du champ inter-atomique), la réponse du milieu (la polarisation) est une fonction non linéaire de l'excitation. Dans ce cas, la polarisation totale du milieu peut s'écrire sous la forme d'un développement limité :

$$\vec{P} = \underbrace{\varepsilon_0 \chi^{(1)} \vec{E}}_{\text{polarisation linéaire}} + \underbrace{\varepsilon_0 \chi^{(2)} \vec{E} \vec{E} + \varepsilon_0 \chi^{(3)} \vec{E} \vec{E} \vec{E} + \dots}_{\text{polarisation non linéaire}} \quad (3.5)$$

$\chi^{(n)}$ le tenseur susceptibilité électrique d'ordre (n).

Le tenseur $\chi^{(1)}$ est le tenseur diélectrique qui représente la réponse linéaire (réfraction et absorption), les termes d'ordre supérieur sont les termes non linéaires. Le terme $\chi^{(2)}$ permet de rendre compte des interactions de deux champs électriques, ou optique et électrique (effet Pockels), ou encore optiques (génération de seconde harmonique, somme ou différence de fréquence, ...).

- **Effet électro-optique**

Les dispositifs électro-optiques utilisent des matériaux où l'indice de réfraction varie en fonction du champ électrique appliqué. L'effet électro-optique (EO), appelé également effet Pockels [87] représente la modification de l'indice de réfraction d'un matériau, qui varie linéairement en fonction du champ électrique externe appliqué E_a :

$$\Delta(n^2) = \chi^{(2)} E_a \quad (3.6)$$

Si la variation de l'indice est quadratique :

$$\Delta(n^2) = \chi^{(2)} E_a + \chi^{(3)} E_a^2 \quad (3.7)$$

L'effet Pockels est un effet linéaire contrairement à l'effet Kerr qui est quadratique. La tension appliquée à une cellule de Pockels pour moduler un faisceau lumineux est beaucoup moins importante que pour une cellule de Kerr.

Les propriétés électro-optiques sont largement utilisées dans la conception de dispositifs à base de guides d'ondes. Dans ce cas, les champs électriques contrôlent l'indice de réfraction des guides, et par conséquent, la phase des signaux lumineux qui se propagent dans ces éléments [87].

Dans le cas du niobate de lithium qui est un cristal non-centrosymétrique, seul l'effet de Pockels se manifeste et l'effet Kerr est négligeable par rapport à l'effet Pockels.

On peut montrer que la variation des indices de réfraction d'un matériau EO peut être donnée par la relation suivante :

$$\Delta\left(\frac{1}{n^2}\right)_i = \sum_{j=1}^3 r_{ij} E_j \quad (3.8)$$

En utilisant la notation contractée de Voigt, et grâce aux propriétés de symétrie du groupe ponctuel 3m, le tenseur EO, du LiNbO₃, r_{ij} peut s'écrire de la manière suivante [87,88]:

$$r = \begin{pmatrix} 0 & -r_{22} & r_{13} \\ 0 & r_{22} & r_{13} \\ 0 & 0 & r_{33} \\ 0 & r_{51} & 0 \\ r_{51} & 0 & 0 \\ -r_{22} & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (3.9)$$

avec : $r_{13} = 10.4$ pm/V, $r_{33} = 38.3$ pm/V, $r_{22} = 6.8$ pm/V et $r_{51} = 32.6$ pm/V @ $\lambda = 633$ nm à température ambiante.

Le niobate de lithium présente l'effet Pockels le plus important d'où son utilisation en optique intégrée comme déphaseur, commutateur, ou séparateur d'états de polarisation [87].

Les modulateurs électro-optiques sont largement utilisés dans les dispositifs optoélectroniques actuels (ex : systèmes de communication et de traitement de l'information).

- **Génération de second harmonique**

Un autre effet optique non linéaire très utilisé dans le LiNbO₃ porte sur la génération de second harmonique (GSH). Il consiste à générer une onde de pulsation double 2ω à partir d'un rayonnement incident de pulsation ω . Cet effet optique non linéaire peut être décrit par l'expression suivante :

$$P_i^{nl} = \varepsilon_0 \sum_{j,k} \chi_{ijk}^{(2)} E_j(\omega) E_k(\omega) \quad (3.10)$$

Avec E_j et E_k les amplitudes des champs électriques de l'onde électromagnétique de pulsation ω . χ_{ijk} tenseur d'ordre 3 des coefficients de génération de seconde harmonique.

En tenant compte des symétries spatiales de la structure de LiNbO₃, et d'après les considérations de Kleinman [89], le tenseur de génération de second harmonique s'écrit dans la notation contractée :

$$\chi^{(2)} = 2 \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & d_{31} & -d_{22} \\ -d_{22} & d_{22} & 0 & d_{31} & 0 & 0 \\ d_{31} & d_{31} & d_{33} & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (3.11)$$

Les valeurs des coefficients varient en fonction du matériau utilisé de, 2,3 à 3.4-6,7 pm/V pour d_{22} , 4.76 à 8.6-10 pm/V pour d_{31} et 30.8 à 32.2 pm/V pour d_{33} . Dans le cas du niobate de lithium nous avons: $d_{31} \cong - 5.44$ pm/V, $d_{22} \cong 2.76$ pm/V et $d_{33} \cong 34.4$ pm/V [85, 86].

3. La technique e-beam

3.1. Principe de la technique e-beam

Dans ce travail nous avons réalisé des cristaux photoniques par irradiation e-beam combinée à une attaque chimique sélective comme rapporté dans les travaux de Restoin *et al.* [37].

Le faisceau d'électrons est obtenu en utilisant un microscope électronique à balayage (MEB) Philips XL 20, associé à un système de lithographie électronique (Elphy Quantum by Raith), délivrant un mode pulsé.

Le fonctionnement du MEB est basé sur l'émission d'électrons délivrés par une cathode et la détection de signaux provenant de l'interaction de ces électrons avec l'échantillon. En pénétrant dans la matière, les électrons perdent progressivement leur énergie cinétique au cours des interactions qu'ils subissent. Ils terminent leur trajectoire lorsque leur énergie devient de l'ordre de celle de l'agitation thermique. Les mécanismes d'interaction prépondérants sont les diffusions élastique et inélastique qui dépendent de la nature du milieu et des propriétés des électrons incidents [90,91].

- **Diffusion élastique** : Ce type de diffusion se produit lorsque la distance d'interaction est grande par rapport au rayon de l'atome; l'interaction a lieu entre l'électron incident et l'atome dans son ensemble. Ce phénomène induit trois types d'effets :
 - effet thermique lié à la vibration des atomes pour de faibles tensions d'accélération des électrons (quelques 100 V) ;
 - effet chimique : rupture des liaisons faibles pour des tensions d'accélération des électrons de l'ordre de 25 kV;
 - effet de déplacement atomique pour des tensions d'accélération des électrons supérieures à 100 kV.
- **Diffusion inélastique** : Ce type de diffusion se produit lorsque la distance d'interaction est du même ordre de grandeur que le rayon de l'atome concerné. L'action du nuage électronique de l'atome est prépondérante. Il y a modification de la structure électronique interne des atomes dans la matière :
 - par un phénomène d'ionisation ou d'excitation de l'atome, avec un transfert d'énergie de quelques eV à quelques dizaine d'eV. L'énergie peut se trouver sous forme d'énergie potentielle de l'atome ou d'énergie cinétique de l'électron éjecté (électron secondaire) ;

- par conversion en énergie de rayonnement électromagnétique par freinage des électrons dans la matière ;
- par excitation des niveaux atomiques profonds.

3.2. Interaction du faisceau électronique avec l'échantillon

La surface de l'échantillon est balayée par un faisceau focalisé d'électrons (accélérés à des tensions généralement comprises entre 10 et 30 kV) qui interagit avec la matière.

Les électrons qui irradient la surface de l'échantillon pénètrent dans le matériau et constituent un volume d'interaction dont la forme dépend principalement de la tension d'accélération (énergie des électrons) et du numéro atomique de l'échantillon.

Dans ce volume d'interaction, les électrons du faisceau perdent leur énergie par collisions multiples avec les atomes du matériau générant ainsi de nombreux phénomènes illustrés sur la figure 3.5.

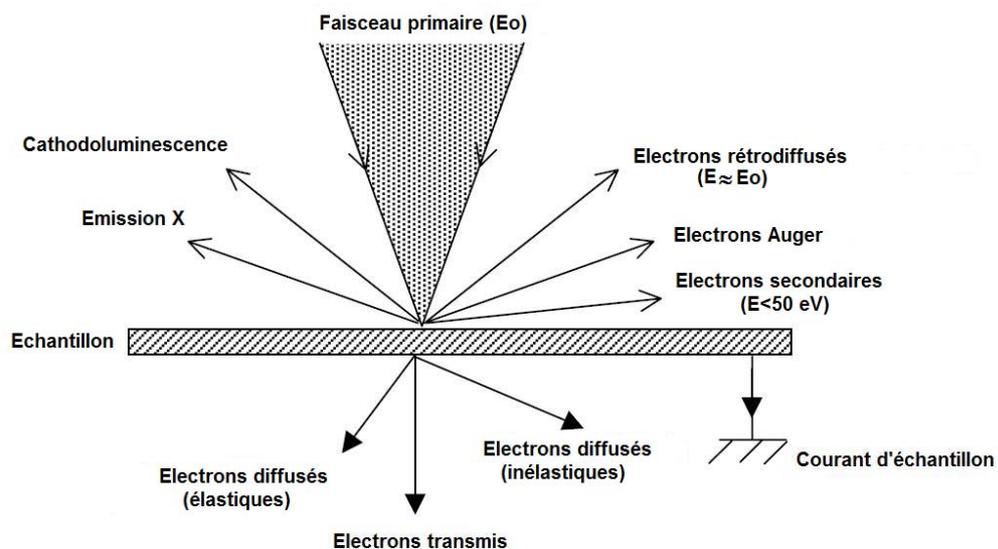


Figure 3.5. Représentation schématique de l'interaction entre un faisceau d'électrons et la surface d'un échantillon.

De ces interactions électrons-matière, de nombreux rayonnements sont produits simultanément et transportent des informations pour l'observation et l'analyse des objets à l'aide de détecteurs appropriés :

- Emission d'électrons secondaires : les électrons de faible énergie (< 50 eV) sont éjectés de l'échantillon, ils sont le résultat d'une interaction inélastique ;
- Emission d'électrons rétrodiffusés (sans perte d'énergie) : les électrons sont détectés après leur sortie de l'échantillon. Les électrons rétrodiffusés sont le résultat d'une

interaction élastique, électron/matière avec restitution de l'énergie électronique sous forme d'énergie cinétique égale ;

- -Emission de rayons X : Le faisceau d'électrons est suffisamment énergétique pour ioniser les couches profondes des atomes et produire l'émission de rayon X ;
- Emission d'électrons Auger: Lorsque l'électron du faisceau incident cède son énergie sous forme d'énergie potentielle dans l'atome excité, la tendance de ce dernier est de revenir à un état fondamental d'équilibre ;
- Cathodo-luminescence : Emission de photons de grande longueur d'onde (ultraviolet, visible) dans le cas où un semi-conducteur est bombardé par un faisceau d'électrons.

Deux des modes les plus utilisés pour obtenir un contraste sont le mode SEI (Secondary Electron Imaging) et BEI (Backscattered Electron Imaging). Le premier est basé sur la collection des électrons secondaires, ce qui permet d'observation d'objet avec une résolution de l'ordre de 2 à 10 nm et le second est basé sur la collection des électrons rétrodiffusés ce mode produit ce qui est appelé une imagerie chimique et sa résolution est moins bonne que le mode SEI. La figure (3.6.) présente le schéma de principe d'un MEB.

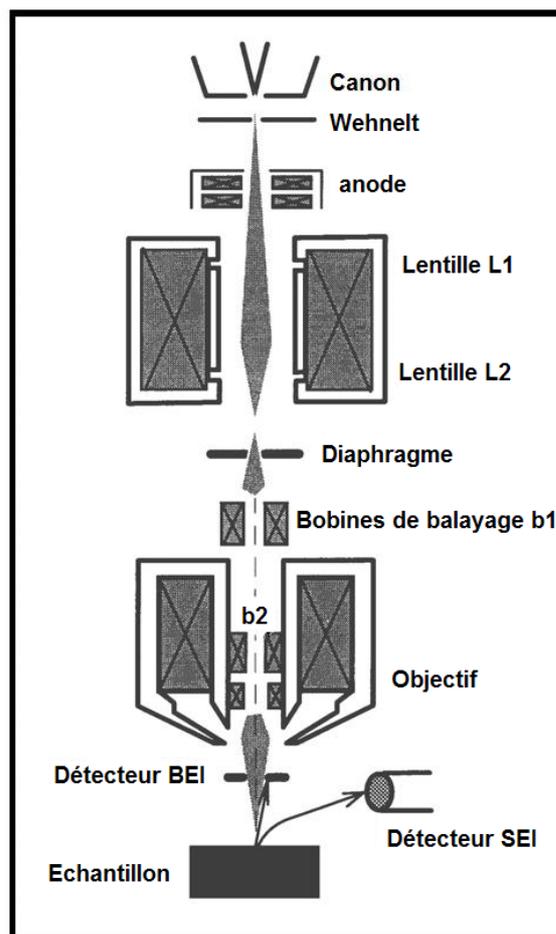


Figure 3.6. Schéma de principe d'un MEB

Afin de graver des structures optiques complexes de dimensions micrométriques ou sub-micrométriques, par irradiation directe, un MEB (Philips XL20) délivrant un mode pulsé associé à un système de lithographie électronique (Raith Elphy Quantum) et un logiciel de pilotage du faisceau ont été utilisés à l'institut de recherche Xlim de l'université de Limoges (France). La figure (3.7.) représente le système utilisé avec la platine, porte échantillon qui a été modifiée pour pouvoir contenir les échantillons de notre étude.

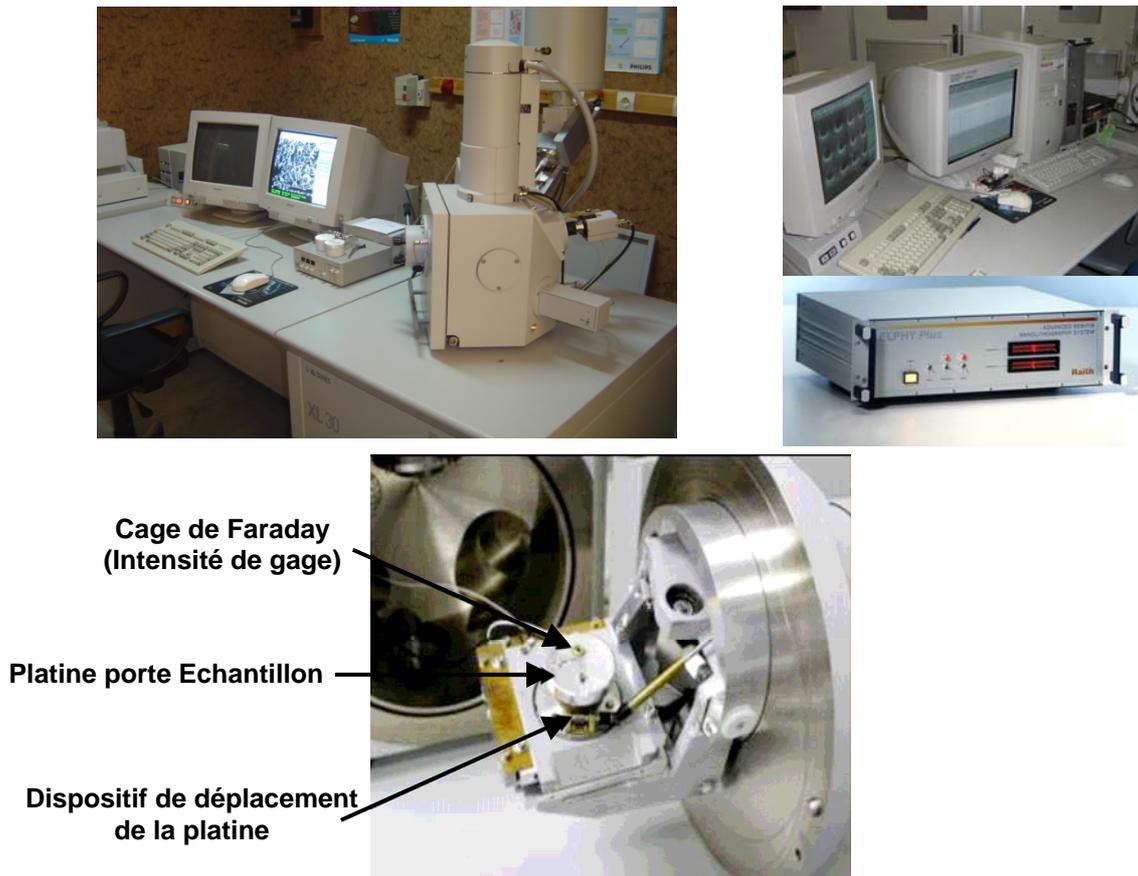


Figure 3.7. Photographie du système EB utilisé dans ce travail.

La technique e-beam a été d'abord utilisée pour l'inversion de domaines ferroélectriques du LiNbO_3 afin de produire des structures PPLN pour le quasi accord de phase (QPM) pour des applications optiques non linéaires [36, 90].

L'irradiation e-beam est réalisée sur la face z négative (z^-) du LiNbO_3 [36,92]. Par conséquent, on doit s'attendre à avoir des domaines z^+ sur la face z^- du cristal. Ces domaines devraient apparaître comme des colonnes après une attaque chimique dans une solution HF d'hydrofluore et d'acide nitrique.

En effet, il est bien établi que la vitesse de l'attaque chimique dépend de la face du cristal. Il est plus rapide sur les faces z^- et y^- que sur les faces z^+ et y^+ (les faces x ne présentent aucune différence due à la symétrie).

Cependant, Restoin et al. [37] ont montré que les paramètres du processus EB influencent fortement la nature et la géométrie de la structure obtenue. En particulier, ils ont indiqué que les caractéristiques de la structure obtenue sont le résultat d'un compromis entre plusieurs paramètres comprenant notamment l'intensité du courant, le temps d'irradiation et l'épaisseur de la couche métallique utilisée pour la double-métallisation de l'échantillon.

A titre d'exemple, il a été trouvé que l'obtention de trous sur la face z- du LiNbO_3 nécessite que cette face soit métallisée avec la même épaisseur que pour la face z+.

A noter que, bien que la technique EB a été utilisée par plusieurs auteurs pour produire une inversion de domaines dans le LiNbO_3 , le mécanisme de l'inversion de domaines n'est pas encore totalement établi et compris. En effet, différents résultats ont été rapportés sur la nature et la géométrie de la zone irradiée. Par exemple, He *et al.* [93] rapportent l'inversion 2D de domaines sur la face z+ du LiNbO_3 par irradiation EB. Des séries de colonnes et de trous ont été observées sur les faces z négative et positive respectivement. Dans cette étude, la structure obtenue est composée de domaines inversés avec un réseau carré. Les domaines inversés sur la face z positive ont une structure hexagonale correspondant à la cellule élémentaire du LiNbO_3 . Restoin *et al.* [37] ont montré que le processus et les paramètres de l'irradiation EB déterminent la nature et la géométrie de la structure obtenue.

Comme il a été précédemment indiqué, dans un processus EB l'optimisation de la densité de charges déposée sur le matériau est un facteur important afin d'obtenir l'allure de la structure désirée. En effet, une densité de charges élevée résulte en une déformation du réseau des domaines inversés alors qu'une densité de charges faible ne produit aucune inversion de domaines. En outre, il serait possible de trouver le seuil d'irradiation à partir duquel l'inversion de domaine se produise.

Cependant, notre objectif est de travailler juste en dessous de ce seuil afin d'éviter l'inversion de domaines et de favoriser la création de structures à trous par attaque chimique sur la face z- du LiNbO_3 . De plus, Il a été démontré que l'obtention de trous (au lieu de colonnes) sur la face z- du LiNbO_3 nécessite de couvrir cette face par la même couche métallique que pour la face z+ [37].

3.3. Interprétation du phénomène : l'effet EBIFE

Pour expliquer l'apparition de trous inattendus (au lieu de colonnes) sur la face z- des échantillons de LiNbO_3 , Massy [44] a suggéré l'hypothèse de EBIFE (Electron Beam Induced Frustrated Etching), par analogie au phénomène LIFE (Light Induced Frustrated Etching) déjà connu dans la littérature [29, 32,94]. Cependant, le phénomène LIFE et l'irradiation e-beam produisent des résultats opposés. Dans le cas de l'irradiation EB, l'attaque chimique post-irradiation semble être accélérée au lieu d'être frustrée comme dans le cas de l'effet LIFE.

Dans ces conditions, l'objectif principal de cette partie de notre travail est de comprendre les phénomènes physiques à l'origine de l'inscription de réseau de trous sur la face z- du niobate de lithium après l'attaque chimique post-irradiation.

4. Préparation des échantillons de LiNbO_3 irradiés e-beam.

4.1. Conditions expérimentales

Pour la réalisation de cristaux photoniques trois étapes sont nécessaires et qui font appel à des technologies très utilisées en microélectronique (figure 3.8):

- (a) Métallisation des faces de l'échantillon ;
- (b) Ecriture des structures par lithographie électronique c.à.d. par faisceaux d'électrons (Electron Beam Lithography) ;
- (c) Gravure des trous par attaque chimique sélective (gravure humide ...) ;

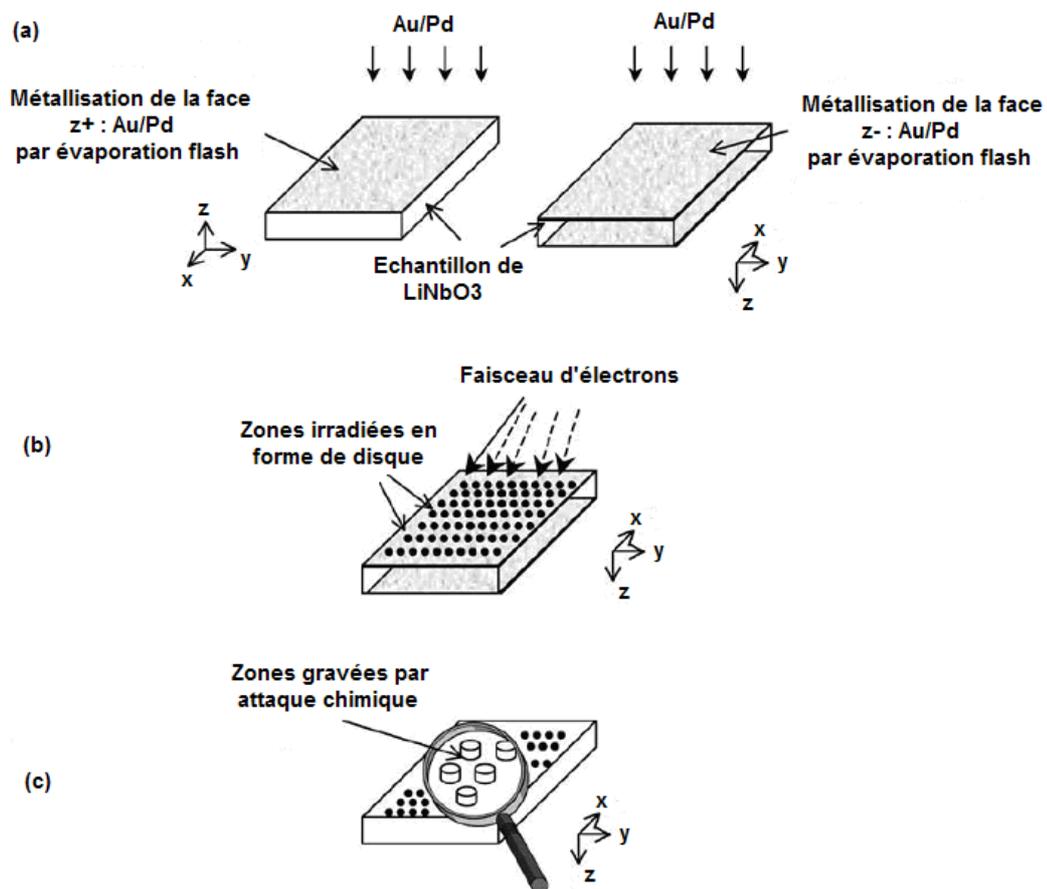


Figure 3.8. Schéma des différentes étapes nécessaires pour la réalisation de structure à BIP dans un cristal de LiNbO_3 , z-cut [37].

A la fin du processus, les structures sont analysées par microscopie électronique à balayage MEB (Scanning Electron Microscopy).

Ce travail a été réalisé au sein de l'institut Xlim de l'Université de Limoges en collaboration avec C. Darraud et B. Fougere. Deux séries d'échantillons de LiNbO_3 congruent orienté z-cut d'épaisseur 0.5 mm ont été préparées. Tous les échantillons de LiNbO_3 utilisés proviennent de Crystal Technology (USA). Les *wafers* de LiNbO_3 sont découpés en échantillons de 5x5 mm². Le matériau est recouvert d'une résine de lithographie afin que les éclats projetés lors de la découpe ne détériorent pas sa surface, puis fixé à un support métallique, par une colle. Le *wafers* est ensuite découpé grâce à un disque diamant. Une fois la découpe effectuée, le support métallique est chauffé afin de faire fondre la résine. Chaque échantillon est trempé dans un bain d'acétone puis rincé à l'eau distillée pour supprimer les couches de résines, les faces z- et z+ sont repérées par une marque. Les paramètres d'irradiation réalisée sur les échantillons sont rapportés sur le tableau 3.1.

Table 3.1. Paramètres d'irradiation EB de LiNbO_3 congruent z-cut.

Zone irradiée	1	2	3	4
Tension (keV)	25			
Courant (nA)	3.5			
Taille du faisceau (nm)	250			
Durée du pulse (ms)	400			
Nombre de pulses	15000	13000	11000	9500
Durée totale de l'irradiation (mn)	100	82	70	60

Des études réalisées antérieurement [36] ont montré que les couches d'au apparaissent les plus efficaces pour la métallisation, l'étalement des domaines inversés est moins important qu'avec des métallisations au carbone, cuivre et titane. Plusieurs épaisseurs de métallisation ont été réalisées (40 à 300 nm) sur les faces z- et z+ par pulvérisation cathodique ou « *sputtering* » [90] qui consiste à bombarder une cathode par un faisceau d'ions obtenus par la décharge d'un gaz tel que l'argon, sous pression réduite (inférieure à 1 mbar) et sous haute tension. Cette couche de métallisation joue le rôle d'électrode et son influence sur le résultat de l'e-beam est importante.

Dans notre travail, une métallisation de 20 nm d'au/Pd a été réalisée sur les deux faces de l'échantillon par évaporation flash. Une fois métallisé, l'échantillon est prêt à l'irradiation. Grâce au logiciel de pilotage du système de lithographie (Elphy Quantum (Raith)), le faisceau d'électrons est déplacé ponctuellement sur la face z- en mode pulsé. Les différents paramètres d'irradiation telles que la distance de travail, la tension d'accélération des électrons, l'intensité reçue par l'échantillon, le diamètre du spot et la durée d'irradiation sont

alors fixés. La distance de travail est importante, elle correspond à la position eucentrique du MEB (12 mm). La position en z de l'échantillon est réglée afin que le faisceau soit focalisé sur la face z- pour une distance de travail de 12 mm, dans le cas contraire, le diamètre du spot sera plus important à la surface de l'échantillon.

La première série d'échantillons irradiés dans les conditions expérimentales du tableau 3.1 n'a pas subi d'attaque chimique afin d'étudier les effets de l'irradiation EB par spectroscopie μ -Raman. La figure 3.9 présente une photographie obtenue par microscopie optique des quatre zones irradiées sur la face z- du LiNbO_3 .

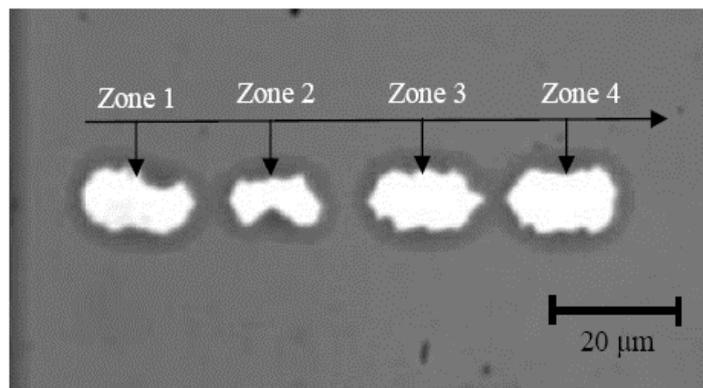


Figure 3.9. Photographie de la face z négative du LiNbO_3 après l'irradiation EB.

La deuxième série d'échantillons a subi une attaque chimique pour révéler le réseau à BIP comme l'indique la figure 3.8. L'échantillon subit une attaque chimique sélective à l'acide fluorhydrique (HF), à température ambiante. Pour l'attaque chimique nous avons utilisé un mélange HF : HNO_3 (1 HF vol. avec 48% + 2 vol. de HNO_3 avec 65%).

La figure (3.10) présente des exemples de structures réalisées dans le niobate de lithium en suivant le procédé e-beam.

On observe les formes géométriques des trous qui ne sont pas circulaires suite aux conditions de réalisation appliquées.

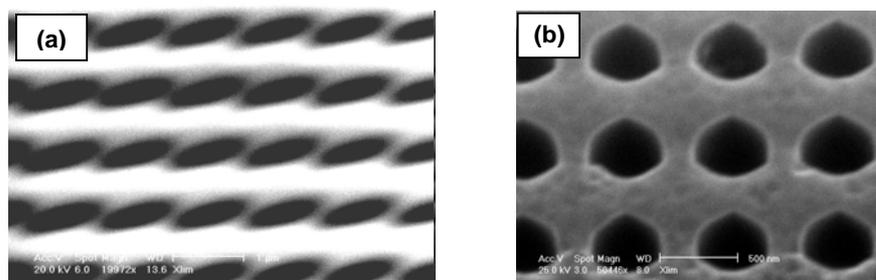


Figure 3.10. Photos MEB de réseaux à BIP fabriqués sur le LiNbO_3 (z-cut) par irradiation EB, les formes géométriques des trous sont différentes, (a) ovale, (b) circulaire.

5. Caractérisation des effets de l'irradiation *e-beam* par spectroscopie μ -Raman

Afin de maîtriser le processus de fabrication de réseau à BIP dans le LiNbO_3 , il est nécessaire d'étudier les effets de l'irradiation EB sur les propriétés physiques du matériau. Cela permettra d'optimiser les paramètres de fabrication et de contrôler, ainsi, les propriétés optoélectroniques du composant à réaliser.

L'objectif de l'étude menée avec Xlim est d'optimiser la fabrication des trous et de trouver les paramètres optimaux en terme de densité de charges et épaisseur et nature de la couche de métallisation afin d'obtenir des cristaux photoniques 2D.

Par conséquent, nous nous sommes d'abord focalisés sur l'étude des effets de l'irradiation EB en utilisant la spectroscopie μ -Raman.

5.1. Principe de la spectroscopie μ -Raman

Le montage micro Raman utilisé est le Labram Dilor Raman spectrometer 10 de Jobin Yvon équipé avec des optiques Olympus HS BX40 (figure 3.11). Le laser d'excitation interne est un He-Ne @ 632 nm (puissance max 18mW), l'utilisation d'un laser externe @ 514 nm est aussi possible (Spectra-Physics Ar+). Le diamètre du faisceau "waist" est de 1 μm pour un grossissement de 100x @ 633nm. La résolution spectrale est d'environ 1.1 cm^{-1} en utilisant un réseau à 1800 traits/mm.

Le filtrage optique de la raie Rayleigh est assuré par un filtre "Notch". Les échantillons à étudier sont montés sur un platine motorisée x-y et le balayage de la zone irradiée est effectué avec la même distance confocale à température ambiante. Ce dispositif offre donc la possibilité d'enregistrer un spectre sur une gamme continue entre 150 et 9000 cm^{-1} grâce à la rotation continue du réseau, une imagerie 2D et 3D est également accessible (table motorisée XYZ grâce à un dispositif piezo-électrique d'auto-focalisation dans la direction Z. L'investigation point par point est assurée par le logiciel Labspec V4.14.

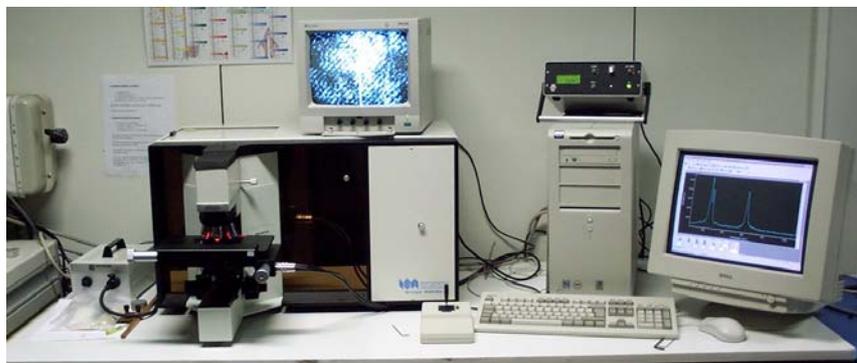


Figure 3.11. Dispositif expérimental du montage μ -Raman utilisé dans ce travail.

De par ses caractéristiques, ce micro spectromètre Labram Dilor est adapté à tous types d'analyse et ne demande aucune préparation particulière de l'échantillon.

La technique micro Raman est une méthode non destructive et précise pour caractériser les matériaux à l'échelle micrométrique. Cette technique a été largement utilisée et une littérature abondante est actuellement disponible sur ce sujet. Cependant, on rappelle ici les principes de base de cette méthode (figure 3.12).

L'effet Raman peut être considéré comme une collision inélastique entre les photons incidents et le réseau cristallin de l'échantillon. Comme résultat de cette collision, les énergies vibrationnelle et rotationnelle des atomes changent. En outre, dans la configuration Raman, une vibration est forcément accompagnée d'un changement de polarisabilité du matériau qui résulte de la déformation du nuage électronique des atomes par le champ électrique de l'onde optique.

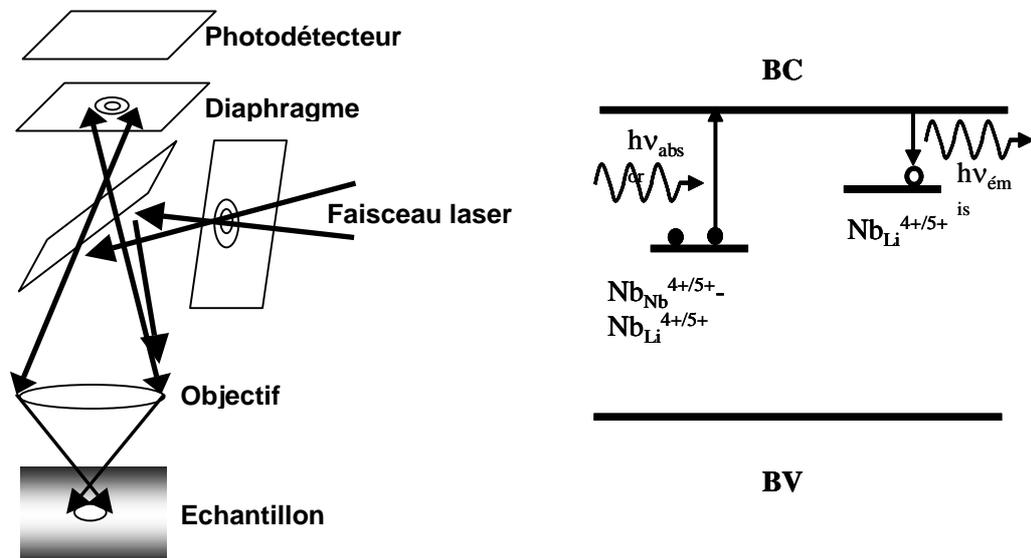


Figure 3.12. Principe de l'effet Raman.

Lors de l'interaction des photons avec la matière, deux processus sont observés :

- La fréquence de l'onde diffusée reste inchangée, on parle dans ce cas de la diffusion Rayleigh (diffusion élastique) ;
- La fréquence de l'onde diffusée est modifiée, par des interactions avec des phonons optiques, c'est le cas de la diffusion inélastique ou effet Raman. Les décalages de fréquences observés entre la fréquence initiale du faisceau incident et les fréquences du spectre de diffusion sont caractéristiques d'une liaison

donnée dans le matériau et correspondent aux fréquences de vibration des ses atomes constitutifs.

Lors de la diffusion inélastique (diffusion Raman), le photon incident peut conduire à la création (diffusion Stokes) ou l'annihilation (diffusion anti-Stokes) d'une vibration (phonon dans un cristal).

La spectroscopie de diffusion Raman permet l'observation des états vibrationnels des réseaux cristallins (ions, molécules) en provoquant des vibrations de la polarisabilité électronique.

Il existe deux types de diffusions :

- La diffusion à angle droit à 90° , où l'onde incidente est perpendiculaire à l'onde diffusée ;
- La diffusion en retour à 180° (rétro-Raman), l'onde incidente est parallèle à l'onde diffusée.

Un exemple de configuration Raman est représenté sur la figure 3.13. Dans le cadre de notre travail, les mesures ont été réalisées dans la configuration rétro-diffusion $Z(xy)\bar{Z}$ et $Z(yy)\bar{Z}$.

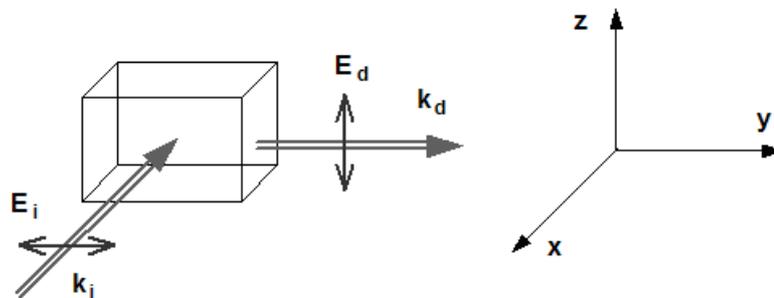


Figure 3.13. Exemple d'une configuration Raman $X(yz)Y$ [95].

A souligner que le LiNbO_3 faisant partie du groupe d'espace $Rc3$, les modes Raman prédits par la théorie du groupe sont $4A_1+9E$ [96]. Ces modes dépendent de l'orientation du cristal par rapport à la direction de propagation de la lumière incidente. De ce fait, seuls les modes $E[TO]$ sont attendus dans la configuration $Z(xy)\bar{Z}$ alors que la configuration $Z(yy)\bar{Z}$ permet d'observer les modes $A_1[LO]+E[TO]$.

5.2. Evolution des spectres micro-Raman en fonction de la zone irradiée

Tout d'abord, nous nous sommes focalisés sur l'investigation de la zone 2 dont un agrandissement est rapporté sur la figure 3.14. Les points A, B, C et D correspondent aux mesures μ -Raman effectuées.

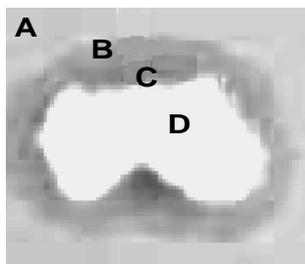


Figure 3.14. Photographie optique de la Zone 2 sur face z négative du LiNbO_3 irradiée par faisceau d'électrons. A, B, C et D indiquent les points de mesures μ -Raman.

Les figures 3.15 et 3.16 montrent les résultats des spectres μ -Raman dans les deux configurations $Z(xy)\bar{Z}$ et $Z(yy)\bar{Z}$. Ces courbes sont relatives à la zone 2. Les mesures sont effectuées à partir de la région vierge non irradiée, (point A) vers le centre de la zone irradiée (point D). Les différents spectres sont comparés à ceux de la zone non irradiée

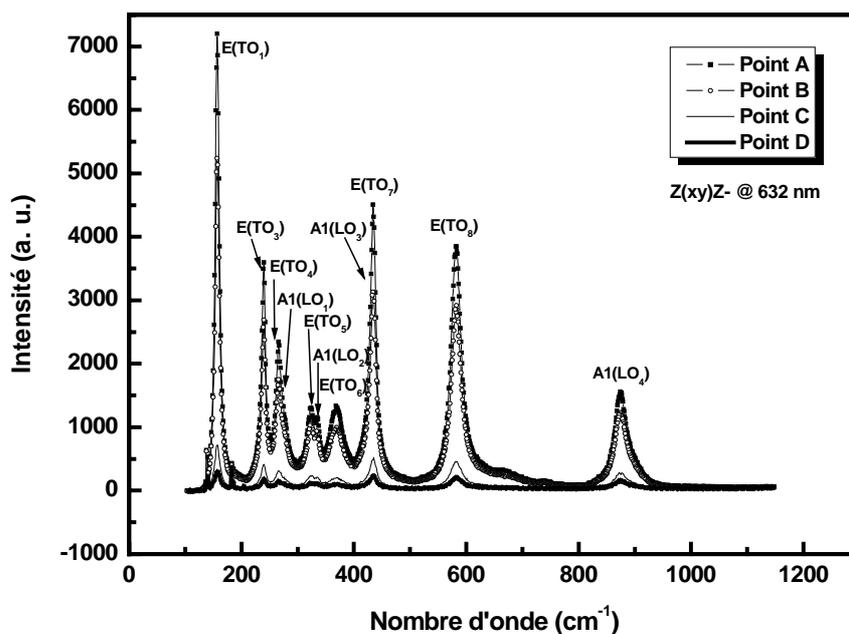


Figure 3.15. Spectres μ -Raman du LiNbO_3 dans la configuration $Z(xy)\bar{Z}$.

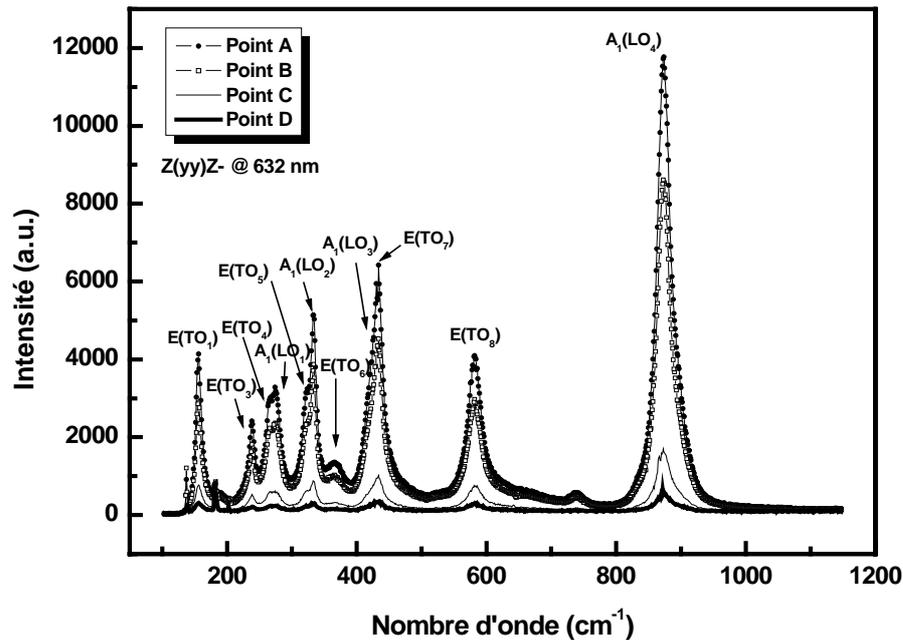


Figure 3.16. Spectres μ -Raman du LiNbO_3 dans la configuration $Z(yy)\bar{Z}$.

Premièrement, les spectres Raman $Z(xy)\bar{Z}$ indiquent l'excitation des modes $E[TO]$ comme prévu par la théorie des groupes et l'activation de quatre modes interdits. Ces derniers sont également détectés dans la configuration $Z(yy)\bar{Z}$. Leurs pics correspondent à des modes $A_1[LO]$ comme indiqué sur les tableaux (3.2) et (3.3). Ce comportement est observé quel que soit le point de mesure. Les tableaux (3.2) et (3.3) montrent également la position des pics Raman ainsi que leurs intensités pour les différents points B, C et D.

En première approche, la comparaison des spectres Raman des figures (3.15) et (3.16) aux spectres de la zone non irradiée (A) montre une réduction progressive de l'intensité des pics à partir de la périphérie vers le centre de la zone irradiée. A noter que l'intensité Raman dépend particulièrement de l'intensité de l'onde incidente, les caractéristiques du spectromètre, la concentration des atomes et de leur polarisabilité ainsi que d'autres facteurs liés à l'environnement (température, pression, ...) du composé à étudier.

Deuxièmement, l'activation des modes interdits dans la configuration $Z(xy)\bar{Z}$ dans le cristal LiNbO_3 a été récemment attribuée à l'apparition d'une polarisation non linéaire due à la

présence d'un champ électrique de charge d'espace [97]. Cette composante additionnelle de la polarisation active les modes interdits $A_1[LO]$.

En outre, la réduction de l'intensité des modes interdits permet de suggérer que le champ électrique interne disparaît au centre de la zone irradiée. Ce phénomène peut être attribué à la présence des défauts chargés négativement (induits par irradiation EB) qui compense en partie ou totalement le champ électrique de charge d'espace qui pourrait être créé sous l'illumination de la lumière incidente. Par conséquent, le champ électrique interne à l'origine de l'activation des modes interdits diminue considérablement ce qui se traduit par une diminution de l'intensité des pics Raman.

Par ailleurs, la comparaison des positions des pics des points B, C et D à celles du point A (région vierge) indique un léger décalage des positions des pics Raman ($\sim 1 \text{ cm}^{-1}$) en particulier au centre de la zone irradiée (point D) dans les deux configurations $Z(xy)\bar{Z}$ et $Z(yy)\bar{Z}$. Le décalage des pics Raman est généralement lié aux déplacements atomiques et aux modifications structurales dues à la déformation de la maille élémentaire du matériau provoquée par des défauts et/ou des impuretés intrinsèques et aux vacances dans le cristal. Ce phénomène a été attribué à un processus de relaxation.

Tableau 3.2 Positions et intensités des pics Raman pour les points (A), (B), (C) et (D) dans la configuration $Z(xy)\bar{Z}$. Les positions sont données en cm^{-1} et les intensités en u. a. ; les positions des pics sont comparées à celles des points A (point vierge).

Pics	Point A		Point B		Point C		Point D	
	Position	Intensité	Position	Intensité	Position	Intensité	Position	Intensité
$E(TO_1)$	156.47	7201	0	5236	0	718	0	304
$E(TO_3)$	239.80	3597	0	2687	0	411	0	189
$E(TO_4)$	265.89	2345	0	1748	0	314	0	152
$E(TO_5)$	324.22	1303	0	1059	+1	237	+1	120
$A1(LO_2)$	334.97	1155	-1	937	-1	213	-2	115
$E(TO_6)$	368.16	1339	+1	994	+1	204	+1	96
$A1(LO_3)$	428.73	2625	+1	2180	+2	469	+1	176
$E(TO_7)$	434.02	4506	0	3130	+1	512	+2	236
$E(TO_8)$	582.28	3850	0	2916	-1	459	-1	212
$A1(LO_4)$	874.07	1558	0	1227	-2	282	-2	163

Tableau 3.3. Positions et intensités des pics Raman pour les points (A), (B), (C) et (D) dans la configuration $Z(yy)\bar{Z}$. Les positions sont données en cm^{-1} et les intensités en u. a.; les positions des pics sont comparées à celles des points A (point vierge).

Pics	Point A		Point B		Point C		Point D	
	Position	Intensité	Position	Intensité	Position	Intensité	Position	Intensité
$A1(LO_1)$	274.13	3287	+1	2368	0	614	+1	238
$A1(LO_2)$	333.46	5136	0	3874	-1	876	+1	303
$A1(LO_3)$	430.42	5941	+1	4350	0	945	+2	335
$A1(LO_4)$	873.67	11768	-1	8610	-1	1699	-2	643

La figure 3.16 montre l'évolution de l'intensité des pics Raman de LiNbO_3 . Elle confirme la réduction progressive et importante de l'intensité de tous les pics de la périphérie au centre de zone.

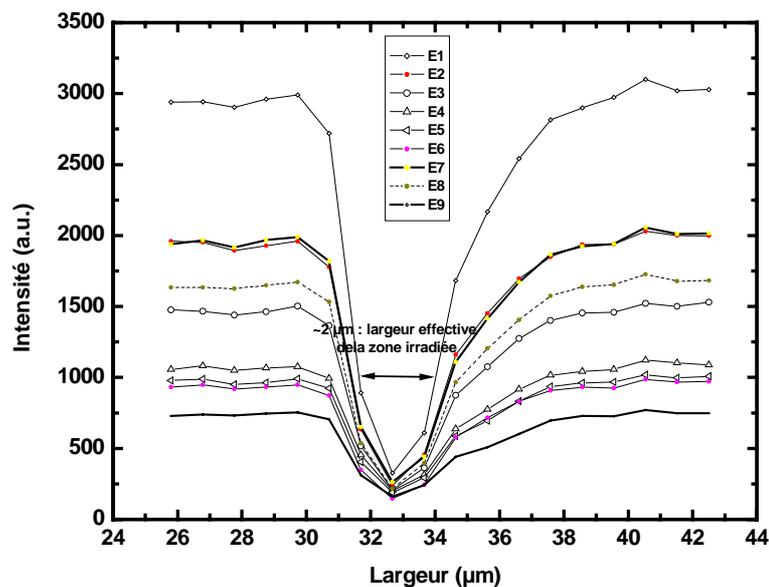


Figure 3.16. Variation des intensités des pics Raman à travers la zone irradiée.

A ce stade de la discussion, on peut souligner que la présence des défauts négativement chargés dans la maille élémentaire du LiNbO_3 après l'irradiation EB (dans les conditions expérimentales précédemment mentionnées) induit des modifications de la polarisabilité du matériau et également un léger déplacement des atomes qui modifient à leur tour leur environnement dans la maille du cristal.

Cependant, afin d'aller plus loin dans notre discussion, il est important de considérer nos résultats dans le contexte général des effets de l'irradiation du LiNbO_3 par faisceau d'électrons.

Dans le cristal LiNbO_3 , l'ordre d'empilement est $\text{Nb-Li-}\square\text{-Nb-Li}\dots$ (\square dénote un site vacant) comme indiqué sur la figure 3.1. Il y a trois genres d'octaèdres constitutifs dans la structure cristallographique du LiNbO_3 , le LiO_6 , le NbO_6 et le $\square\text{O}_6$. Dans un cristal mono domaine et bien orienté, les cations de Nb^{5+} sur l'axe z sont déplacés vers le haut du centre de son octaèdre NbO_6 tandis que le cation de Li^+ est déplacé vers le bas du centre de son octaèdre LiO_6 (figure 3.1).

Intéressons-nous au processus d'inversion des domaines ferroélectriques par irradiation e-beam. Lorsque le LiNbO_3 est irradié par un faisceau d'électrons, les électrons déposés sur la surface négative (z^-) du cristal produisent un champ électrique dans la direction opposée à la polarisation spontanée (figure 3.17). Si ce champ électrique est plus important que le champ coercitif de LiNbO_3 , il agira en tant que champ de «poling» local [98].

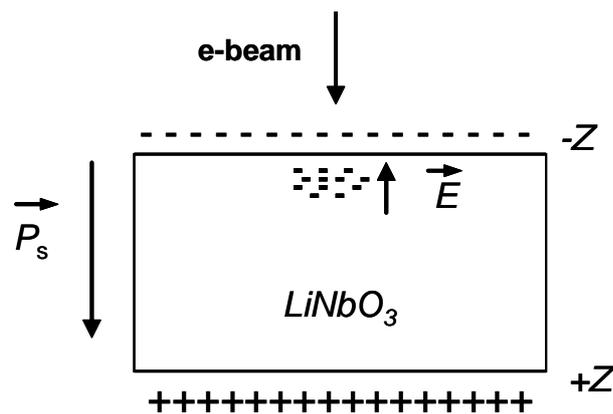


Figure 3.17. Dépôt des charges négatives provenant du faisceau d'électrons sur la face z^- du LiNbO_3 . Un champ électrique induit est créé à la surface dans le sens opposé à la polarisation spontanée du matériau.

Par conséquent, une inversion de domaine ferroélectrique apparaît près de la surface z^- à cause du déplacement d'ions de Li dans la direction de z^+ . Dans ce type d'expérience, la surface de z^+ de LiNbO_3 est métallisée par une couche d' Au/Pd tandis que la face z^- reste non-métallisée. A noter que l'inversion de domaine se produit seulement quand le champ local induit est du même ordre de grandeur du champ coercitif du LiNbO_3 . Ce champ électrique élevé est obtenu dans le cas de densité de charges élevée. Restoin *et al.* [37] ont rapporté que la fluence du faisceau d'électrons doit être au-dessus de $0.128 \mu\text{C}/\text{cm}^2$ afin d'obtenir une inversion de domaine et qu'un courant très fort reçu par l'échantillon (14 nA) induit des fissures. Le courant étant directement lié à la vitesse de balayage, les deux

paramètres doivent être ajustés ensemble pour obtenir une inversion de domaines ferroélectriques.

En outre, la profondeur de pénétration des électrons dans le cristal LiNbO_3 dépend de l'énergie du faisceau EB. Par exemple pour une tension d'accélération de 25 kV, la profondeur estimée est environ 3 μm [44, 93] et il est possible de montrer qu'un champ électrique élevé peut être produit par effet de pointe (sous la surface de l'échantillon).

A titre d'exemple, dans l'expérience de Nutt et al. [98], toute la charge déposée était environ 10^{-10} C/cm², ainsi l'intensité de champ à la profondeur de 5 μm a été trouvée environ 108 V.m⁻¹. Cette intensité du champ électrique est du même ordre de grandeur que celle des champs de polarisation dans les matériaux ferroélectriques et peut produire une inversion de domaines près de la surface qui peut se propager dans toute l'épaisseur de l'échantillon.

Xue et al. [99] ont proposé que pendant le processus d'inversion de domaines du LiNbO_3 , le cation Nb^{5+} se déplace parce que rien n'empêche le transfert à partir d'une moitié d'octaèdre à l'autre. Le transfert de Nb^{5+} résulte en une diminution de la barrière d'énergie permettant à l'ion Li^+ de faire un saut à travers la face de l'octaèdre. La diminution de la distance entre les cations de Nb^{5+} et de Li^+ a comme conséquence l'augmentation de leur force de répulsion qui provoque un déplacement du cation Li^+ loin du cation de Nb^{5+} . Zhang et al [100] ont établi que Nb^{5+} se déplace lentement tandis que les cations de Li^+ se déplacent plus rapidement et le déplacement des positions de Li est beaucoup plus grand. Par conséquent, la structure de domaine des cristaux LiNbO_3 est étroitement liée à la position des cations de Li^+ dans la maille du cristal.

Cependant, dans nos expériences où les structures à BIP consistent en un réseau de trous créé sur la face z- de l'échantillon, la quantité des charges accumulées dans le cristal a été rigoureusement réduite. Pour cela et parce que la réduction du temps d'irradiation jusqu'à moins d'une seconde est difficile, nous avons couvert la face z- par la même couche métallique que celle déposée sur la face z+ afin d'évacuer l'excès des électrons. Comme précédemment indiqué, une couche métallique de 20 nm permet de produire une structure de trous au lieu de l'inversion de domaine quand l'échantillon est chimiquement attaqué par HF.

Par conséquent, le champ électrique induit est beaucoup plus faible que le champ coercitif du LiNbO_3 . Cela est en accord avec nos expériences qui montrent bien l'apparition de trous sur la face z- après l'attaque chimique (si c'était une inversion de domaine, des domaines de z+ apparaîtraient sur la face z négatif se traduisant par des tiges après l'attaque chimique).

A souligner que dans le cas d'un cristal stœchiométrique, les paramètres d'irradiation devraient être modifiés du fait que son champ coercitif est plus faible que pour un cristal congruent.

La spectroscopie Raman étant sensible à n'importe quelle variation de la position atomique dans l'échantillon, nos résultats suggèrent donc que l'irradiation par faisceau d'électrons du LiNbO_3 , dans les conditions expérimentales déjà rapportées dans le tableau 3.1, produit principalement un léger déplacement des ions Li^+ , et, vraisemblablement un déplacement des ions Nb^{5+} suffisant pour modifier la polarisabilité du matériel mais insuffisant toutefois pour produire une inversion de polarisation. De plus, le champ électrique créé par la présence des défauts négativement chargés dans le cristal pourrait induire une légère variation de l'indice de réfraction par effet EO qui compense ou même annule l'effet photo-induit dû à l'exposition de l'échantillon à la lumière pendant les mesures μ -Raman.

Afin de poursuivre notre discussion, on doit également considérer les conséquences de telles hypothèses sur le mécanisme de l'attaque chimique après l'irradiation EB.

Concernant ce sujet, les premiers travaux ont étudié les caractéristiques différentielles de gravure HF entre les faces z^+ et z^- du LiNbO_3 . Ces études ont établi que la face z^+ est immunisée contre l'attaque chimique tandis que la face z^- s'attaque dans l'acide $\text{HF}:\text{HNO}_3$ avec un taux approximatif de $1 \mu\text{m/h}$ à la température ambiante [101, 102]. La raison pour laquelle les cristaux LiNbO_3 peuvent être chimiquement attaqués est que les ions Nb^{5+} et Li^+ peuvent être extraits avec succès à partir de la maille cristallographique par des solutions acides appropriées.

Par conséquent, le processus de l'attaque chimique dans le LiNbO_3 est déterminé par la capacité des groupes anioniques tels que HF^{-2} ou NO_3 à approcher des cations de Nb^{5+} et de Li^+ plus efficacement [101, 102]. Xue *et al.* [102] ont rapporté que la face z^- de l'octaèdre LiO_6 est facilement attaquée par les groupes anioniques dans la solution de gravure de même que la face z^- de l'octaèdre NbO_6 cela étant dû à la liaison chimique relativement faible de ce côté. En outre, comme rapporté par Sones *et al.* [101], la gravure chimique est initiée par protonation de la surface. On en déduit que l'attaque chimique de la face z^- est une conséquence d'une absorption plus facile des charges positives présentes dans l'acide HF. Le taux de gravure chimique augmente avec la concentration des protons dans la solution acide.

Le modèle proposé souligne que la gravure chimique est beaucoup plus rapide sur la face z- du cristal parce qu'une surface chargée négativement favoriserait le phénomène de protonation. Ce mécanisme suggère que la gravure chimique dans une solution HF implique une déshydroxylation de la surface chargée négativement par l'attaque de protons suivie d'une interaction électrostatique accrue des charges positives au niveau de la surface de l'échantillon [101, 102].

De cette discussion, il résulte que la présence des charges négatives sur la face z- du cristal LiNbO_3 dans les conditions expérimentales spécifiques (comme rapporté dans notre travail) est de nature à favoriser le phénomène de *protonation* et donc à accélérer la gravure chimique dans les régions de dépôt de charge d'électrons (e^-). De plus, comme précédemment indiqué, le champ électrique local produit un léger déplacement des cations de Nb^{5+} et/ou de Li^+ , produisant une modification de l'arrangement atomique local dans le cristal.

Par conséquent, la combinaison de ces effets accélère la gravure chimique HF des zones irradiées par faisceau d'électrons et favorise la création des trous sur la face z-. Il apparaît également que la présence des charges négatives (à des doses faibles) sur la face z- de LiNbO_3 pourrait "guérir" les défauts intrinsèques du cristal congruent du LiNbO_3 au centre de la zone irradiée par EB.

Pour finir, les mesures effectuées sur les autres zones (1, 3 et 4 de la figure 3.9) irradiées ont indiqué le même comportement que celui de la zone 2 qui vient d'être discuté. Cela indique que les conditions expérimentales utilisées pour ces quatre zones sont dans une gamme produisant presque les mêmes effets. Par conséquent, il serait extrêmement intéressant d'utiliser des conditions expérimentales en dehors de cette gamme (au-dessous ou au-dessus comme l'indique la figure (3.18) pour pouvoir établir, d'une part les frontières des paramètres d'irradiation qui permettent d'obtenir des trous et, d'autre part pour consolider ou enrichir les explications données pour comprendre rigoureusement les phénomènes chimiques et physiques fondamentaux menant à la variation locale possible de composition chimique. De la même manière, l'utilisation de LiNbO_3 stoechiométrique pourrait également clarifier certaines des hypothèses évoquées dans ce travail.

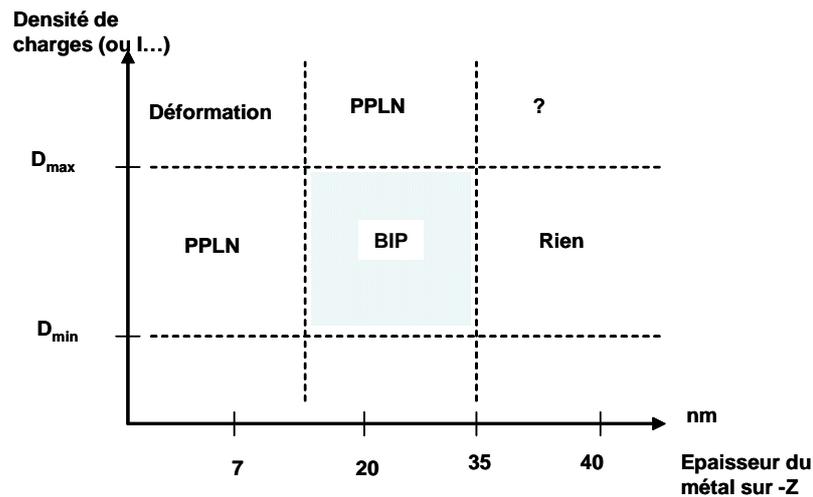


Figure 3.18. Représentation schématique de la zone d'investigation des paramètres d'irradiation (densité et épaisseur de métallisation) pour obtenir un réseau à BIP dans le LiNbO_3 .

Finalement, il est important d'indiquer que les mêmes expériences de micro-Raman ont été entreprises en utilisant une source laser émettant à 514 nm. A titre indicatif la figure 3.19 rapporte les spectres μ -Raman de la zone 2 dans la configuration $z(yy)\bar{z}$. Cette étude confirme les résultats précédemment rapportés.

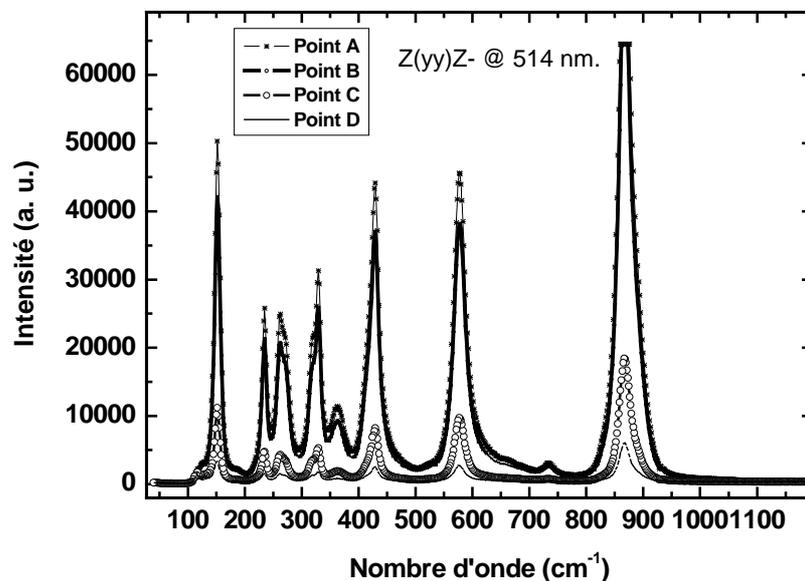


Figure 3.19. Spectre μ -Raman de la zone 2 du LiNbO_3 irradiée par faisceau d'électrons. Cas de la configuration $z(yy)\bar{z}$ @ 514 nm.

Il apparaît clairement que les modifications au centre des zones irradiées sont plus importantes que dans le reste de la zone.

5.3. Le phénomène EBISACE

Le phénomène étudié et discuté précédemment pourrait être considéré comme une attaque chimique sélective accélérée induite par faisceau d'électrons (EBISACE, *Electron Beam Induced Selective Accelerated Chemical Etching*) [103]. Dans ce cas et dans les conditions expérimentales spécifiques, l'inversion de domaine est frustrée par l'utilisation d'une double métallisation et la gravure chimique sélective accélérée de la face z- est due à la présence des charges négatives. Cet effet *EBISACE* est vraisemblablement à l'origine de l'inscription de structures à BIP dans LiNbO_3 en utilisant la technique d'irradiation par faisceau d'électrons.

5.4. Evolution des spectres micro-Raman dans le temps

Lors de notre étude du phénomène d'inscription de structures à BIP, nous nous sommes intéressés à l'évolution des zones irradiées au cours du temps. Les observations effectuées montrent une disparition complète des tâches représentant les zones irradiées après quelques semaines (figure 3.20).

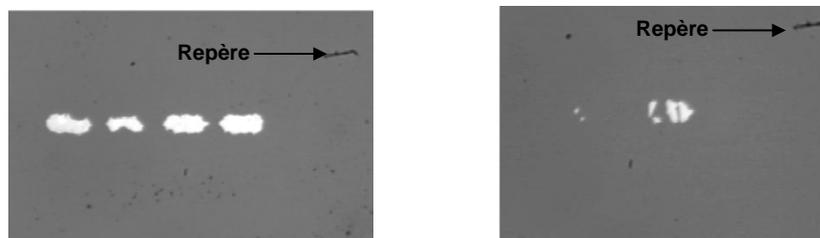


Figure 3.20. Photos au microscope optique de l'évolution des zones irradiées sans attaque chimique en fonction du temps.

- a) Première semaine après irradiation
- b) 3^{ème} semaine après irradiation

Des mesures μ -Raman ont été réalisées sur cet échantillon et plus exactement sur la zone D (la plus irradiée) durant la première semaine et deux semaines après l'irradiation. Les résultats sont rapportés sur la figure (3.21). Ils indiquent une évolution importante des spectres μ -Raman après une semaine.

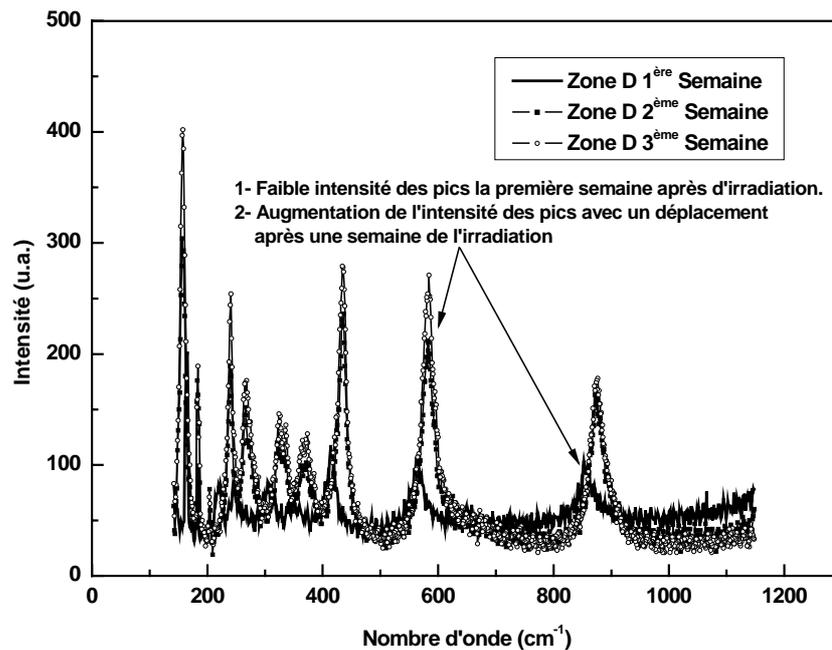


Figure 3.21. Evolution dans le temps des spectres μ -Raman de la zone 2 du LiNbO_3 irradiée par faisceau d'électrons. Cas de la configuration $z(yy)\bar{z}$

De plus, on observe un déplacement des pics Raman des deux courbes mesurées après une et deux semaines par rapport à celle mesurée après l'irradiation. Le décalage des pics Raman comme nous l'avons déjà expliqué est généralement lié aux déplacements atomiques et aux modifications structurales dues à la déformation de la maille élémentaire du matériau provoquée par des défauts et/ou des impuretés intrinsèques et aux vacances dans le cristal. Il est vraisemblable que cet effet soit dû à un phénomène de relaxation qui permet au matériau de retrouver son état structural initial d'avant l'irradiation.

Cette partie de notre étude montre également qu'à partir d'un seuil d'irradiation, l'attaque chimique est moins efficace et l'obtention de trous dans le niobate de lithium n'est plus possible. A titre d'exemple, la figure (3.22) montre une structure dont le temps d'irradiation n'a pas été suffisant (coupure avant la fin du processus avec moins de 200 pulses dans les mêmes conditions du tableau 3.4). Il apparaît que pour moins de 300 pulses (durée d'un pulse 400 ms), l'effet de l'irradiation par e-beam sur le niobate de lithium est réduit et ne permet plus de graver suffisamment le matériau pour obtenir une structure photonique.

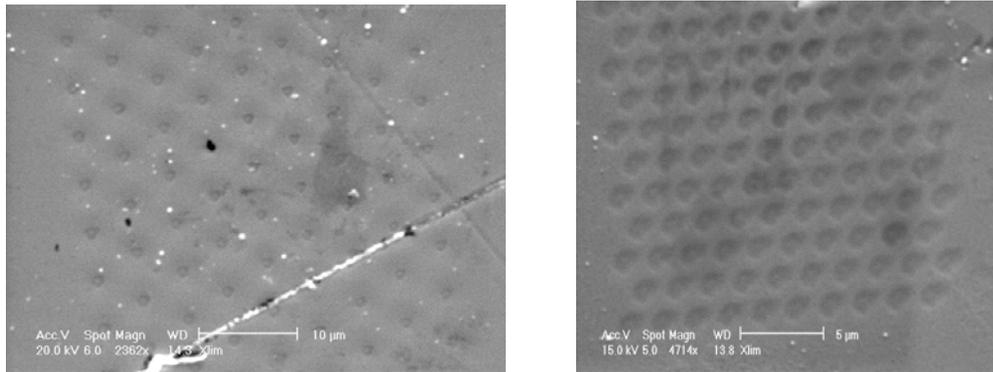


Figure 3.22. Structures incomplètes après attaque chimique, dans le niobate de lithium

5.5. Exemples de réalisation de structure BIP sur le niobate de lithium

Suite à cette étude, nous pouvons dire que pour la réalisation de cristaux photoniques dans le niobate de lithium certaines valeurs de paramètres du processus sont prédominantes.

L'épaisseur optimale de la couche métallique est de 20 nm. Pour cette valeur, les trous produits ont un diamètre variable en fonction de la durée des irradiations. Ces résultats montrent également que le diamètre des trous varie avec l'augmentation de la tension d'accélération du faisceau EB dans certaines conditions expérimentales [44]. Nos travaux confirment ces résultats et nous ont permis d'améliorer les paramètres de réalisation de structures à cristaux photoniques. A titre d'exemple, les structures de la figure (3.23) sont réalisées avec les paramètres suivants:

- La métallisation Au/Pd est réalisée sur les deux faces (z- et z+) avec une épaisseur de 20 nm.
- Les paramètres qui nous ont conduit à la réalisation nos différentes structures (figure 3.21 et 3.22) sur le LiNbO_3 sont résumés dans tableau 3.4.

Intensité	2.5-3.5 nA
Energie	25 keV
N Pulses	540
Durée Pulse	400 ms
Ø Spot	250 nm

Tableau 3.4. Paramètres de réalisation de structures à cristaux photoniques dans le niobate de lithium

- L'attaque chimique HF est réalisée dans les proportions (1 vol HF + 1 vol HNO₃) pour une durée de 30 mn à température ambiante.

Des exemples de structures réalisées sur le niobate de lithium sont présentés sur la figure 3.23.

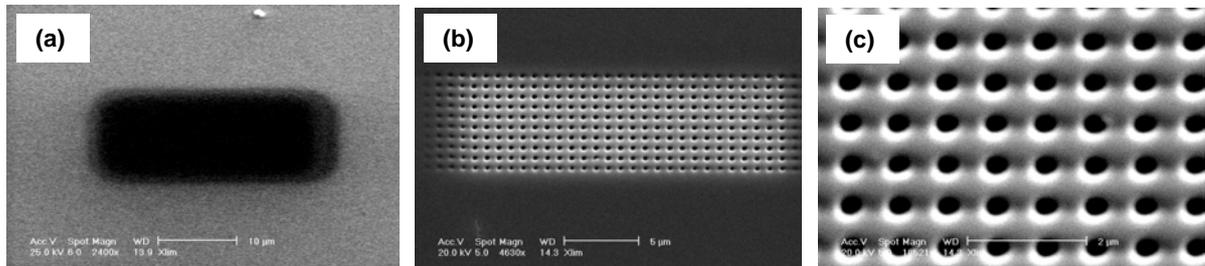


Figure 3.23. Photos MEB d'un réseau à BIP fabriqué sur le LiNbO₃ (z-cut) par irradiation EB (a) avant attaque chimique, (b) et (c) Réseau carré de trous sur guide implanté He⁺ (Période 740- 800 nm et d=380-400 nm) ($r/a \approx 0.25- 0.35$).

6. Conclusion

Dans ce travail, nous avons présenté une étude sur la modification microstructurale induite dans le LiNbO₃ par irradiation par faisceau d'électrons en utilisant la technique μ -Raman.

Les résultats de notre étude indiquent que dans les conditions expérimentales spécifiques, la présence des charges négatives sur la face z- du cristal déplace légèrement des cations de Nb⁵⁺ et/ou de Li⁺ et modifie l'arrangement atomique local dans le cristal. Ces effets combinés pourraient être à l'origine du mécanisme de gravure chimique sélective accélérée induite par faisceau d'électrons (*EBISACE*) utilisée pour la réalisation des structures à BIP par la lithographie électronique sur ce matériau. Une meilleure compréhension de ce processus *EBISACE* pourrait nous permettre de concevoir et de réaliser exactement la structure à BIP pour l'application visée.

Nous avons présenté aussi dans ce chapitre les meilleures conditions de structuration qui nous ont permis de réaliser nos structures sur des échantillons de niobate de lithium associés à des guides optiques obtenus par implantation He⁺(Plan et canal) objet du chapitre suivant.

Chapitre 4

Chapitre 4

Caractérisation des propriétés optiques de réseaux à BIP dans les guides d'ondes de LiNbO_3 fabriqués par implantation d'ions Hélium (He^+)

1. Introduction

La fabrication de cristaux photoniques 1D et 2D sur certains matériaux est de nos jours bien maîtrisée et des composants à base de ces structures commencent à voir le jour. En revanche, la fabrication de cristaux photoniques à 3D continue à poser un certain nombre de difficultés expérimentales. Dans ce sens, l'une des solutions envisagée consiste à fabriquer des cristaux photoniques 2D dans des guides d'onde "classiques" afin d'assurer le confinement dans la troisième dimension. Ces structures communément appelées cristaux photoniques 2.5 constitueraient une solution pratique pour mettre au point de nouveaux composants optoélectroniques intégrés.

Dans le cas du LiNbO_3 , les structures guidantes peuvent être obtenues en utilisant plusieurs techniques : la diffusion de Ti, l'échange ionique, l'implantation ionique ou encore le dépôt de couches minces sur des substrats à faible indice de réfraction.

L'implantation ionique est une alternative qui s'est révélée moins perturbante pour la matrice cristalline et qui peut être conduite à température ambiante. Cette méthode consiste à planter des ions légers (He^+ ou H^+) accélérés à une énergie de l'ordre du MeV. La remarquable potentialité d'application de cette méthode à de nombreux matériaux cristallins purs ou dopés est maintenant largement démontrée. Elle a été développée depuis une vingtaine d'années. En particulier, les travaux de P.D. Townsend et al. [104] portant sur l'implantation des ions de He^+ et leurs effets pour fabriquer des guides d'onde dans plusieurs matériaux non linéaires (LiNbO_3 , BNN, BGO $\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$ etc...) ont largement contribué au succès de cette méthode. Sa maturité est maintenant bien établie ce qui laisse présager son utilisation pratique.

Ce chapitre est consacré à l'étude des cristaux photoniques 2D associés aux structures guidantes dans le niobate de lithium fabriquées par implantation ionique (He^+ et H^+). L'une

des applications visées est la démonstration de la faisabilité d'un filtre optique pour les télécommunications optiques autour de $1.55 \mu\text{m}$ grâce à l'inscription d'un réseau à BIP dans le LiNbO_3 avec un guide implanté He^+ .

2. Rappels sur les guides d'ondes optiques

Les guides d'ondes optiques sont des structures permettant de confiner une onde électromagnétique (onde lumineuse) et de la faire propager suivant une direction donnée.

Un guide est une structure de trois couches d'indices $n_g > n_s > n_a$. La lumière se propage à l'intérieur de la couche n_g par réflexions totales internes successives sur les interfaces guide-substrat et guide superstrat comme le montre la figure suivante.

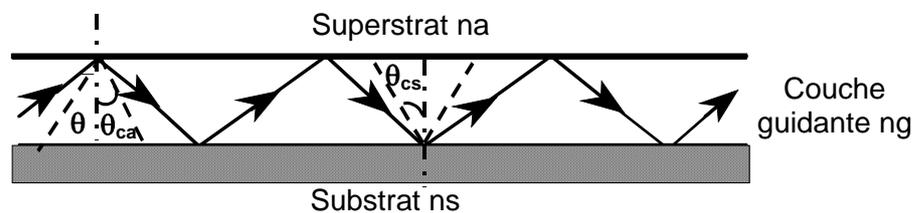


Figure 4.1. Modes guidés.

Il existe une littérature très abondante pour traiter la propagation guidée. De ce fait, nous allons rappeler brièvement les éléments essentiels qui permettent une meilleure compréhension des études réalisés dans le cadre de ce travail.

Il existe deux types de guides d'ondes : les guides à saut d'indice où l'indice de réfraction de la couche guidante est une constante ; et les guides à gradient d'indice qui présentent une variation graduelle de l'indice de réfraction de la couche guidante (voir la figure 4.2).

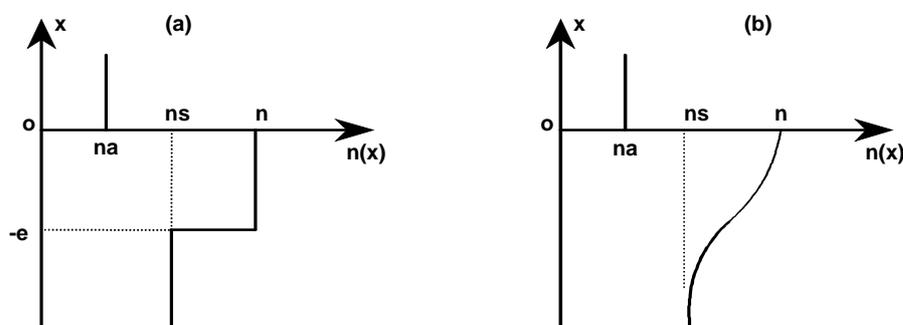


Figure 4.2. (a) Guide d'onde à saut d'indice

(b) Guide d'onde à gradient d'indice

La propagation de la lumière dans les guides d'ondes est régit par l'équation de dispersion de modes guidés suivante :

$$\frac{2\pi}{\lambda} e_g \sqrt{(n_g^2 - N_m^2)} = \Phi_{g_s} + \Phi_{g_a} + m\pi \quad (4.1)$$

avec:

$$\Phi_{g_s} = \text{arctg} \left[\left(\frac{n_g}{n_j} \right)^{2\rho} \left(\frac{(N_m^2 - n_j^2)}{(n_g^2 - N_m^2)} \right)^{1/2} \right] \quad (4.2)$$

j= a, s

$$\rho = \begin{cases} 0 & \text{en polarisation TE} \\ 1 & \text{en polarisation TM} \end{cases}$$

N_m est l'indice effectif. Il est déterminé à partir des angles synchrones θ_m qui correspondent aux positions angulaires des modes guidés. Ces deux paramètres sont donnés par la relation suivante : $N_m = n_g \sin \theta_m$ (n_g : indice du guide).

m est l'ordre de mode, e_g est l'épaisseur de la couche guidante, λ est la longueur d'onde dans l'air, et n_a et n_s sont respectivement les indices de réfraction du superstrat et du substrat.

L'équation de dispersion représente la condition à satisfaire pour qu'il y ait propagation dans la couche guidante. Elle comprend trois termes:

- Deux termes Φ_{g_s} et Φ_{g_a} qui sont les déphasages de l'onde guidée dus à la réflexion totale aux interfaces guide-substrat et guide-superstrat, et dépendent de l'angle d'incidence θ et du type de polarisation de la lumière.
- Le troisième terme est le déphasage dû à la différence de chemin optique (propagation de la lumière).

Pour qu'il y ait interférences constructives, il faut que le déphasage total soit un multiple de 2π ; c'est la condition de résonance.

Cette équation de dispersion permet de remonter aux paramètres opto-géométriques de la couche guidante (indices et épaisseur). Cependant, elle ne permet pas de déterminer la distribution des champs électromagnétiques (\vec{E}, \vec{H}) , qui ne peuvent être obtenus que par la résolution des équations de Maxwell.

A noter que dans le cas des guides à gradient d'indice l'équation de dispersion 4.1 devient :

$$\frac{2\pi}{\lambda} \int_0^{z_t} \left(n^2(z) - N_m^2 \right)^{1/2} dz = m\pi + \Phi_{na} + \Phi_{ns} \quad (4.3)$$

La résolution de cette équation peut s'effectuer en utilisant la méthode WKB [105] empruntée à la mécanique quantique qui permet de déterminer les états propres d'une particule dans un puits de potentiel. Dans la pratique, la mesure des indices effectifs permet de remonter au profil d'indice de la couche guidante. Pour cela, on utilise la méthode WKB inverse (i-WKB) [105].

3. Réalisation de cristaux photoniques dans les guides d'onde de LiNbO₃

Avant de rappeler les différents travaux publiés sur la fabrication de cristaux photoniques dans le LiNbO₃, nous commençons par rappeler les principes de base des techniques de fabrication de structures guidantes dans le niobate de lithium

Les guides d'ondes optiques sont à la base des dispositifs photoniques dans la réalisation des commutateurs ultra-rapide, multiplexeurs, demultiplexeurs, amplificateurs et les lasers intégrés sur LiNbO₃ à guide optique [104-107].

3.1 Techniques de réalisation de guides d'onde dans le LiNbO₃

Les principales techniques utilisées pour la fabrication de guides d'onde dans le niobate de lithium (LiNbO₃) sont l'échange d'ions (protons), la diffusion (Ti) et l'implantation ionique. Ces techniques sont bien maîtrisées et permettent de fabriquer des composants optiques intégrés couramment utilisés dans le domaine des télécommunications optiques.

3.1.1. La diffusion ionique

La technique de diffusion d'ions de plusieurs sources (Ti, Zn, Ni et Mg), combinée aux techniques de lithographie est utilisée principalement pour fabriquer des guides canaux. Elle a été développée par R.V.Schmidt et I.P. Kaminow au début des années 1970 [108], facile à mettre en place elle consiste dans le cas du titane à déposer une couche de 30 nm (Ti) sur des substrats de LiNbO₃, la diffusion est réalisée sous atmosphère d'oxygène avec des températures comprises entre 1030 et 1070 °C et un temps compris entre 10-20 h [109].

La diffusion d'ions dont la concentration présente généralement un profil gaussien, conduit à une augmentation des indices ordinaire et extraordinaire de la couche diffusée et d'obtenir ainsi des guides optiques de très bonnes qualités.

Cette technique n'est pas adaptée au tantalate de lithium du fait de sa température de curie qui est de 615 °C. Les étapes du processus sont indiquées sur la figure 4.3.

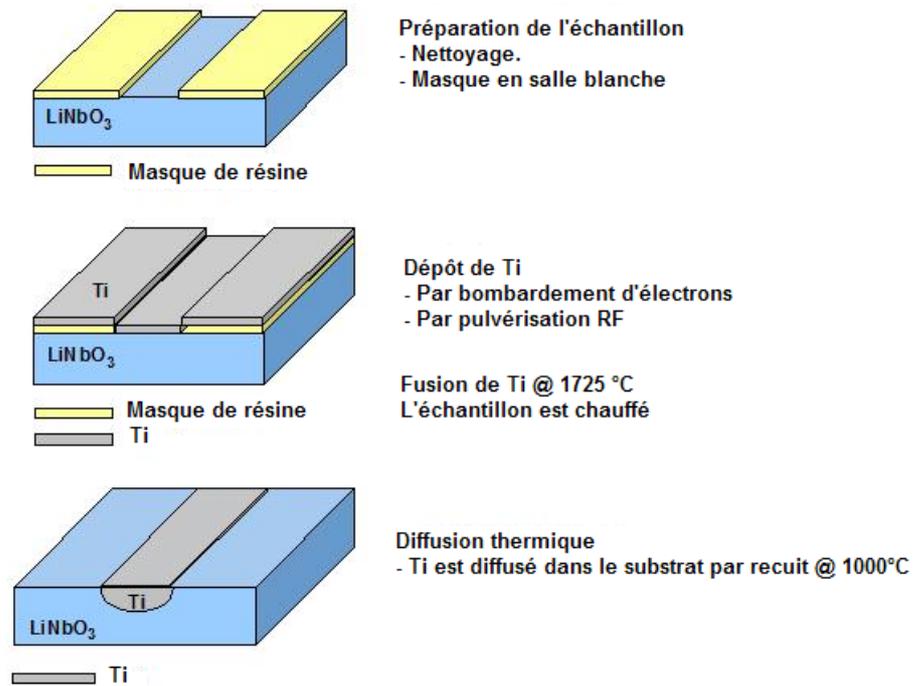


Figure 4.3. Processus de fabrication de guide d'onde par diffusion de titane dans LiNbO₃ [110].

3.1.2. L'échange ionique

La technique d'échange ionique, est utilisée depuis plusieurs années pour réaliser des guides d'ondes optiques dans les cristaux de niobate de lithium et tantalate de lithium. L'échange ionique consiste à introduire le substrat dans un bain d'acide afin de réaliser un échange entre les ions du bain et ceux du substrat. Les ions de lithium sont échangés avec des protons d'une source tels que l'acide benzoïque, généralement à des températures de l'ordre de 180°C à 250°C, qui induisent une augmentation de l'indice de réfraction extraordinaire du LiNbO₃ ou du LiTaO₃ d'environ 0,12 et 0,03, respectivement [111], et une diminution de l'indice de réfraction ordinaire de 0,04 pour LiNbO₃ et de 0,06 pour LiTaO₃ à la longueur d'onde 633 nm. Ainsi les guides obtenus par cette technique supportent uniquement les modes transverses magnétiques (TM) [112].

D'autres ions peuvent également être échangés tels que Ti⁺ et Li⁺. Toutefois, les guides d'ondes fabriqués par échange d'ions dans le LiNbO₃ se sont avérés difficiles à reproduire. Pour cette raison de nombreux travaux se sont tournés vers l'échange de protons qui suscite aujourd'hui de plus en plus d'intérêt [112,113].

Grâce à cette technique des guides à faible perte (0.1 dB/cm) sont réalisés. Cependant, certaines propriétés importantes, notamment les effets électro-optique et optique non-linéarité, sont affectés lors de la réalisation de guides par échange protonique et un recuit post-échange est nécessaire pour les rétablir. Actuellement, la technique d'échange

protonique avec recuit (Annealed proton exchange : APE), est utilisée pour la fabrication de guides d'onde LiNbO_3 [114] et l'échange protonique est presque exclusivement utilisé pour la fabrication de guide d'onde sur le LiTaO_3 , car elle est simple et peut être effectuée à des températures inférieures à la température de Curie du cristal. [115].

La figure 4.4, présente le procédé de fabrication de guides par échange protonique.

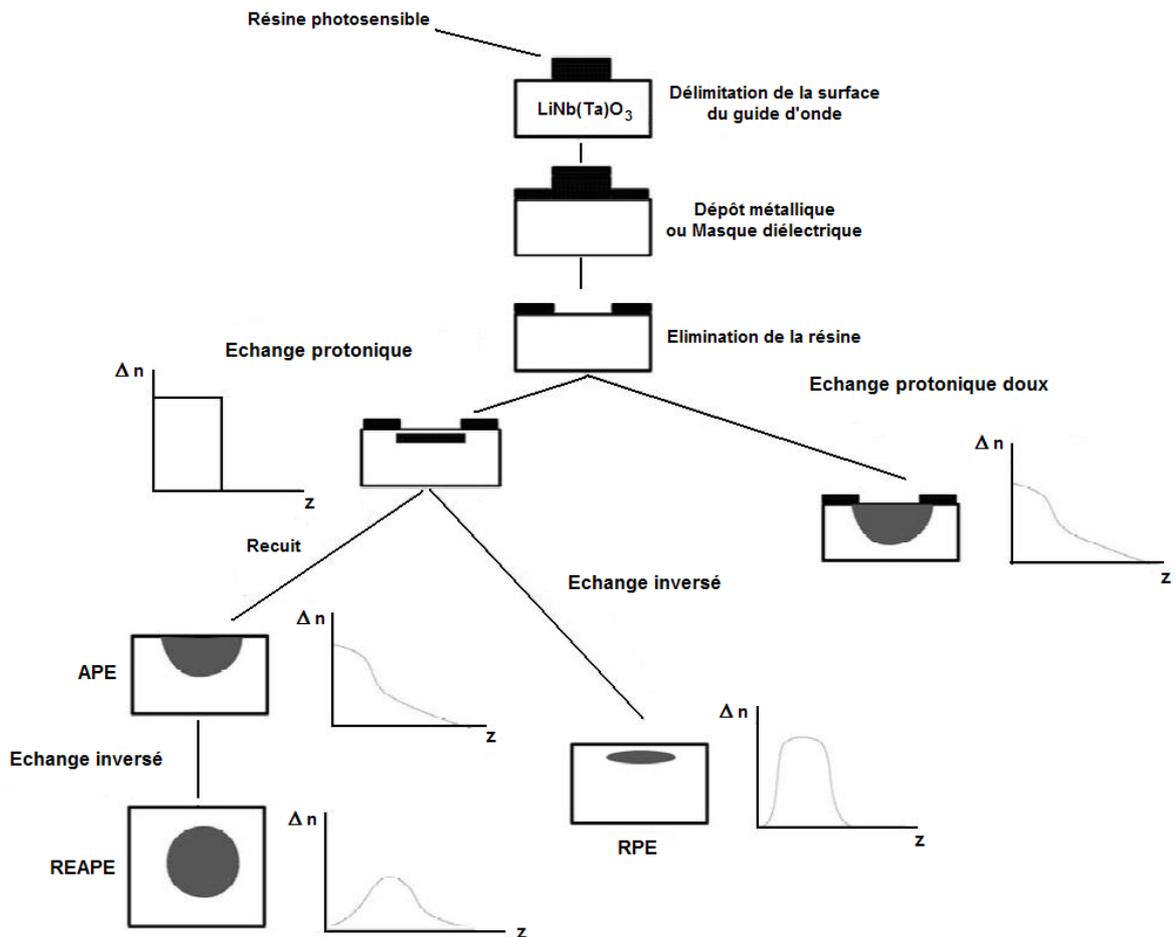


Figure 4.4. Illustration de la technique de fabrication de guides optiques dans le LiNbO_3 et LiTaO_3 par échange protonique [112].

3.1.3. L'implantation ionique

Les deux techniques de fabrication de guides d'ondes présentées précédemment, l'échange ionique et la diffusion d'ions peuvent être préjudiciables pour les propriétés optiques non linéaires du guide, induisant des écarts importants entre les valeurs expérimentales et théoriques des performances optiques non linéaires dans le cas des guides échangés par exemple [116]. L'implantation ionique est une alternative qui permet la réalisation de guides optiques par une diminution de l'indice de la zone où viennent se loger les ions bombardés sur le substrat. Cette technique se révèle moins dommageable pour la matrice cristalline et qui peut être conduite à température ambiante.

En utilisant l'implantation d'ions légers, comme He^+ et H^+ à une énergie de l'ordre du MeV, il est possible de fabriquer des guides d'ondes optiques dans de nombreux types de matériaux cristallins dopés ou non [117-120]. Plusieurs travaux ont été menés sur des matériaux diélectriques qui possèdent des propriétés optiques très intéressantes comme le niobate et tantalate de lithium [117, 121]. Le principe consiste à implanter des ions He^+ ou H^+ .

Les travaux de P. Moretti de l'université de Lyon, qui a contribué au développement de cette technique, montrent que l'implantation d'ions légers (H^+ , He^+) permet d'obtenir des guides d'onde avec de bonnes propriétés guidantes [70, 117, 119].

Lors de l'implantation, les ions du faisceau incident, en pénétrant dans le matériau, vont subir une baisse de leur énergie cinétique par des multiples collisions avec les électrons et les noyaux de la matrice du matériau cible. Ainsi les principaux paramètres qui influencent l'implantation sont :

- La nature des ions sources : H^+ , He^+ ;
- La nature du substrat : LiNbO_3 et LiTaO_3 dans notre travail ;
- Les paramètres d'implantation : Energie des ions, fluence et l'angle du faisceau d'ions incident. Ces paramètres seront ajustés dans nos réalisations de guides par implantation ;
- La température du substrat.

La variation de l'indice de réfraction, par implantation ionique peut être représentée comme indiqué sur la figure 4.5.

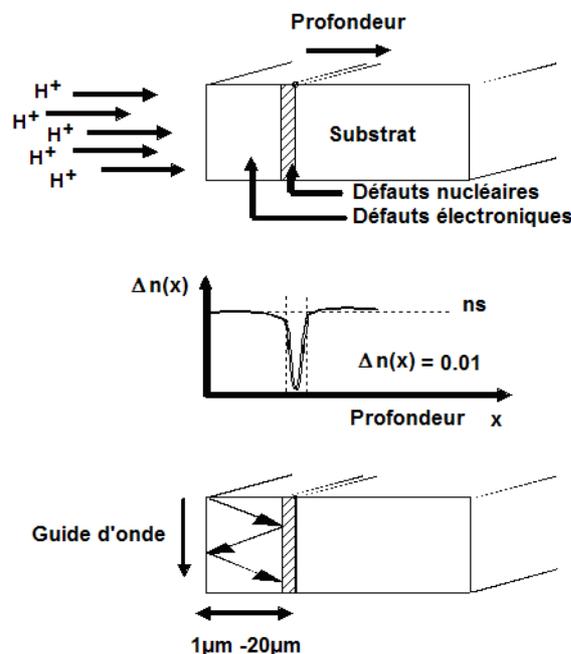


Figure 4.5. Effets de l'implantation sur les indices de réfraction du matériau

L'indice de réfraction d'un matériau étant dépendant de la densité et de la polarisabilité de ses constituants, leurs variations, suite à une implantation d'ions, peuvent induire une modification de cet indice.

$$\frac{n^2 - 1}{n^2 + 1} = \frac{\sum_i \alpha_i}{3\varepsilon_0 V} \quad (4.4)$$

avec α_i : la polarisabilité du constituant i et V : le volume de la maille élémentaire

La dépendance de la variation de l'indice de réfraction avec la polarisabilité ou / et du volume de la maille s'exprime comme suit [104]:

$$\frac{\Delta n}{n} = \frac{(n^2 - 1)(n^2 + 2)}{6n^2} \left(-\frac{\Delta V}{V} + \frac{\Delta \alpha}{\alpha} \right) \quad (4.5)$$

3.2. Réalisation de cristaux photoniques dans les guides de LiNbO_3

D'un point de vue expérimental, la fabrication des cristaux photoniques est confrontée principalement à deux exigences : un fort contraste d'indice (pour obtenir une bande interdite large et totale) et une périodicité de l'ordre de la longueur d'onde de travail comme on l'a vu au chapitre 2. Dans le domaine optique, les périodes requises sont généralement inférieures au micron. Cette contrainte majeure a nécessité le développement et l'adaptation de plusieurs techniques de structuration telles que les techniques de lithographies et d'usinage laser. Dans le cas de la structuration de matériaux diélectriques de type LiNbO_3 , l'utilisation de ces techniques a nécessité plusieurs travaux de recherche afin de tenir compte des contraintes imposées par les propriétés physiques spécifiques de ces matériaux.

Il est important de ne pas perdre de vue les dimensions nécessaires pour la réalisation de CP fonctionnant pour les télécommunications optiques à $1.55 \mu\text{m}$ dans du LiNbO_3 , en fonction de la géométrie du réseau de trous (carrée, triangulaire et hexagonale).

Comme il a été présenté dans le chapitre 3, on note par exemple, les travaux effectués à Xlim (Université de Limoges – France) qui ont porté sur l'utilisation de la lithographie électronique pour réaliser des cristaux photoniques 2D dans le LiNbO_3 pour des applications dans le domaine des télécommunications optiques [44].

La géométrie et les dimensions des trous dépendent fortement des paramètres d'irradiation du faisceau d'électrons. Nos travaux, présentés dans le chapitre précédent, montrent que l'inversion de la polarisation spontanée du cristal n'est pas à l'origine de ce processus. En

effet, l'obtention de trous est attribuée à une accumulation de charges insuffisante pour inverser localement la polarisation mais assez pour accélérer sélectivement l'attaque chimique au niveau de la zone irradiée [103].

Par la suite, l'équipe de Xlim s'est intéressée à la réalisation d'un réseau dans un guide obtenu par échange protonique SPE (Soft Proton Exchange) en collaboration avec le LPMC de l'Université de Nice. La mise en évidence de fonction de filtrage à $1.55 \mu\text{m}$ a été rapportée [44]. L'utilisation de guides échangés introduit deux difficultés majeures : d'une part ces guides ne peuvent supporter que des modes TM; cela ne favorise pas l'obtention d'une BIP totale et d'autre part, l'échange ionique perturbe quelque peu la structure de la région guidante; cela décale la BIP estimée à partir des caractéristiques du cristal massif.

La deuxième technique utilisée pour la fabrication de cristaux photoniques dans le LiNbO_3 est la méthode FIB (*Focused Ion Beam*) [47,122]. Elle consiste à irradier la surface de l'échantillon par un faisceau d'ions de type Ga^+ , par exemple, de façon similaire à un faisceau d'électrons. Cette technique développée pour la technologie semi-conducteurs, apparaît comme une méthode très prometteuse pour nano-structurer les matériaux avec une résolution qui peut atteindre 5 à 20 nm.

Les premiers travaux rapportés par l'équipe du laboratoire FEMTO de l'Université de Besançon ont permis d'obtenir des trous sub-micrométriques sur une profondeur de $2 \mu\text{m}$. Un réseau carré de trous a été également gravé sur un guide ruban préalablement réalisé par échange protonique. Par la suite, l'équipe de Femto s'est intéressée à démontrer la possibilité de réaliser des cristaux photoniques électro-commandables en utilisant l'effet EO du LiNbO_3 [45,46]. Pour cela, des électrodes déposées de chaque côté du cristal permettent l'application d'une tension externe dans la structure. Un déplacement spectral de la bande interdite de plus de 200 nm pour une tension de 80 V a été observé lors des mesures par transmission en utilisant une source à supercontinuum [46].

La troisième technique porte sur l'utilisation d'un faisceau laser avec une puissance inférieure au seuil d'ablation du matériau illuminé. En particulier, on note la technique combinant l'irradiation laser UV avec une attaque chimique (la gravure photoélectrochimique).

Les travaux réalisés sur la gravure photoélectrochimique (ou gravure humide assistée par laser) indiquent que la l'illumination par laser favorise et renforce le processus de gravure. Cependant, I.E. Barry et al. [28] ont observé un comportement différent du niobate de lithium sur un échantillon de LiNbO_3 dopé Fe. L'exposition de la face z^- à une illumination @ 488 nm bloque la gravure de cette face. Le matériau à l'extérieur de la zone illuminée est attaqué par

l'acide. Ce comportement nouveau a donné naissance à une autre technique de gravure qui s'appelle Light Induced Frustration of Etching (LIFE).

Plusieurs travaux ont utilisé cette technique pour réaliser des structures sur le niobate de lithium. L'illumination peut s'effectuer en mode continu, avec attaque chimique simultanée [27, 28] ou après l'exposition [29, 30], ou bien en mode pulsé [32,33]. Elle peut également être faite à travers un masque ou directement sur le cristal. Plusieurs lasers UV ont été employés pour la structuration du niobate de lithium. L'attaque chimique du LiNbO_3 se fait généralement avec l'acide fluorhydrique HF ou mélangé avec l'acide nitrique HF : HNO_3 (1 : 2 par volume). Ce mélange possède la propriété de graver préférentiellement la face z^- du cristal.

Cependant, à notre connaissance, c'est la première fois que des structures photoniques sont réalisées et étudiées dans des guides d'ondes de LiNbO_3 implantés He^+ .

4. Caractérisation optique de réseaux à BIP dans les guides de LiNbO_3 implantés He^+

4.1 Etude des guides d'ondes de LiNbO_3 implantés He^+

Avant de nous intéresser aux propriétés optiques des réseaux à BIP, nous nous sommes focalisés sur l'étude des propriétés optiques des guides d'onde obtenus par implantation d' He^+ .

4.1.1. Conditions d'implantation de guide plan et canaux

Avant de réaliser les structures guidantes, des simulations sur le comportement des ions incidents utilisés (He^+) sur le niobate de lithium et le profil d'implantation ont été réalisées.

Les calculs sont effectués à l'aide du logiciel TRIM (**TR**ansport of **I**ons in **M**atter) [123] qui simule la pénétration d'un projectile dans un matériau cible dans lequel les atomes sont placés aléatoirement. Le principe de calcul est basé sur la méthode de Monté-Carlo, il permet de calculer principalement les distributions en fonction de la profondeur.

Les simulations sur la pénétration des ions incidents He^+ dans les cristaux de niobate de lithium permettent d'établir l'énergie d'implantation, la fluence et l'angle de pénétration du faisceau.

Grâce aux paramètres obtenus par les simulations TRIM, nous pouvons réaliser les structures guidantes avec un contrôle précis de la profondeur et de la largeur du guide (canal ou plan).

La figure 4.6, représente un exemple de simulation pour la réalisation de la barrière optique (Profondeur de pénétration : Epaisseur du guide) pour un guide plan dans le niobate de lithium implanté He⁺ avec une énergie 1.2 MeV et un angle d'incidence du faisceau de 20°.

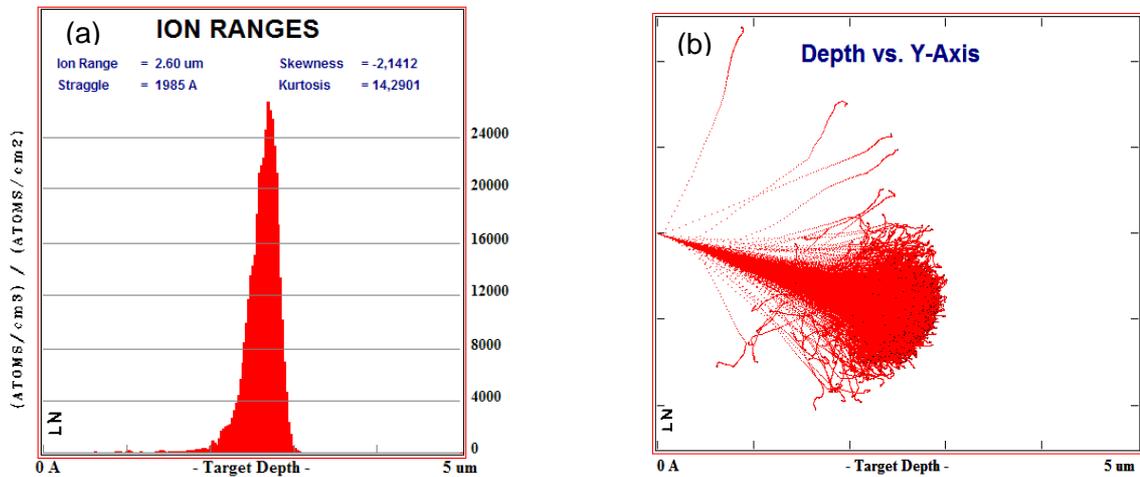


Figure 4.6. Exemple de simulation avec TRIM énergie : Ion : He⁺, 1.2 MeV, Angle : 20°.

(a) région d'arrêt nucléaire et (b) angle d'orientation du faisceau d'ions.

D'autres simulations avec d'autres énergies et angles d'incidence du faisceau ont été effectuées pour la réalisation des différents guides de notre étude (canaux et plans) dont nous résumons la profondeur de pénétration sur la figure 4.7.

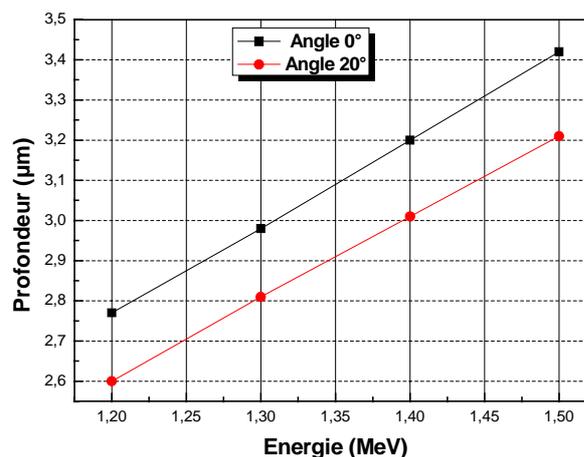


Figure 4.7. Variation de la profondeur de pénétration des ions He⁺ dans le niobate de lithium en fonction de l'énergie et de l'angle d'incidence du faisceau.

Les implantations ioniques ont été réalisées au sein du laboratoire LPCML de l'Université Claude Bernard de Lyon en collaboration avec le Professeur Moretti.

Le dispositif expérimental est constitué d'un accélérateur de Van de Graaf de type électrostatique qui génère un faisceau d'ions (He^+ , H^+ , N^+ ou Xe^+) dans la gamme d'énergie de 0.3 à 2 MeV.

L'échantillon est installé dans un système porte échantillon à l'intérieur d'une chambre à température contrôlée sous vide (figure 4.8).

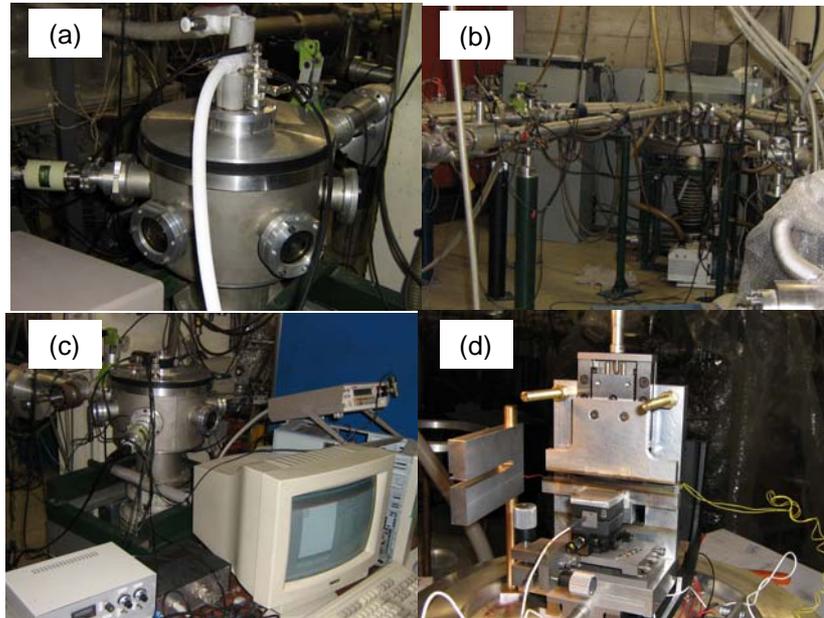


Figure 4.8. Dispositif d'implantation de Van de Graaf
(LPCML, université Claude Bernard de Lyon)

(a) Chambre d'implantation, (b) source d'ions, (b) système de commande
et (c) porte échantillons

Trois types de guides plans (LN1, LN2 et LN3) et deux types de guides canaux (G1 et G2) ont été réalisés sur le niobate de Lithium (voir figure 4.9). Nous avons réalisé des guides de différentes épaisseurs afin d'étudier la possibilité d'obtenir des cristaux photoniques (structure 2.5D) dont les trous traversent le guide en profondeur.

Les conditions expérimentales et les paramètres d'implantation d' He^+ sont rapportés dans le tableau 4.1 dans le cas des guides plans

Nous avons réalisé une double implantation avec deux énergies différentes pour élargir la barrière optique et limiter les pertes par effet tunnel optique.

Tableau 4.1. Conditions d'implantation des guides plans

Nom de l'échantillon	Type de guide	Energies (MeV)	Fluences (10^{16} ions/cm ²)	Débits de fluence	Angles d'implantation
LN1	Plan	1,5/1,4	0,75	1,5 μ A/cm ²	0°-20°
LN2	Plan	1,4/1,3	0,75	1,5 μ A/cm ²	0°-20°
LN3	Plan	1,3/1,2	0,75	1,5 μ A/cm ²	0°-20°

Les énergies utilisées permettent d'obtenir des guides de différentes épaisseurs. Notons également que les différents guides sont conçus sur la face z- du matériau compatible avec l'inscription de structures à cristaux photoniques; objectif de notre travail.

Les guides canaux de différentes largeurs (6 à 10 μ m) sont obtenus de la même manière que les guides plans, une double barrière de fond est réalisée dans les mêmes conditions avec des barrières latérales (4 implantations à gauche et à droite) pour délimiter le guide suivant la figure 4.9.

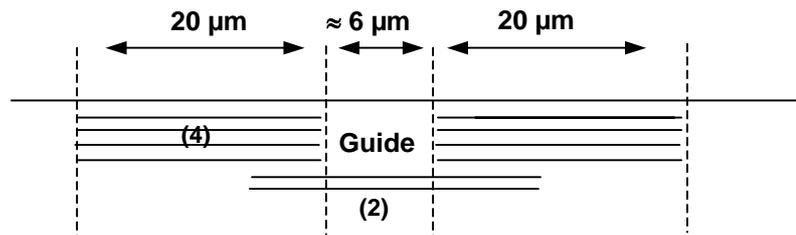


Figure.4.9 Guide canal de largeur 6 μ m avec les 4 implantations latérales.

Tableau 4.2. Différentes implantations pour la réalisation des guides canaux

Barrières latérales			
1 ^{ère} Implantation	2 ^{ème} Implantation	3 ^{ème} Implantation	4 ^{ème} Implantation
0° (angle)	45°	60°	75°
1,5/1,4 MeV	1,5/1,4 MeV	1,5/1,4 MeV	1,5/1,4 MeV
0.5×10^{16} ions/cm ²	0.8×10^{16} ions/cm ²	1×10^{16} ions/cm ²	1.5×10^{16} ions/cm ²
Barrières de fond			
1 ^{ère} Implantation		2 ^{ème} Implantation	
0°		20°	
1,4/1,3 MeV		1,3/1,2 MeV	
0.75×10^{16} ions/cm ²		0.75×10^{16} ions/cm ²	

4.1.2. Détermination des propriétés opto-géométriques de guides d'onde

- **Spectroscopie m-lines**

Pour caractériser les guides réalisés, nous avons utilisé la spectroscopie m-lines. Cette technique utilise le couplage par prisme pour exciter les modes guidés de la structure à étudier. Le montage expérimental disponible au laboratoire LMOPS de l'université de Metz permet de caractériser les propriétés optiques linéaires et non-linéaires de guides d'ondes optiques plans et d'une manière générale de couches minces [124].

Les paramètres à mesurer sont les indices effectifs de réfraction et l'épaisseur de la couche guidante. La mesure consiste à relever l'intensité réfléchie sur la base du prisme en fonction de l'angle d'incidence (figure. 4.10) pour obtenir ainsi, le spectre des modes guidés TE et TM selon la polarisation utilisée. A partir des positions angulaires des modes, on détermine les indices effectifs qui sont utilisés pour la reconstruction des profils d'indices par la méthode inverse WKB [105]. La détermination des indices n_o et n_e permet ensuite de déduire l'épaisseur de la couche guidante.

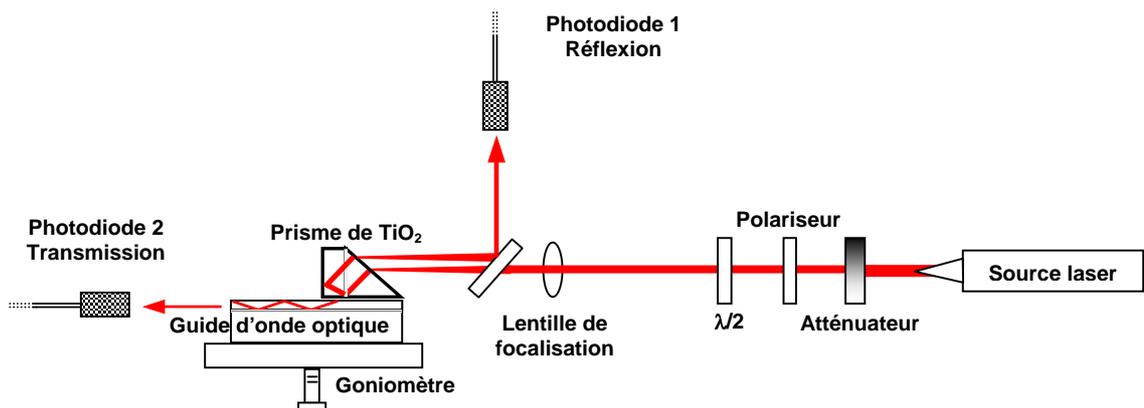


Figure 4.10. Le montage expérimental de la spectroscopie m-lines (lignes noires) utilisée pour la caractérisation des structures guidantes.

- **Mesure des indices effectifs**

Les résultats des mesures par spectroscopie des lignes noires de nos guides sont exposés dans ce paragraphe. A noter que les spectres sont réalisés sur des guides plans avant et après la réalisation des structures BIP (irradiation e-Beam).

Les guides plans que nous avons étudiés ont subi un recuit de 1 heure à 200°C.

Pour les guides canaux, nous avons réalisé un double recuit de 2 heures à 200°C, le premier s'est avéré inefficace et nous n'avons pas pu observer les modes guidés, en revanche avec le second recuit, nous avons pu obtenir des spectres m-lines.

- Guide plans

Les résultats obtenus en utilisant la spectroscopie des lignes noires des guides plans en modes TE et TM sont représentés sur les figures 4.11 et 4.12 respectivement, pour un guide de LiNbO_3 implanté He^+ (Guide LN1).

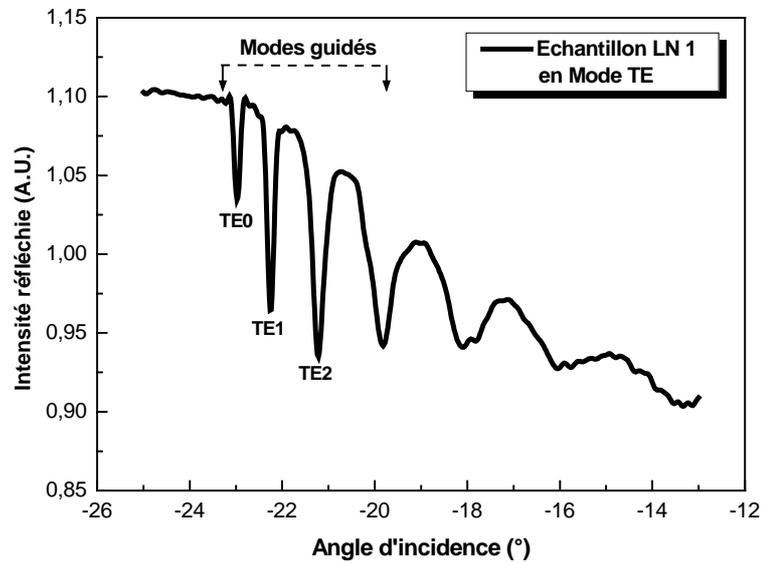


Figure 4.11. Spectres de modes guidés TE (@ $\lambda = 632 \text{ nm}$) du guide plan LN1 de LiNbO_3 implanté He^+ (indice ordinaire).

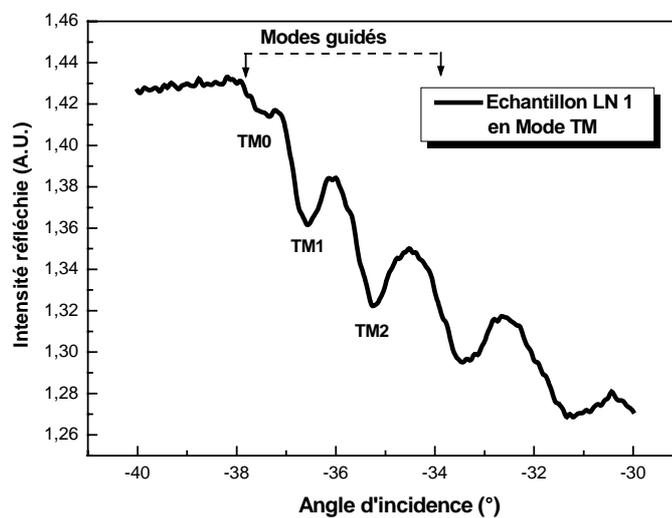


Figure 4.12. Spectres de modes guidés TM (@ $\lambda = 632 \text{ nm}$) du guide plan LN1 de LiNbO_3 implanté He^+ (indice extraordinaire).

On constate l'excitation de 3 modes guidés en TE et TM. Les modes guidés TE (ordinaires) semblent mieux confinés que ceux en modes TM comme le montrent les creux de réflectivité fins de la figure 4.11. En effet, la largeur à mi-hauteur des creux de réflectivité est associée au coefficient d'absorption de la structure guidante [125]

En outre, la décroissance quasi exponentielle de l'intensité réfléchie est typique des guides d'ondes fabriqués par implantation ionique. Cela est probablement dû à la nature et les dimensions de la barrière optique.

Les mêmes résultats sont observés pour les guides LN2 et LN3 représentés respectivement sur les figures 4.13 et 4.14.

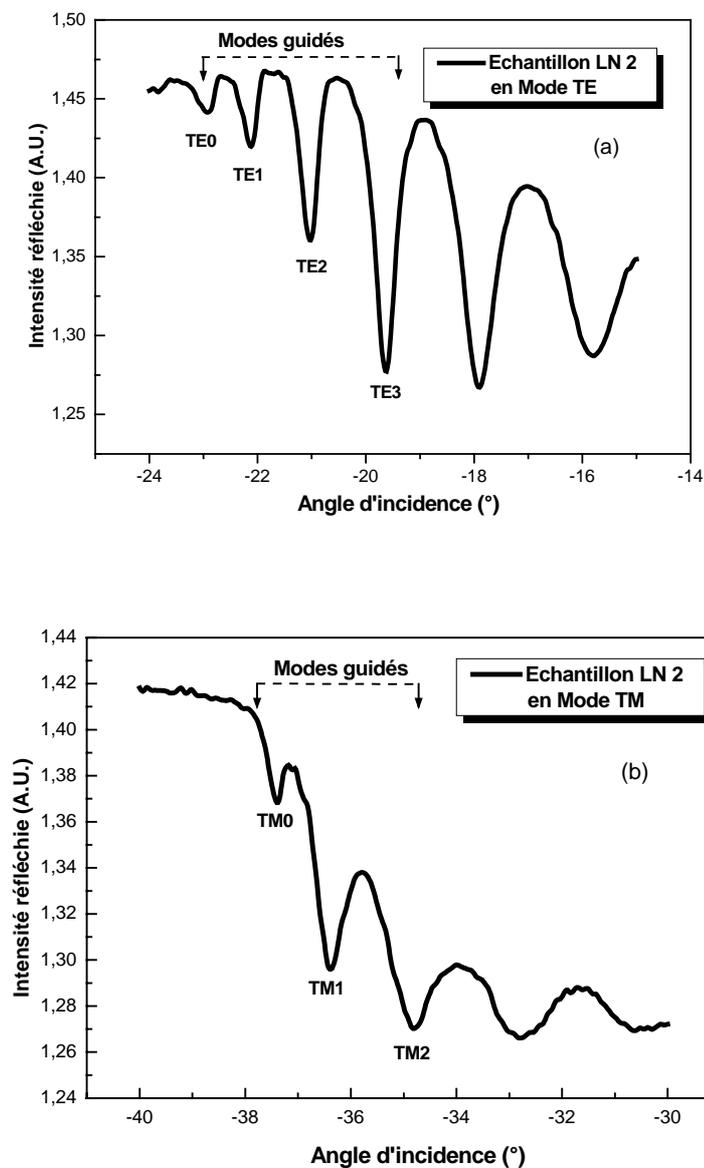


Figure 4.13. Spectres de modes guidés du guide plan LN2 de LiNbO₃ implanté He⁺. (@ $\lambda= 632$ nm) (a) mode TE et (b) mode TM

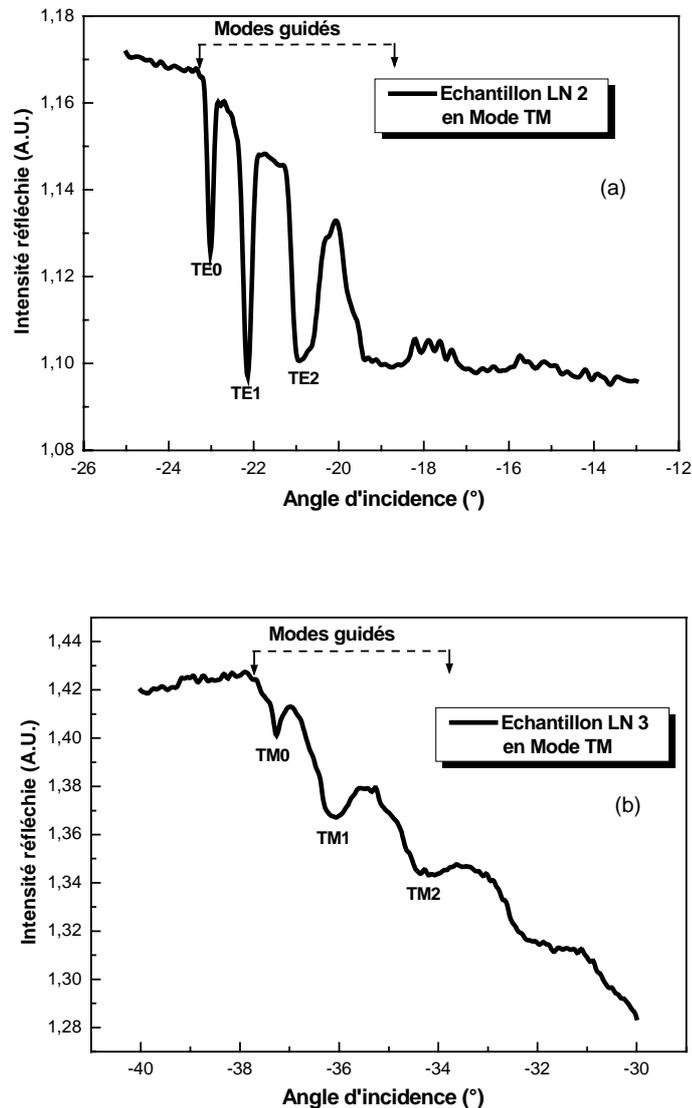


Figure 4.14. Spectres de modes guidés du guide plan LN3 de LiNbO₃ implanté He⁺.

(@ $\lambda = 632$ nm) (a) mode TE et (b) mode TM

A partir des positions angulaires des modes guidés, nous pouvons calculer les indices effectifs ordinaires et extraordinaires correspondants. Les résultats pour les 3 échantillons étudiés sont rapportés sur le tableau 4.3. Comme première approche, il est possible de déterminer l'épaisseur et les indices de la couche guidante en utilisant le modèle de guide d'onde à saut d'indice à savoir l'équation de dispersion de modes guidés (4.1). Les résultats donnés sur le tableau 4.3 sont en bon accord avec les simulations TRIM.

Tableau 4.3. Indices et épaisseurs des différents guides réalisés par implantation He⁺

Echantillon	Polarisation	n_g	Épaisseur (μm)	Ordre du mode	Angle synchrone	Indices effectifs mesurés	Indices effectifs calculés	Différence $\times 10^{-4}$
LN1 Guide 1	TE	2.285	2.90	0	-22,984	2,2832	2,2833	-1
				1	-22,264	2,2761	2,2769	-8
				2	-21,232	2,2658	2,2664	-6
	TM	2.208	2.92	0	-37.60	2.2064	2.2065	-1
				1	-36.58	2.1987	2.1997	-10
				2	-35.26	2.1886	2.1892	-6
LN2 Guide 2	TE	2.285	2.73	0	-22.9600	2.2830	2.2831	-1
				1	-22.1680	2.2752	2.2760	-8
				2	-21.0400	2.2639	2.2645	-6
	TM	2.207	2.80	0	-37.40	2.2049	2.2051	-2
				1	-36.36	2.1971	2.1979	-8
				2	-34.80	2.1850	2.1862	-12
LN3 Guide 3	TE	2.286	2.60	0	-23.008	2.2834	2.2835	-1
				1	-22.144	2.2749	2.2758	-9
				2	-20.944	2.2629	2.2631	-2
	TM	2.206	2.60	0	-37.26	2.2038	2.2040	-2
				1	-36.10	2.1951	2.1959	-8
				2	-34.22	2.1804	2.1826	-22

Le tableau 4.3 rapporte également la différence entre les valeurs des indices effectifs mesurées et celles calculées en utilisant la procédure expliquée dans la référence [105]. Ces différences supérieures à 10^{-4} indiquent que les guides d'ondes obtenus sont à gradient d'indices. De ce fait, nous nous sommes intéressés à la reconstruction des profils d'indices en utilisant la méthode i-WKB comme indiqué dans les paragraphes précédents.

- **Profils d'indices**

A titre d'exemple, la figure 4.15 rapporte les profils des indices n_o et n_e du guide LN2. Ces courbes sont obtenues à partir des indices effectifs mesurés (tableau 4.3).

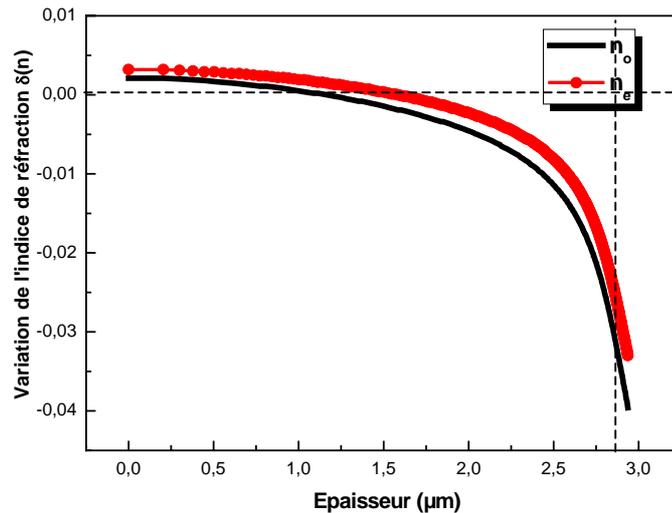


Figure 4.15. Profils d'indices ordinaire et extraordinaire (@ $\lambda = 632$ nm)
d'un guide plan LN2 de $\text{LiNbO}_3:\text{He}^+$.

On constate une légère augmentation des deux indices n_o et n_e à la surface de guide et une décroissance graduelle qui se termine par une chute importante au niveau de la barrière optique (de l'ordre de 3×10^{-2}). Par ailleurs, ces courbes donnent une épaisseur de la couche guidante de $2.85 \mu\text{m}$. Cette valeur est en bon accord avec celle déterminée précédemment (tableau 4.3).

A noter que nous avons obtenus des résultats similaires dans le cas des deux autres échantillons LN1 et LN3. Finalement, la figure 4.16 présente une comparaison entre les profils d'indices ordinaires des trois échantillons.

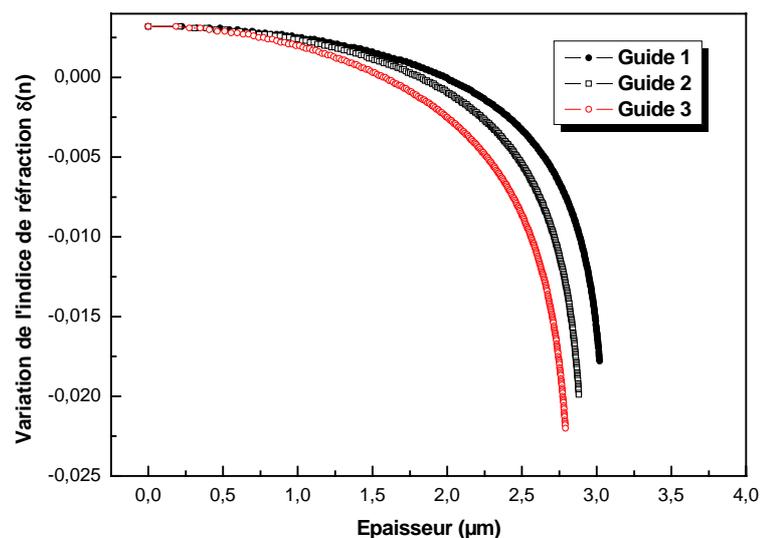


Figure 4.16. Profil d'indice ordinaire n_o des trois guides plans : LN1, LN2 et LN3
(@ $\lambda = 632$ nm).

- Guides canaux

Notons que la caractérisation de guide canal en utilisant le couplage par prisme est très difficile du fait de la largeur du canal (de l'ordre de $10\ \mu\text{m}$). Cependant, l'analyse du faisceau transmis au niveau de la tranche du guide permet de vérifier la nature de la propagation guidée (plan ou canal).

Les spectres de modes guidés TE et TM du guide canal LN1 sont présentés sur les figures 4.17 et 4.18. Ces courbes sont similaires à celle obtenues dans le cas du guide plan. Il est à souligner le faible confinement des modes TM (extraordinaires).

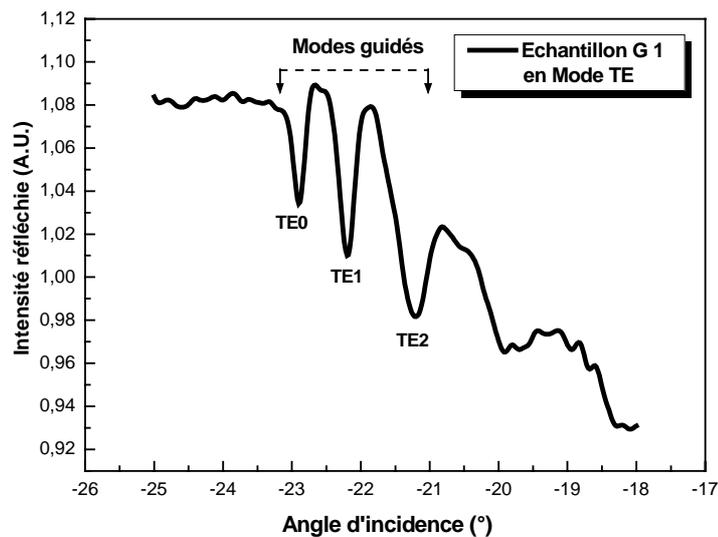


Figure 4.17. Spectres de modes guidés TE (@ $\lambda = 632\ \text{nm}$) d'un guide canal de LiNbO_3 implanté He^+ .

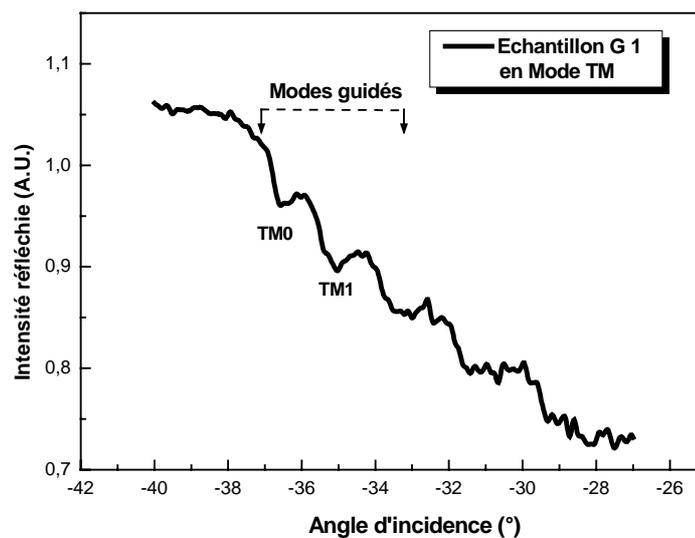


Figure 4.18. Spectres de modes guidés TM (@ $\lambda = 632\ \text{nm}$) d'un guide canal de LiNbO_3 implanté He^+ .

4.1.3. Mesure des pertes optiques

Les pertes optiques peuvent avoir plusieurs origines (figure 4.19) comme les :

- pertes par absorption ;
- pertes par diffusion ;
- pertes par fuites.

Les deux premiers processus sont très généraux, le dernier est propre à la propagation guidée.

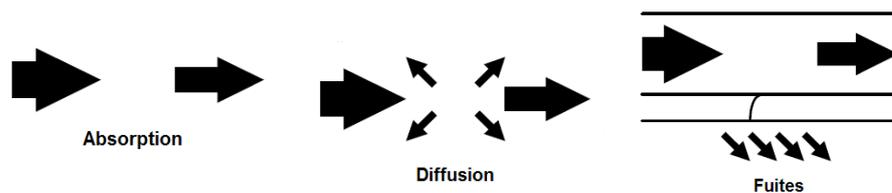


Figure 4.19. Différents processus qui participent aux pertes optiques dans un guides d'ondes : (a) absorption, (b) diffusion, et (c) fuites [56].

Les pertes optiques dans un guide sont données par la relation :

$$\alpha(dB/cm) = -\frac{4.3}{(Z_1 - Z_2)} \ln\left(\frac{I_1}{I_2}\right) \quad (4.6)$$

où I_1 et I_2 sont respectivement l'intensité transmise lorsque l'on couple à la distance Z_1 et Z_2 du guide optique. Le rapport des intensités transmises pour chaque mode permet de déterminer les pertes associées.

Deux techniques sont généralement utilisées: le couplage par la tranche et le couplage-découplage par prisme. La première technique est délicate à mettre en oeuvre, et la deuxième nécessite l'utilisation de plusieurs prismes ce qui complique la mesure.

Dans notre cas, nous avons utilisée une nouvelle approche développée au sein du laboratoire LMOPS [126]. Elle consiste à utiliser le couplage par prisme pour injecter la lumière dans le guide et à mesurer l'intensité guidée directement au niveau de la tranche (figure 4.20).

Pour réaliser les mesures avec cette technique, les échantillons doivent présenter un polissage des tranches de très grande qualité optique.

La mesure de l'intensité réfléchie permet de vérifier l'efficacité de couplage et de s'affranchir, ainsi, de ce paramètre lorsque l'on déplace le prisme de couplage. Plus de détails de cette technique sont rapportés dans la référence [126].

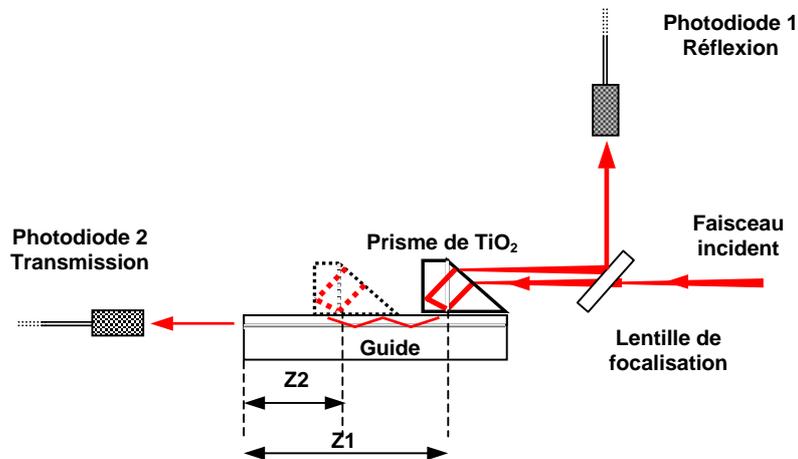


Figure 4.20. Schéma de principe de la technique utilisée pour la mesure des pertes optiques

A titre d'exemple, les résultats des mesures effectuées sur le guide LN1 sont rapportés sur la figure 4.21 qui donne les intensités transmises pour les deux distances Z_1 et Z_2 .

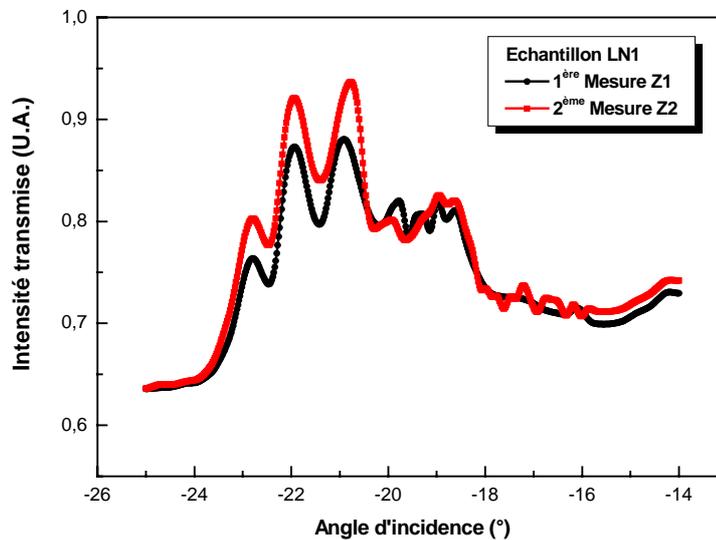


Figure 4.21. Mesure de l'intensité transmise pour deux positions différentes Z_1 et Z_2 sur le guide LN1. en polarisation TE.

A partir des mesures des intensités des trois modes des courbes de la figure 4.21, nous avons calculé les pertes optiques dans le guide avec la relation 4.6.

La figure 4.22 représente les résultats des pertes en polarisation TE des trois modes du guide LN1 (guide plan d'épaisseur 2.90 μm).

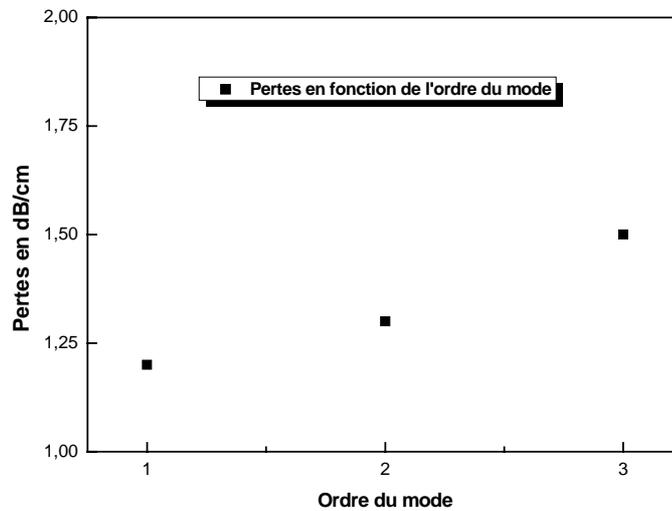


Figure 4.22. Pertes dans le guide plan LN1 en fonction de l'ordre du mode en polarisation TE.

Ces résultats montrent que les pertes optiques dans les guides implantés augmentent en fonction de l'ordre des modes. D'autre part ces pertes optiques pour les modes d'ordres bas sont de l'ordre de 1 dB. cm^{-1} . Ce résultat peut être amélioré avec un recuit.

4.2. Caractérisations optiques de structures à BIP dans les guides de LiNbO_3 implantés He^+

L'étude menée dans le chapitre 3 en collaboration avec Xlim, nous a permis de déterminer les conditions de réalisation de structures BIP sur le LiNbO_3 . Nous avons utilisées ces conditions pour réaliser un réseau de trous sur le guide LN2. La figure (4.23) montre une photographie du réseau carré réalisé.

Guide	Profondeur du guide	type	Réseau
LN2 (LiNbO_3 Implanté He^+)	$\approx 2.8\text{-}2.5 \mu\text{m}$	Plan	Structure carrée, $P= 780\text{-}800 \text{ nm}$, $D \approx 380\text{-}400 \text{ nm}$
Structure sur Guide2			Structure sur Guide2

Figure 4.23. Exemple de structures réalisées sur un guide (He^+) de niobate lithium.

Comme première approche, les contraintes technologiques rencontrées nous ont poussé à réaliser un réseau carré avec les dimensions rapportées sur la figure 4.23. En effet, la réalisation de structures de différentes dimensions et géométries n'est pas aussi simple que sur les semi-conducteurs et les polymères.

Cependant, nous avons montré, dans le chapitre 2, l'existence de plusieurs bandes interdites qui peuvent être exploitées pour calculer d'autres dimensions pour les différentes configurations.

Un exemple de structure carrée calculée à partir de la 4^{ème} BIP en mode TE est présenté dans le tableau (2.4). L'intérêt d'exploiter toutes les BIP est de pouvoir ajuster les caractéristiques du réseau (diamètre et période) en fonction des contraintes de fabrication et de pouvoir utiliser toutes les configurations pour les caractérisations optiques, sans perdre de vue que la configuration hexagonale est la meilleure.

4.2.1. Le montage expérimental

Pour la caractérisation optique des réseaux à BIP associés aux guides d'ondes de LiNbO_3 implantés, nous avons réalisé un montage expérimental au sein du laboratoire LOMPS. Ce montage représenté sur la figure 3.24 comprend essentiellement, une source blanche (large spectre, 0.3 - 1.75 μm), un système de couplage-découplage de la lumière et un analyseur de spectre. L'échantillon, dont les tranches ont été préalablement polies, est monté sur un plateau mécanique porté par un système de translation xyz permettant d'ajuster la position de l'échantillon pour optimiser l'efficacité de couplage – découplage [127].

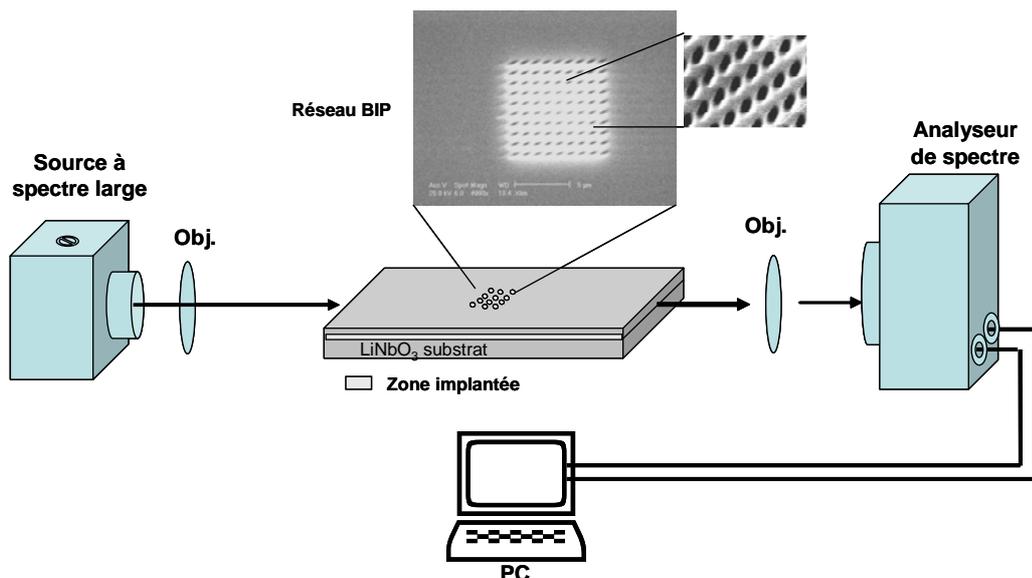


Figure 4.24. Schéma du montage expérimental pour la caractérisation optique de structures à BIP dans le LiNbO_3 .

La mesure consiste à relever les spectres de transmission dans deux régions du guide d'onde plan : la première, hors du réseau à BIP, et la seconde, contenant le réseau à BIP. La comparaison de ces deux spectres permet de déterminer les longueurs d'ondes non transmises par le cristal photonique.

4.2.2. Résultats et discussion

La figure 4.25 rapporte les résultats préliminaires obtenus dans le cadre de ce travail. Ces résultats indiquent une réduction de l'intensité du signal transmis de l'ordre de 35 dB [127]. A ce stade du travail, il est difficile d'attribuer cette chute d'intensité uniquement à l'effet de la présence du cristal photonique sur le guide d'onde. En effet, l'influence du processus de fabrication de guides d'onde ainsi que les caractéristiques géométriques des trous peuvent être à l'origine des modifications observées dans le spectre de transmission de l'échantillon.

Par exemple, la profondeur des trous et l'homogénéité du réseau inscrit sont deux facteurs déterminants.

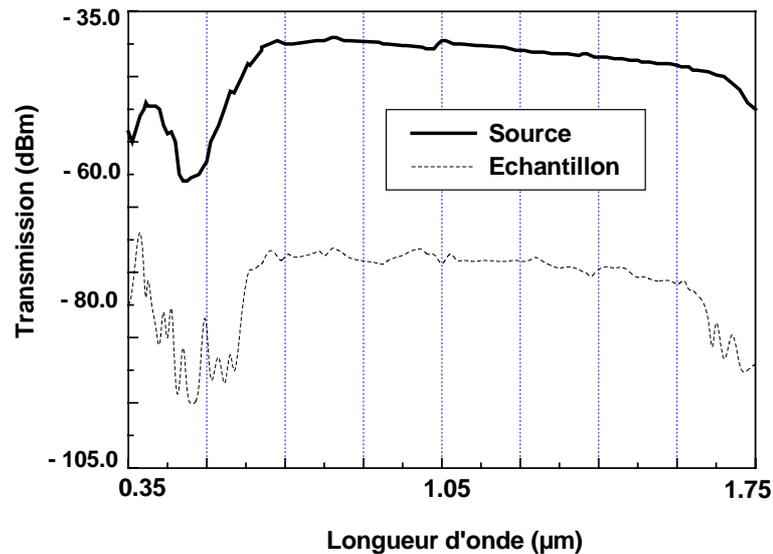


Figure 4.25. Spectre de transmission dans un cristal photonique inscrit sur un guide de $\text{LiNbO}_3:\text{He}^+$. Ce spectre est comparé à celui de la source blanche sans le réseau à BIP.

Cette étude devrait être poursuivie dans ce sens afin de tirer profit de la combinaison des structures à BIP et des guides d'ondes obtenus par implantation ionique. Cela permettra d'envisager la réalisation de composants électro-commandables ou opto-reconfigurables.

Il serait également important de poursuivre ces travaux afin d'obtenir des structures photoniques associées à des guides canaux (figure 4.26) qui permettent un meilleur confinement de la lumière.

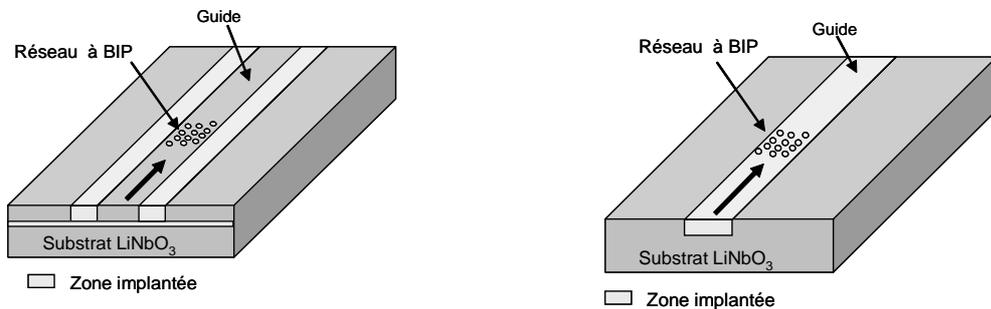


Figure 4.26. Schéma de principe d'un cristal photonique associé à un guide canal de $\text{LiNbO}_3:\text{He}^+$.

5. Perspectives d'applications de réseaux à BIP dans les guides de LiNbO_3 pour réaliser des composants optoélectroniques

D'une manière générale, la combinaison des cristaux photoniques avec les propriétés intrinsèques du LiNbO_3 telles que l'effet EO et les effets ONL permet de réaliser de composants optoélectroniques nouveaux. Par exemple, la forte dispersion chromatique dans les cristaux photoniques et l'effet électro-optique dans le niobate de lithium permettent de développer des superprismes à cristal photonique où l'angle de déviation varie avec la tension de commande externe. De plus, l'utilisation de l'effet EO permet de réaliser des filtres optiques électro-commandables. Il est également possible d'envisager l'utilisation de l'effet photo-réfractif afin de modifier l'indice de réfraction du cristal photonique et donc de contrôler optiquement la bande interdite photonique. D'autres composants peuvent également être envisagés en utilisant l'effet acousto-optique dans le LiNbO_3 pour manipuler la réponse en transmission du cristal photonique. Des applications dans les domaines de la détection, le filtrage et le couplage dynamiques peuvent ainsi voir le jour.

Des travaux dans ces directions sont actuellement en cours de développement, notamment au sein du laboratoire Femto de l'Université de Besançon [46].

Cependant, afin d'optimiser les structures photoniques, d'autres travaux sur des réseaux hexagonaux et triangulaires ont été récemment initiés au sein du laboratoire Xlim de l'Université de Limoges. A titre d'exemple, la figure 4.27 montre une photographie MEB d'un réseau hexagonal de période $1\ \mu\text{m}$ et de diamètre de $340\ \text{nm}$ obtenu par lithographie électronique sur la face z- du LiNbO_3 .

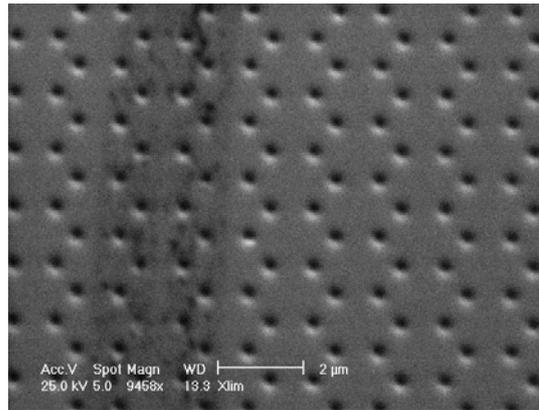


Figure 4.27. Photo MEB d'un réseau hexagonal dans le LiNbO_3 obtenu par lithographie électronique.

Dans le même ordre d'idées, l'équipe de Limoges a récemment réalisé des guides à cristaux photoniques de type W1 dans le LiNbO_3 en utilisant la même technique EB (figure 4.28). Pour cela deux types de réseaux ont été mis en œuvre : un réseau triangulaire de période $a=810$ nm et de diamètre $d=360$ nm, et un réseau carré de période de 800 nm et de diamètre de 360 nm.

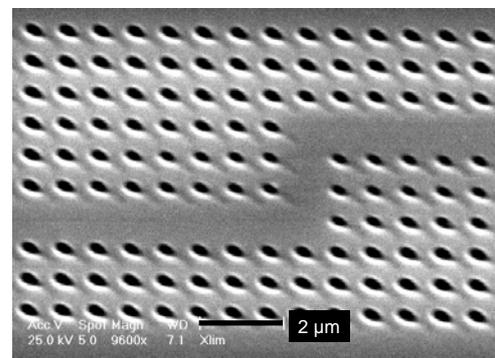
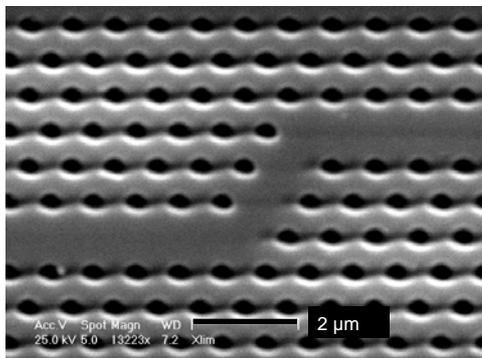


Figure 4.28. Photos MEB d'un guide à cristal photonique de type W1 dans le LiNbO_3 fabriqué par lithographie électronique. (a) maille triangulaire, (b) maille carré.

Ces travaux laissent entrevoir la mise au point de composants optoélectroniques nouveaux pour le traitement du signal optique.

6. Conclusion

Dans ce chapitre, nous nous sommes intéressés à la caractérisation optique des structures photoniques combinées à un guide d'onde implanté dans le LiNbO_3 . Après des rappels sur

les principes de guides d'ondes optiques et de la fabrication de guides d'onde dans le LiNbO_3 , nous avons présenté les travaux effectués sur la caractérisation optique des structures guidantes réalisées.

Pour l'étude optique de nos structures, nous avons réalisé au sein du laboratoire LMOPS un montage expérimental comprenant une source à large spectre ($0.3 - 1.75 \mu\text{m}$) associée à un système de couplage – découplage et un analyseur de spectre. Ce montage permet de mesurer le spectre de transmission des structures photoniques. Les résultats préliminaires montrent une diminution de l'intensité optique transmise. Cependant, il convient d'être prudent quant à l'analyse de ces résultats. En effet, la profondeur des trous ainsi que l'homogénéité du réseau en termes de périodicité et de géométrie ne sont pas encore totalement maîtrisés. Le succès de cette démarche permettra d'utiliser pleinement les avantages qu'offre la technique d'implantation ionique associée à un réseau BIP pour la mise au point de composants photoniques reconfigurables.

Aussi nous avons observé que l'e-beam n'affecte pas les propriétés des guides implantés, les structures à BIP réalisées sur les guides (Plan) n'ont provoqué aucune modification de leurs propriétés optiques.

Chapitre 5

Chapitre 5

Etude des effets de l'irradiation e-beam sur les guides d'ondes de LiTaO_3 implantés He^+ pour la réalisation de cristaux photoniques

1. Introduction

Le niobate de lithium (LiNbO_3) et le tantalate de lithium (LiTaO_3) sont actuellement deux matériaux optiques les plus utilisés dans plusieurs domaines en optique intégrée et en optique non linéaire. Ils constituent de part leurs propriétés optiques non linéaires deux substrats privilégiés pour la réalisation de composants optoélectroniques. La maîtrise des techniques de réalisation des guides dans ces deux matériaux a également permis de s'affranchir des limitations imposées par les cristaux massifs.

Malgré le fait que le LiTaO_3 possède un seuil de dommages optiques de deux ordres de grandeurs plus élevé que celui du LiNbO_3 , ce matériau est beaucoup moins utilisé que le niobate de lithium. Cela est notamment dû à sa température de Curie relativement faible (615°C) comparée à celle du LiNbO_3 (1210°C) qui limite l'utilisation de processus de fabrication à températures élevées. De plus, plusieurs travaux rapportent des anomalies dans le comportement des guides de LiTaO_3 (en particulier ceux fabriqués par échange protonique APE) comparés à ceux dans le LiNbO_3 ; ce qui rend le processus de fabrication assez difficile [128].

D'une manière générale, beaucoup de résultats controversés ont été rapportés dans la littérature à propos des mécanismes physico-chimiques responsables des variations d'indices ainsi de l'inversion des domaines ferroélectriques dans le LiTaO_3 .

Dans ce chapitre, nous nous intéressons à la réalisation et l'étude de cristaux photoniques (CPs) dans le LiTaO_3 associés aux structures guidantes obtenues par implantation ionique. Il sera présenté une étude préliminaire sur le mécanisme de fabrication de CPs dans le LiTaO_3 par irradiation e-beam. L'objectif étant d'appliquer la même approche déjà démontré avec le LiNbO_3 afin de réaliser des structures photoniques dans ce matériau. Cela pourrait être d'un

grand intérêt pour des applications dans le domaine de l'optique non linéaire nécessitant des densités d'énergies élevées.

2. Propriétés du LiTaO₃

Le LiTaO₃ est un cristal non linéaire uniaxe positif ($n_e > n_o$ à faible biréfringence) et appartient au système trigonal. Comme évoqué précédemment, son avantage est sa faible susceptibilité au dommage optique. Il possède une température de Curie relativement faible de 615°C. La figure 5.1 présente la cellule élémentaire du LiTaO₃.

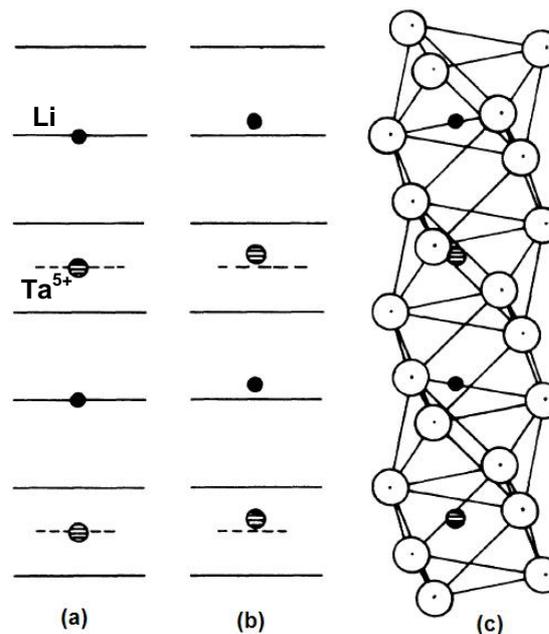


Figure 5.1. Structure du tantalate de lithium : (a) phase paraélectrique, (b) phase ferroélectrique, (c) structure de la cellule unitaire. [129].

Des guides d'ondes optiques ont été obtenus en utilisant les techniques de diffusion ioniques [130], l'échange protonique [113] et l'implantation ionique [120].

Le tantalate de lithium présente des propriétés électro-optiques, pyroélectriques et piézoélectriques uniques associées à une excellente stabilité mécanique et chimique. Il possède un domaine de transparence très large. Il est couramment utilisé dans les systèmes SAW (surface acoustic wave) notamment dans les téléphones portables. Le tantalate de lithium (LiTaO₃) est l'un des principaux matériaux utilisés pour la réalisation de détecteurs pyroélectriques en raison de son grand coefficient pyroélectriques et son excellente stabilité chimique. En somme, comme le LiNbO₃, ce matériau est très prometteur pour le développement des systèmes fonctionnels optiques.

Le tableau suivant résume les propriétés essentielles du LiTaO₃.

Tableau 5.1. Propriétés du LiTaO₃.

Propriétés	LiTaO ₃
Symétrie	Trigonal, 3m
Constantes du réseau	a = 5.154, c = 13.783
Densité, g/cm ³	7.45
Température de fusion, °C	1650
Température de Curie, °C	610
Solubilité	Insoluble dans l'eau
Coefficients de dilatation thermique, 10 ⁻⁶ /°C	a _a = 16, a _c = 4
Conductivité thermique, mW/cm °C	46
Constantes diélectriques (@ 100 KHz)	ε _a = 54, ε _c = 43
Transparence, nm	400 - 5500
Indices de réfraction @ 633 nm	n _o = 2.175 n _e = 2.180
Coefficients electro-optiques pm/V @633 nm, HT	r ₃₃ = 33, r ₁₃ = 8, r ₂₂ = 20
Coefficients non linéaires pm/V @ 1064 nm	d ₂₂ = 2.0, d ₃₁ = - 1, d ₃₃ = -21
Coefficients pyroélectriques:	-2.3 10 ⁻⁴ C/°C/m ²
Absorption @ 1064 nm	< 0.15 %/cm

De la même manière que pour le LiNbO₃, le besoin de réaliser des composants permettant la génération de second harmonique par quasi accord de phase a suscité également plusieurs travaux pour la fabrication et l'étude de structures périodiquement polarisées dans le LiTaO₃ (PPLT). Pratiquement les mêmes techniques utilisées avec le LiNbO₃ peuvent être également appliquées au LiTaO₃. A titre d'exemple, l'échange protonique suivi d'un traitement thermique peut induire une inversion de domaines (polarisation) dans les monocristaux de LiTaO₃. Le poling électrique est également une technique très développée pour obtenir des structures PPLT performantes [131,132].

3. Etude du mécanisme d'inscription de réseaux à BIP dans le LiTaO_3

Cette partie de l'étude est complètement basée sur les travaux menés sur le LiNbO_3 . Elle tente de tirer profit des résultats et conclusions obtenues dans les chapitres précédents.

Notre objectif est d'utiliser des conditions expérimentales similaires à celles appliquées au LiNbO_3 afin de montrer la possibilité de réaliser des cristaux photoniques dans le LiTaO_3 .

3.1. Procédure expérimentale

De la même manière que pour le LiNbO_3 , nous avons utilisé un microscope électronique (MEB Philips XL 20) combiné au système de lithographie RAITH (comme décrit dans le chapitre 3) ; technique mise en œuvre à l'institut de recherche Xlim [37]. Après irradiation en mode pulsé, nous avons effectué une gravure chimique sélective HF: HNO_3 . Différentes conditions expérimentales ont été testées. A titre d'exemple, la figure 5.2 présente des photographies de la zone irradiée avant et après attaque chimique pour une structure carrée dans les conditions rapportées sur le tableau 5.2.

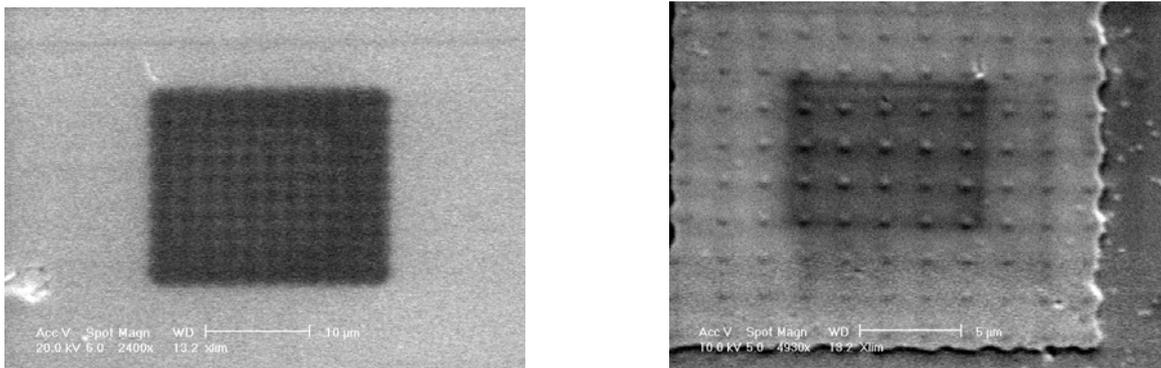


Figure 5.2. Structure réalisée sur le tantalate de lithium par e-beam

(a) Avant attaque chimique, (b) après attaque chimique.

L'attaque chimique HF est réalisée dans les proportions (1 vol HF + 1 vol HNO_3) pour une durée de 30 mn à température ambiante.

Tableau 5.2. Paramètres d'irradiation du LiTaO_3 .

Intensité	3.5 nA
Energie	25 keV
N Pulses	300
Durée Pulse	400 ms
Ø Spot	250 nm

La zone irradiée obtenue est comparable à une inversion de domaine dans le tantalate de lithium.

Un agrandissement de la zone attaquée par la solution HF: HNO₃ (1 :1) nous permet d'observer un autre phénomène dans la région à forte concentration d'électrons, l'apparition de trous dans la zone irradiée (figure 5.3).

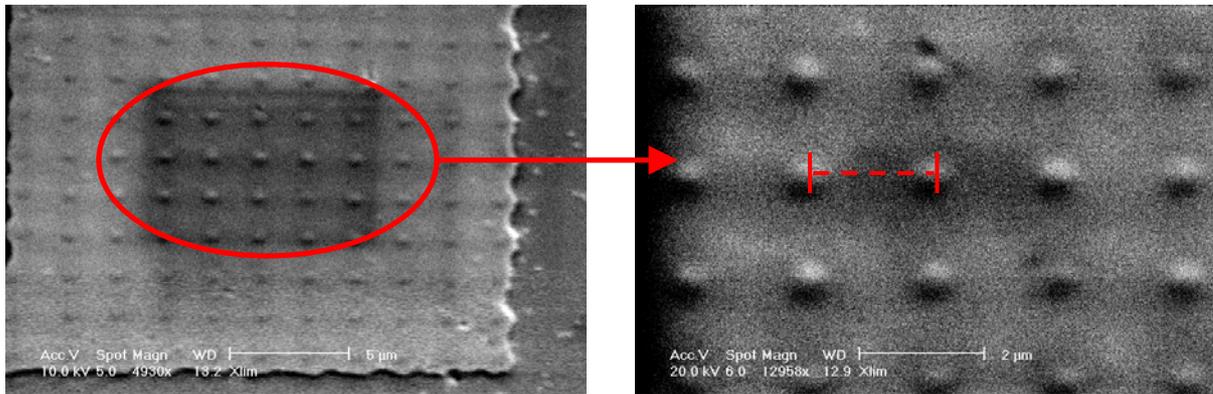


Figure 5.3. Agrandissement d'une zone de tantalate de lithium irradiée pour la réalisation de cristaux photoniques (réseau carré de 2μm de période et diamètre =800 nm).

Les résultats obtenus montrent que le comportement du LiTaO₃ irradié par e-beam est totalement différent de celui du LiNbO₃. En effet, un double effet semble se mettre en place après attaque chimique : d'une part une réaction individuelle des zones irradiées et d'autre part une réaction «collective» de toute la zone irradiée. On constate l'apparition d'une structure de trous à l'intérieur d'une zone qui se comporte différemment sous l'attaque chimique que le reste du substrat. Cette observation est également valable dans le cas de structures irradiées sur des guides de LiTaO₃ implantés He⁺ comme le montre la figure 5.4. Les conditions d'irradiation pour cet exemple sont rapportées dans le tableau 5.3.

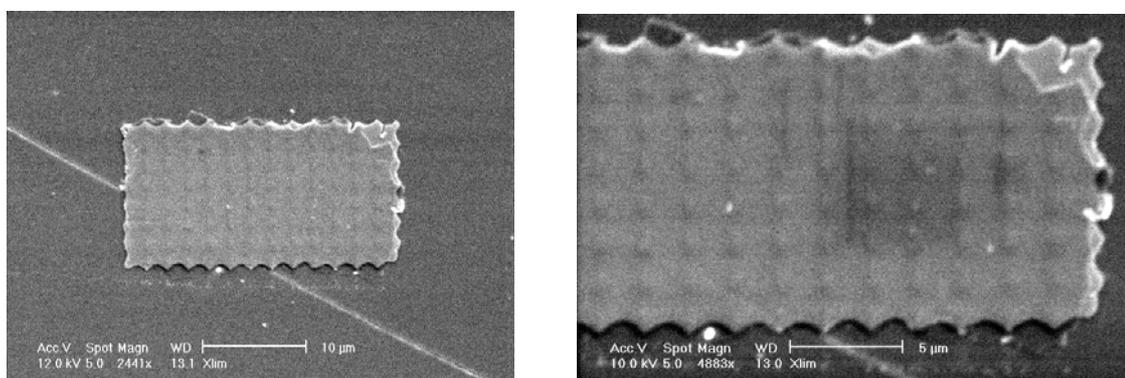


Figure 5.4. Tantalate de lithium irradié e-beam, après attaque chimique en présence d'un guide plan implanté He⁺ d'épaisseur 2.5 μm

Tableau 5.3. Paramètres d'irradiations du guide implanté dans le niobate de lithium
Attaque chimique : 1 :1 HF:HNO₃, pendant 30 mn.

Intensité	2.5 nA
Energie	25 keV
N Pulses	580
Durée Pulse	400 ms
Ø Spot	250 nm

3.2. Evolution des spectres μ -Raman en fonction de la zone irradiée

Ce travail constitue une étude préliminaire pour comprendre les effets de l'irradiation e-beam sur le LiTaO₃. Par conséquent, les conclusions sont à prendre à beaucoup de précaution et ce travail devrait se poursuivre au-delà de cette thèse afin de mieux comprendre toutes les anomalies observées. D'une manière similaire à l'étude réalisée sur le LiNbO₃, nous avons analysé un ensemble d'échantillons irradié e-beam avant attaque chimique. L'enregistrement des spectres μ -Raman s'effectue de la zone vierge jusqu'au centre de la zone irradiée comme l'indiquent les figures 5.5.a et 5.5.b.

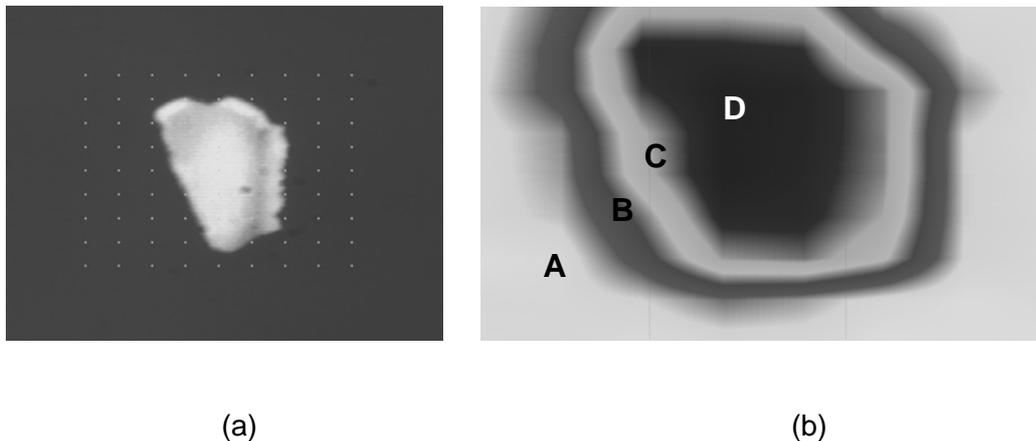


Figure 5.5. (a) Principe des Mesures Raman en configuration Z(yy)Z- et Z(xy)Z- sur une zone irradiée de LiTaO₃. (b) Différentes zones de mesures Raman pour le tantalate de lithium irradiée par faisceau d'ions (E-Beam)

Les irradiations ont été réalisées à Xlim, dans les conditions du tableau 5.4.

Tableau 5.4. Conditions d'irradiations du tantalate de lithium pour l'étude μ -Raman

Intensité	2.5-3.5 nA
Energie	25 keV
N Pulses	300
Durée Pulse	400 ms
\varnothing Spot	250 nm

Les figures (5.6. et 5.7) montrent l'évolution de l'intensité des pics Raman le long d'une zone irradiée par des électrons dans les deux configurations Z(xy)Z- et Z(yy)Z- respectivement. On observe une diminution progressive et importante de l'intensité de tous les pics allant de la périphérie jusqu'au centre de la zone irradiée.

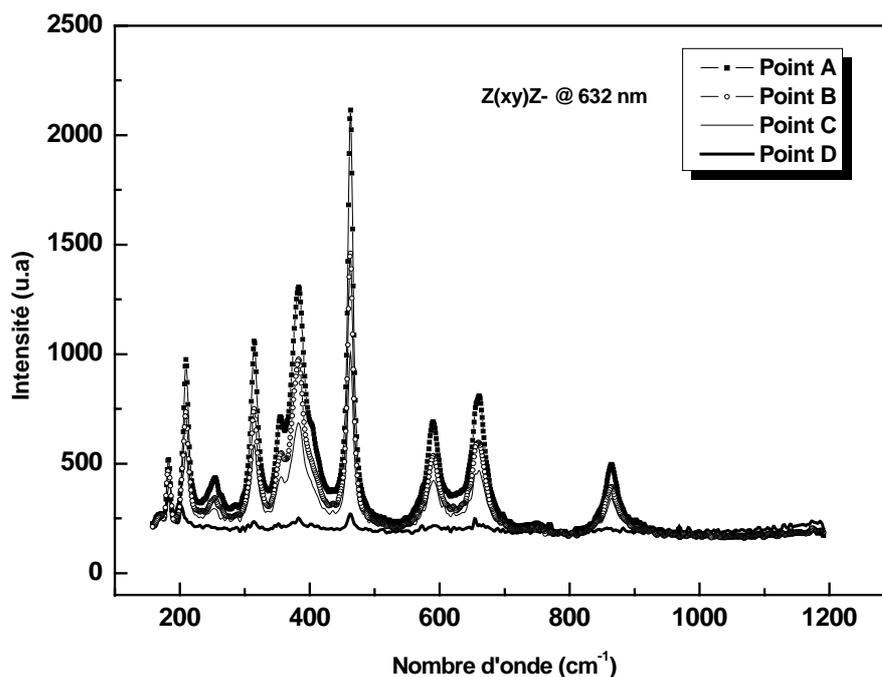


Figure 5.6. Spectres μ -Raman en configuration Z(xy)Z des différents pic des points (A), (B), (C) et (D) (Position en cm^{-1} et l'intensité en u.a.)

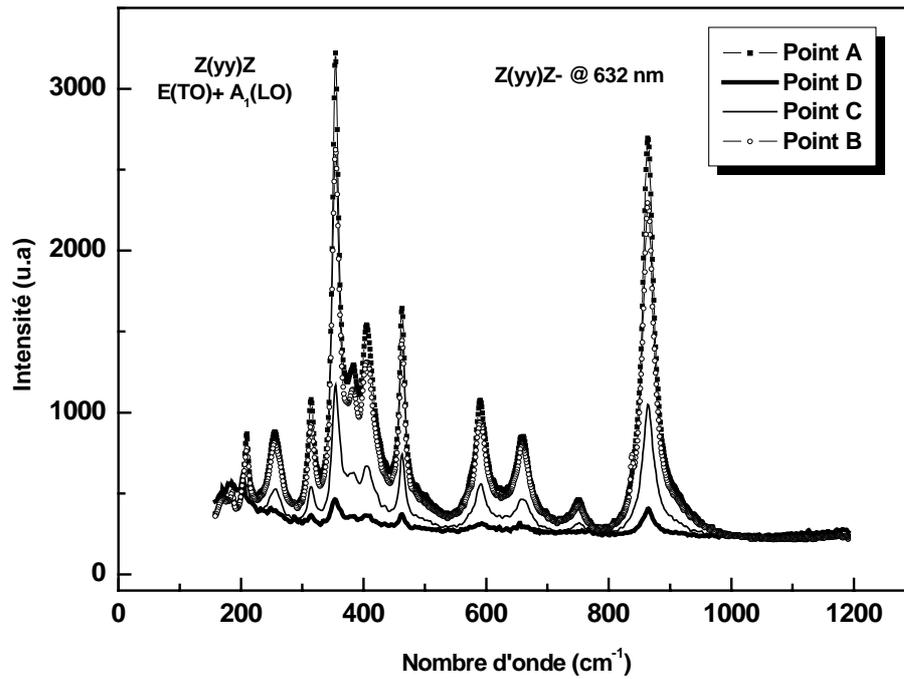


Figure 5.7. Spectres μ -Raman en configuration Z(yy)Z des différents pic des points (A), (B), (C) et (D) (Position en cm^{-1} et l'intensité en u.a.)

Les intensités et positions des pics Raman sont résumées dans les tableaux 5.5 et 5.6 suivants.

Tableau 5.5. Positions et intensités des différents pic des points (A), (B), (C) et (D) en configuration Z(xy)Z- (Position en cm^{-1} et l'intensité in u.a.)

Pics	Point A		Point B		Point C		Point D	
	Position	Intensité	Position	Intensité	Position	Intensité	Position	Intensité
Pic E1	183.31	517	-1	466	+1	403	+1	341
Pic E2	209.55	974	0	735	0	552	-1	250
Pic E3	254.13	434	0	343	-1	294	-1	208
Pic E4	314.53	1059	0	749	0	584	-1	234
Pic E5	355.20	714	+1	548	+1	439	-3	225
Pic E6	382.87	1306	0	976	0	686	0	251
Pic E7	463.08	2114	0	1459	0	1006	0	270
Pic E8	589.70	690	+1	536	+1	422	+3	217
Pic E9	661.17	809	-1	596	-1	468	-1	219
Pic E10	749.82	228	0	209	+2	207	-1	193
Pic E11	864.66	497	0	393	0	341	-2	204

Tableau 5.6. Positions et intensités des différents pic des points (A), (B), (C) et (D) en configuration $Z(yy)Z$ - (Position en cm^{-1} et l'intensité in u.a.)

Pics	Point A		Point B		Point C		Point D	
	Position	Intensité	Position	Intensité	Position	Intensité	Position	Intensité
Pic E1	183.31	702	0	638	0	/	-1	/
Pic E2	209.55	854	0	800	0	566	+1	450
Pic E3	254.13	889	0	808	0	536	+1	381
Pic E4	285.48	457	0	446	+1	367	+1	334
Pic E5	314.53	1054	0	951	0	566	-4	323
Pic E6	354.13	3048	0	2721	0	1315	0	388
Pic E7	383.93	1293	-1	1190	-1	666	-2	326
Pic E8	406.19	1531	0	1366	-1	723	+1	322
Pic E9	463.08	1622	0	1472	0	791	0	316
Pic E10	590.72	1054	0	979	+1	585	-2	291
Pic E11	660.16	842	-2	769	-5	493	-6	283
Pic E12	750.82	458	-1	441	-1	330	-1	247
Pic E13	863.68	2720	0	2355	0	1152	0	336

Ces résultats indiquent un comportement similaire à celui de LiNbO_3 . A savoir, une décroissance de l'intensité des pics Raman de la périphérie jusqu'au centre de la zone irradiée. On observe également un léger déplacement des pics Raman notamment au point D correspondant au centre de la zone irradiée. En effet, la comparaison des positions des pics des points B, C et D à celles du point A (région vierge) dans les tableaux 5.5 et 5.6, indique un léger décalage des positions des pics Raman ($\sim 1 \text{ cm}^{-1}$) de la gamme 550-900 cm^{-1} en particulier au centre de la zone irradiée (point D) dans les deux configurations $Z(xy)\bar{Z}$ et $Z(yy)\bar{Z}$.

Le décalage des pics Raman est généralement lié aux déplacements atomiques et aux modifications structurales dues à la déformation de la maille élémentaire du matériau provoquée par des défauts et/ou des impuretés intrinsèques et aux vacances dans le cristal. Les informations sur les troubles dans les liaisons ferroélectriques Ta-O peuvent être obtenues dans la gamme spectrale μ -Raman (figure. 5.6 et 5.7) entre 550 et 900 cm^{-1} [133]. Les forces des constantes d'étirement de Ta-O (2.04 N.cm^{-1}) et de flexion O-Ta-O ($0,70 \text{ N.cm.rad}^{-2}$ en moyenne) sont supérieures à celle d'étirement de Nb-O ($1,88 \text{ N.cm}^{-1}$) et de flexion de O-Nb O- ($0,48 \text{ N.cm.rad}^{-2}$ en moyenne) respectivement. Une légère augmentation de la covalence du LiNbO_3 au LiTaO_3 a déjà été soulignée par des auteurs [134].

De la même façon, les angles des liaisons O-Ta-O sont plus rigides que O-Nb-O, ce qui est bien observé sur les spectres Raman à 462 cm^{-1} pour LiTaO_3 et 431 cm^{-1} pour LiNbO_3 ,

En outre, à ce stade du travail, il n'est pas possible de transposer sur LiTaO_3 les mêmes conclusions obtenues dans le cas de LiNbO_3 . En effet, plusieurs études ont révélé des différences importantes dans le comportement de LiTaO_3 et les guides de LiTaO_3 comparés à ceux dans LiNbO_3 . A titre d'exemple, il a été démontré que la réalisation d'échange protonique dans LiTaO_3 s'effectue dans des conditions critiques telles qu'une température élevée et/ou une durée d'échange plus longue. Cela est principalement dû au fait que le coefficient de diffusion des ions échangés est plus faible pour ce matériau [128]. De plus, ce processus implique une couche surfacique du matériau beaucoup plus faible ($1.2\text{ }\mu\text{m}$) que celle dans le cas du LiNbO_3 ($4\text{ }\mu\text{m}$). De ce fait, la diffusion des protons dans la matrice cristalline du LiTaO_3 présente une décroissance rapide. Ce comportement est lié à la grande stabilité chimique du LiTaO_3 qui rend la migration des ions H^+ et Li^+ plus difficile.

A noter que six phases (α , κ , β_1 , β_2 , β_3 et β_4) ont été observées pour la couche $\text{H}_x\text{Li}_{1-x}\text{TaO}_3$ résultant de l'échange protonique en fonction des conditions de l'échange et de recuit. [135,136].

Il existe également des différences dans les processus d'inversion de domaines dans LiTaO_3 comparé au LiNbO_3 . Par exemple, dans le cas du LiNbO_3 , l'inversion de domaine s'effectue généralement sur la face Z+ et présente une allure hexagonale ou triangulaire alors que dans le cas du LiTaO_3 , l'inversion de domaine apparaît toujours sur la face Z- avec une allure semi-circulaire. [137,138].

Pour expliquer l'inversion de domaines sur la face z-, Nakamura et Mizuuchi ont proposé un modèle de champ électrique interne. Nakamura attribue ce champ à l'excès de protons diffusés dans le cristal et les charges négatives adsorbées sur la surface du matériau pour assurer l'électro-neutralité. Mizuuchi suggère que le traitement thermique permet une la diffusion des protons dans le substrat et les ions de lithium diffusent dans le sens opposé. Comme les protons possèdent une mobilité plus élevée que les ions Li^+ , un champ électrique peut apparaître entre les protons diffusés et les absences de charges laissées derrière eux. [139,140].

Plus récemment, des structures PPLT ont été également obtenues par irradiation e-beam. Dans ce cas, la face Z- de l'échantillon est bombardée par un faisceau d'électrons. X. Li *et al.* [141] ont montré que l'utilisation d'une couche de résine pour couvrir la face Z- peut considérablement améliorer la fabrication de structures PPLT. Cette étude a montré que le dépôt successif de charges négatives provoque l'apparition d'une force de répulsion à la surface de l'échantillon qui dévie le faisceau d'électrons de la zone à irradier. Cela résulte d'un élargissement de la zone irradiée. En utilisant cette couche de résine, une structure

PPLT de bonne qualité a été obtenue en utilisant une tension d'accélération faible (5 kV) et un courant de l'ordre de 20 pA (au lieu de 200 pA sans la résine) [141].

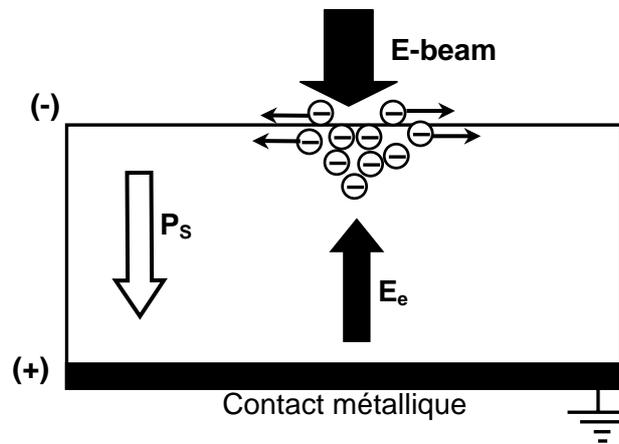


Figure 5.8. Elargissement de la zone irradiée par une diffusion des électrons sur une grande surface du matériau [141].

Le faisceau d'électrons au cours de l'exposition peut être considéré comme un flux d'électrons. Comme illustré sur la figure 5.8 La première partie du faisceau d'électrons est piégée dans la couche superficielle de l'échantillon. Quand de plus en plus d'électrons sont pris au piège dans cette couche, les électrons du faisceau subissent une forte force de répulsion qui les étale sur une grande zone non souhaitée (au delà de la zone d'irradiation initiale). Ces électrons déviés sont à nouveau pris au piège dans l'échantillon, mais en dehors de la zone désirée pour la réalisation de trous. Il en résulte un domaine plus large affecté par l'attaque chimique différemment de la zone de forte concentration d'électrons.

Le profil d'une zone irradiée du tantalate de lithium est représenté sur la figure 5.9. On observe l'élargissement de la partie irradiée du matériau de forte concentration d'électrons (1) vers la zone de faible concentration (2).

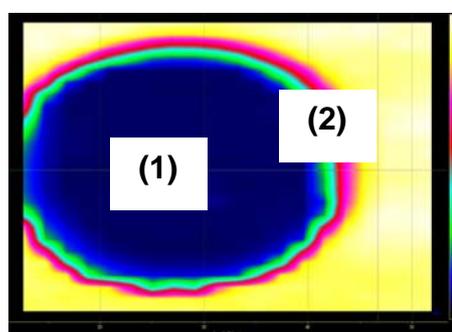


Figure 5.9. Profil d'une zone irradiée en 2D.

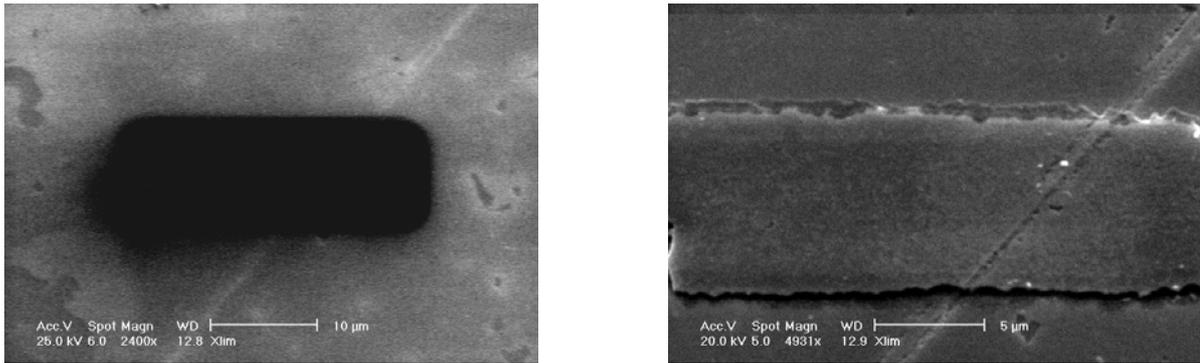


Figure 5.10. Structure réalisée par e-beam sur le tantalate de lithium par e-beam avant et après attaque chimique (N.Pulses 580, D.Pulse 400 ms).

La figure 5.10, représente un exemple de structuration pour lequel un réseau de trous a été initialement programmé par e-beam avec une forte énergie (augmentation du nombre de pulses). Dans ce cas, toute la zone irradiée semble subir une inversion de domaine ferroélectrique sans l'apparition de trous. Cela conforte notre hypothèse évoquée ci-dessus.

Du point de vue attaque chimique, la structure cristallographique du LiTaO_3 (similaire à celle de LiNbO_3) pourrait également expliquer le fait que la face Z- s'attaque plus rapidement que la face Z+. Cela est dû aux liaisons fortes et stables de Li-O et Ta-O sur la face Z+ qui rendent l'attaque chimique difficile. De plus, l'attaque de la face Z- est également initiée par protonation (comme dans LiNbO_3). A noter que les travaux de Liu *et al.* [142] ont montré que l'activation du processus d'attaque chimique dans LiTaO_3 est de nature thermique.

Comme première approche, à partir de l'analyse présentée précédemment, les effets observés dans le cas de LiTaO_3 pourraient être expliqués par le fait que l'irradiation e-beam dans les conditions expérimentales utilisées induit une inversion du domaine ferroélectrique qui s'étend à toute la zone contenant le réseau. Cette zone devenue Z+ s'attaque moins vite que le reste du substrat. Cependant, à l'intérieur de cette zone, l'accumulation de charges négatives au niveau des « trous » permettent une accélération de l'attaque chimique soit dû à une inversion de domaine ou probablement à un l'effet *EBISACE* [103] déjà rapporté pour LiNbO_3 dans le chapitre 3.

Afin de mieux comprendre ce phénomène, il conviendrait de poursuivre ce travail avec une analyse plus profonde des spectres μ -Raman en appliquant la même approche expérimentale que dans le cas de LiNbO_3 (chapitre 3).

4. Caractérisation de guides d'onde de LiTaO₃ implantés He⁺

4.1. Conditions d'implantations

Deux types de guides plans (LT1 et LT2) ont été réalisés sur le tantalate de Lithium. Les conditions expérimentales et les paramètres d'implantation d'ions He⁺ sont identiques à celle utilisées pour la réalisation des guides sur niobate de lithium (Tableau 5.7).

Nous avons réalisé une double implantation avec deux énergies différentes pour obtenir une zone de forte concentration d'ions (figure 5.11) et élargir la barrière optique afin de limiter les pertes par effets tunnel optique.

Tableau 5.7. Conditions d'implantations des guides plans

Nom de l'échantillon	Type de guide	Energies (MeV)	Fluences (10 ¹⁶ ions/cm ²)	Débits de fluence	Angles d'implantation
LT1	Plan	1,4/1,3	0,75	1,5μA/cm ²	0°- 20°
LT2	Plan	1,3/1,2	0,75	1,5μA/cm ²	0°- 20°

Les énergies utilisées ont été choisies suites à des simulations réalisées en utilisant le code TRIM sur le tantalate de lithium afin d'obtenir des guides de différentes épaisseurs. Notons que les différents guides sont conçus sur la face Z- du matériau nécessaire à la réalisation de structures photoniques par e-beam.

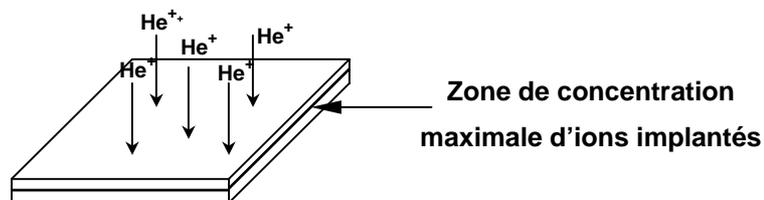


Figure 5.11. Guide optique plan réalisé par double implantation He⁺.

4.2. Détermination des propriétés opto-géométriques

- **Mesure des indices effectifs**

La caractérisation des guides d'ondes obtenus a été effectuée en utilisant la spectroscopie des lignes noires déjà présentée dans le chapitre précédent. Tous les échantillons ont subi un recuit d'une heure à 200 °C après le processus d'implantation.

Dans le cas de l'échantillon LT1, les mesures de spectres de modes guidés ont été réalisées avant et après irradiation par e-beam afin d'étudier les effets de l'irradiation sur les guides

implantés He^+ . A titre d'exemple, les figures 5.12. a et b présentent les spectres de modes guidés TE et TM avant l'irradiation e-beam, respectivement.

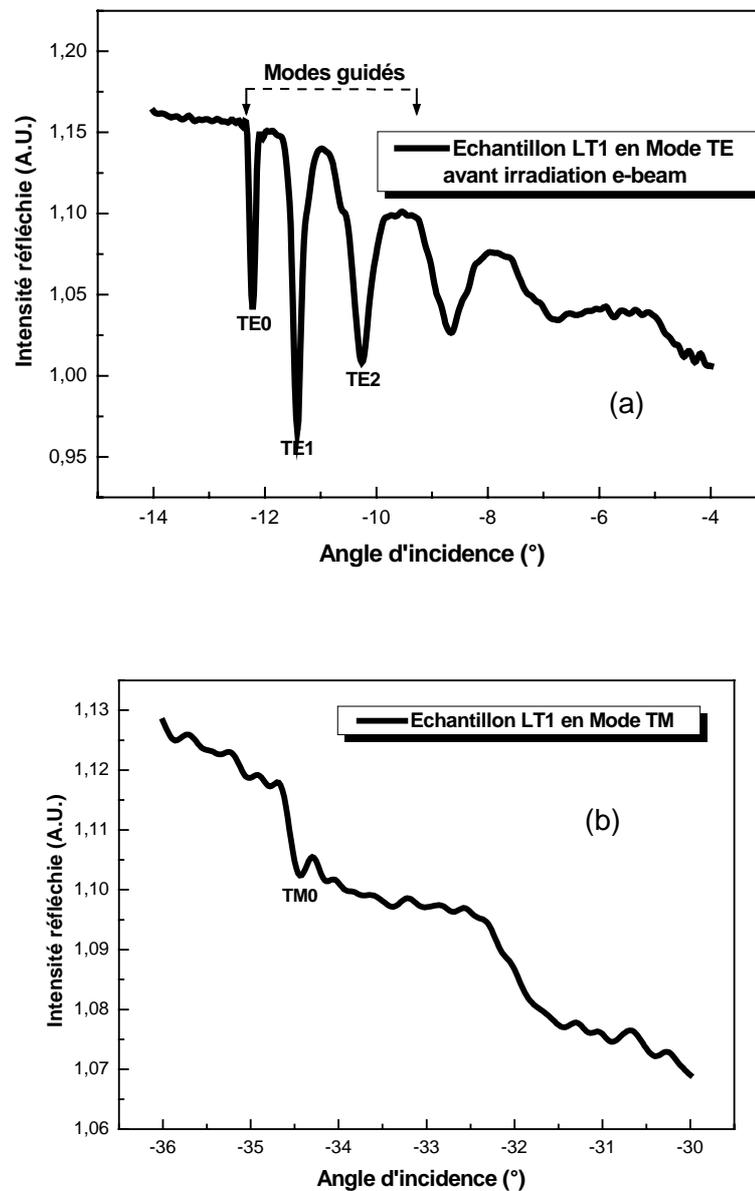


Figure 5.12. Spectres de modes guidés (a) TE et (b) TM (@ $\lambda= 632 \text{ nm}$) d'un guide plan de LiTaO_3 implanté He^+ .

Ces résultats montrent l'excitation de 3 modes guidés bien confinés en polarisation TE et un seul mode guidé et peu confiné en polarisation TM. En effet, plusieurs tests effectués ont montré la difficulté expérimentale pour exciter les modes TM qui correspondent dans notre cas aux modes extraordinaires (coupe Z de l'échantillon). Cependant, des observations similaires ont été rapportées par P. Bindner *et al.* dans le cas des guides fabriqués par

implantation ionique [143]. Ce phénomène est dû au fait que les variations d'indices ordinaire et extraordinaire dues à l'implantation ionique ne sont pas identiques.

La figure 5.13 représente les 3 modes guidés en TE pour l'échantillon LT2.

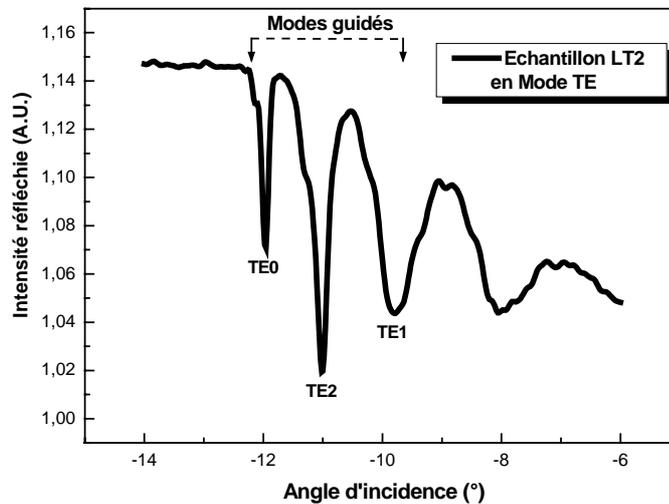


Figure 5.13. Spectres de modes guidés TE du guide LT2 (@ $\lambda = 632 \text{ nm}$)

A partir des positions angulaires des modes guidés, nous avons déterminé les indices effectifs. Les résultats obtenus pour les deux guides LT1 et LT2 sont rapportés sur le tableau 5.8. D'une manière générale, un assez bon accord est obtenu entre les valeurs mesurées et celles calculées.

Tableau 5.8. Indices et épaisseurs des différents guides réalisés par implantation He+

Echantillon	Polarisation	n_g	Épaisseur (μm)	Ordre du mode	Angle synchrone	Indices effectifs mesurés	Indices effectifs calculés	Différence $\times 10^{-4}$
LT1 Guide 2	TE	2.173	2.564	0	-12.220	2.1701	2.1703	-2
				1	-11.420	2.1612	2.1620	-8
				2	-10.260	2.1480	2.1489	-9
LT2 Guide 3	TE	2.173	2.356	0	-12.160	2.1695	2.1696	-1
				1	-11.240	2.1591	2.1599	-8
				2	-09.900	2.1439	2.1444	-5

De plus, ces résultats sont en bon accord avec les simulations TRIM. (Épaisseur des guides en fonction de l'énergie d'implantation et de l'angle d'incidence du faisceau) comme le montre la figure 5.14.

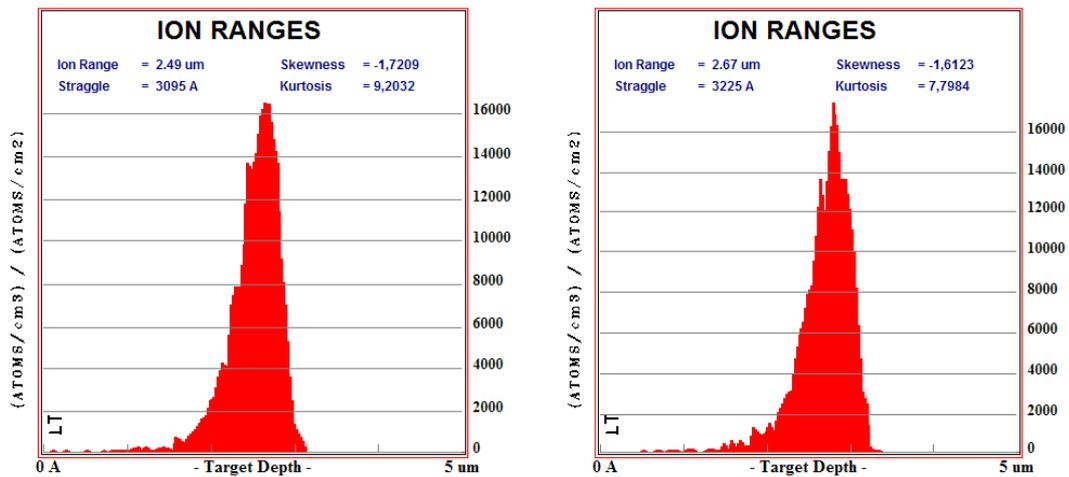


Figure 5.14. Exemple de simulation avec TRIM énergie : Ion : He⁺,

(a) 1.2 MeV, (b) 1.3 MeV (angle d'incidence = 20°)

• Profils d'indices

A partir des valeurs expérimentales des indices effectifs TE (@ λ=632 nm), nous avons déterminé les profils d'indices n_o en utilisant la méthode i-WKB [105]. Les résultats sont rapportés sur la figure 5.15.

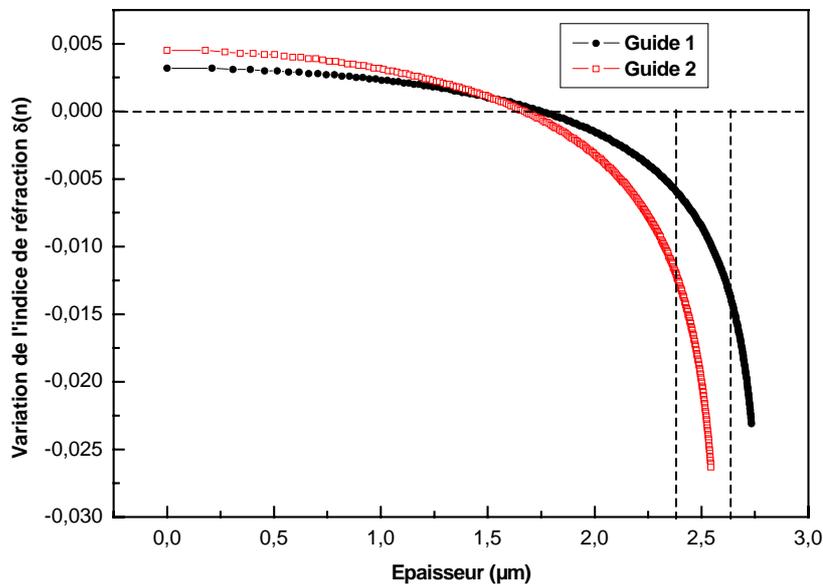


Figure 5.15. Profil d'indice ordinaire n_o des trois guides Plans : LT1 et LT2

(@ λ= 632 nm).

D'une part, on constate une légère augmentation de l'indice n_o entre la surface et 1.7 μm et cela pour les deux guides étudiés. D'autre part, comme attendu, la profondeur de pénétration

des ions implantés est plus grande dans le cas de l'échantillon LT1 due notamment à l'énergie d'implantation utilisée (plus importante que celle dans le cas de l'échantillon LT2). Cependant, on observe une chute graduelle de l'indice n_o avec une variation de l'ordre de 2.5×10^{-2} au niveau de la barrière optique. Cela indique un comportement à gradient d'indice. Finalement les épaisseurs mesurées à la largeur à mi-hauteur de la barrière optique indiquent des valeurs en très bon accord avec celles déterminées précédemment (tableau 5.8).

Finalement, il n'a pas été possible d'obtenir le profil d'indice extraordinaire (n_e) du fait que la méthode i-WKB nécessite l'utilisation d'au moins 3 modes guidés. Cependant, à partir de la valeur de l'indice effectif TM_0 et celle de l'épaisseur déterminée à partir des mesures en polarisation TE, nous avons calculé la valeur de l'indice extraordinaire de la région guidante, $n_e = 2.181$. Cette valeur est en très bon accord avec celle du $LiTaO_3$ (voir le tableau 5.1).

Concernant la caractérisation optique du guide LT1 utilisé pour l'inscription de réseau de photonique par irradiation e-beam, les résultats obtenus n'ont pas révélé de modification au niveau des spectres de modes guidés après le processus d'irradiation. En effet, cet échantillon présente les mêmes propriétés guidantes avant et après irradiation comme le montre la figure 5.16.

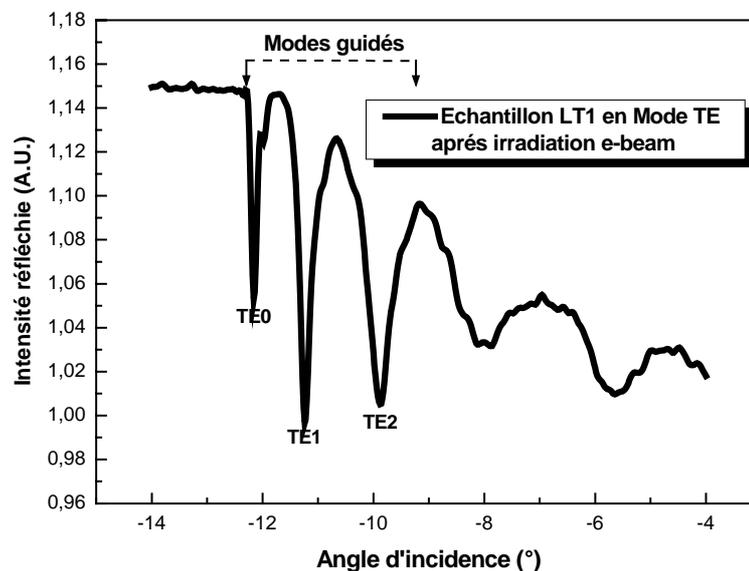


Figure 5.16. Spectres de modes guidés TE (@ $\lambda = 632$ nm) d'un guide plan de $LiTaO_3$ implanté He^+ après irradiation e-beam.

Cependant, il est à souligner que les guides étudiés sont des structures planaires. De ce fait, il est difficile d'effectuer une caractérisation précise de la propagation guidée au niveau de la zone qui a subi l'irradiation e-beam. Par conséquent, ces conclusions préliminaires sont à prendre avec prudence. Il serait plus judicieux d'étudier des guides d'ondes canaux sur lesquels seront inscrits des réseaux irradiés.

5. Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté une étude préliminaire sur la réalisation et l'étude de structures photoniques obtenues par irradiation e-beam dans LiTaO_3 . Pour cela, nous avons adopté la même démarche entreprise dans le cas de LiNbO_3 . Nous nous sommes d'abord intéressés au mécanisme d'inscription de réseaux à BIP dans le LiTaO_3 en utilisant la spectroscopie μ -Raman. L'analyse des résultats montre que les effets induits par l'irradiation par faisceau d'électrons dans le LiTaO_3 diffèrent de ceux mis en évidence dans le cas du LiNbO_3 . Nos résultats suggèrent une double inversion de la polarisation spontanée du matériau : une première inversion dans toute la zone irradiée suivi vraisemblablement d'une deuxième inversion dans les «trous». Cette dernière pourrait expliquer l'apparition de trous après attaque chimique. Cependant, il convient de ne pas écarter totalement l'effet *EBISACE* mis en évidence dans le cas du LiNbO_3 .

Par la suite, nous avons étudié les propriétés optiques de guides d'onde dans LiTaO_3 He⁺. Les résultats indiquent que les guides obtenus supportent 3 modes guidés TE et un seul en TM.

A noter que l'étude de réseau à BIP dans un guide de LiTaO_3 ne nous a pas permis de tirer des conclusions pertinentes. Ce travail ouvre la voie à une étude intéressante dont l'aboutissement pourrait apporter une meilleure compréhension des effets de l'irradiation e-beam sur le LiTaO_3 .

Conclusion générale

Conclusion générale

Dans ce travail, nous nous sommes intéressés à la réalisation et l'étude de cristaux photoniques (CPs) 2D dans le niobate de lithium et le tantalate de lithium associés aux structures guidantes fabriquées par implantation ionique (He^+ et H^+). L'idée principale consiste à juxtaposer un réseau de trous de dimensions sub-micrométriques sur un guide d'onde fabriqué par implantation d' He^+ dans un cristal de niobate de lithium.

Pour fabriquer le réseau à BIP, nous avons utilisé le bombardement par faisceau d'électrons qui permet une gravure par attaque chimique pour créer le réseau de trous.

Dans un premier temps, nous nous sommes focalisés sur l'étude et la simulation des bandes interdites photoniques (BIP) avec différentes architectures de réseaux de trous. Le but principal est de déterminer la structure idéale (géométrie et dimensions) pour l'obtention d'une bande interdite photonique totale en polarisations transverse électrique et magnétique (TE et TM). Pour cela, nous avons développé un code basé sur la méthode des ondes planes. Nous nous sommes intéressés à l'étude de trois types de réseaux (carré, triangulaire et hexagonal) en modifiant la configuration des trous d'air ($\varepsilon_a = 1$) dans le niobate de lithium (z-cut) en mode TE ($\varepsilon_b = 4.884$) et TM ($\varepsilon_b = 4.584$) à la longueur d'onde $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$ et en faisant varier le rapport r/a (facteur de remplissage).

Pour la structure carrée, on observe une bande interdite en mode TM (1^{ère} Bande) et une bande interdite en polarisation TE (4^{ème} bande) par contre, aucune bande totale. Pour le réseau triangulaire, on obtient une bande interdite en TE relativement large mais dans ce cas également aucune bande interdite totale. Enfin pour la structure hexagonale, on constate une bande interdite totale (1^{ère} Bande TE et TM) avec un rapport r/a de 0.38.

Des résultats similaires ont été obtenus dans le cas du monocristal de LiTaO_3 .

Cette étude a été poursuivie par la modélisation des coefficients de transmission et de réflexion des différents réseaux carré, triangulaire et hexagonal en utilisant la méthode FDTD. D'une manière générale, les résultats obtenus montrent qu'une structure de 10 rangées de trous et plus est nécessaire pour obtenir un réseau à BIP efficace.

Dans un deuxième temps, nous nous sommes intéressés à l'étude des mécanismes physico-chimiques responsables de l'inscription de réseaux à BIP par la technique e-beam, afin de déterminer les paramètres d'irradiation optimaux permettant d'obtenir un réseau à

BIP efficace à la longueur d'onde des télécommunications optiques (1.55 μm). L'étude a été réalisée sur des échantillons de niobate de lithium z-cut en utilisant la spectroscopie μ -Raman. En collaboration avec Xlim, nous avons réalisé quatre séries d'irradiation sur deux échantillons de niobate de lithium congruent orienté z-cut en utilisant un microscope à balayage Philips XL20 associé au logiciel de lithographie Raith-Elphy Quantum utilisé en mode pulsé. Le dispositif utilisé pour réaliser les spectres micro Raman des zones irradiées est le spectromètre Labram 10 de Jobin Yvon avec un objectif X100. Le laser d'excitation est un He-Ne @ 632 nm et la résolution spatiale est de l'ordre de 1 μm .

Les spectres Raman ont été mesurés à des points différents de la zone irradiée et comparés au spectre du cristal non irradié. Cette étude montre une diminution progressive de l'intensité des pics Raman de la périphérie vers le centre de la zone irradiée.

D'une manière générale, les résultats montrent que le bombardement par faisceau d'électrons de la face z- de LiNbO_3 sous des conditions expérimentales spécifiques, induit une modification locale des arrangements atomiques dans le cristal. Un léger déplacement des ions Nb et Li peut être également considéré.

L'étude de l'évolution des spectres Raman en fonction des conditions d'irradiations (pour différentes zones) confirme les résultats indiqués précédemment.

Dans ces conditions, l'irradiation par faisceau d'électrons peut engendrer une accélération sélective de l'attaque chimique sur la face z-. Ce phénomène baptisé **EBISACE** (Beam Induced Selective Accelerated Chemical Etching) est à l'origine de l'inscription de réseau à BIP dans le LiNbO_3 .

Fort de ces résultats, la réalisation d'une structure à BIP combinée avec un guide d'onde de LiNbO_3 fabriqué par implantation d' He^+ a été entreprise conjointement avec le LPCML et Xlim.

Les résultats montrent que les guides d'onde supportent 3 modes TE et 3 modes TM avec une épaisseur de 2.8 μm et une variation d'indice de réfraction au niveau de la barrière optique de l'ordre de 4×10^{-2} . Les pertes optiques que nous avons mesurées par la technique de couplage par prisme – découplage par la tranche sont de l'ordre de 1 dB.cm^{-1} .

Pour la caractérisation optique de la structure à BIP, nous avons réalisé un montage expérimental au sein du laboratoire LMOPS. Ce montage comprend, notamment, une source à large spectre (0.3 – 1.75 μm) associée à un système de couplage – découplage par la tranche et un analyseur de spectre. Les résultats préliminaires indiquent une réduction de l'intensité transmise (jusqu'à 35 dB) due vraisemblablement au processus de fabrication. En effet, les dimensions et la géométrie des trous ne sont pas complètement optimisées.

Bien que les travaux évoqués précédemment restent incomplets, ils démontrent néanmoins, les potentialités d'applications des cristaux photoniques dans le LiNbO_3 pour réaliser des composants optoélectroniques.

La même démarche a été entreprise dans le cas du LiTaO_3 qui a fait l'objet du dernier chapitre de ce manuscrit, considéré comme une étude préliminaire sur la faisabilité de cristaux photoniques dans les guides d'onde de LiTaO_3 . En effet, nous nous sommes d'abord intéressés au mécanisme d'inscription de réseaux à BIP dans le LiTaO_3 en utilisant la spectroscopie μ -Raman. L'analyse des résultats montre que les effets induits par l'irradiation par faisceau d'électrons dans le LiTaO_3 diffèrent de ceux mis en évidence dans le cas du LiNbO_3 . Il est suggéré une possible inversion de la polarisation spontanée du matériau dans toute la zone irradiée. Par la suite, nous avons étudié les propriétés optiques de guides d'onde de LiTaO_3 . Les résultats indiquent que les guides obtenus supportent 3 modes guidés TE et un seul en TM.

A noter que l'étude portant sur le réseau à BIP dans un guide de LiTaO_3 ne nous a pas permis de tirer des conclusions pertinentes.

En somme, il serait nécessaire de poursuivre ce travail suivant deux axes principaux: d'une part l'optimisation du processus de fabrication de réseau de trous avec une profondeur de l'ordre du μm afin d'inscrire un réseau à BIP sur toute l'épaisseur du guide ; et d'autre part la compréhension du mécanisme d'inscription de réseaux à BIP dans le LiTaO_3 . Cela permettra d'effectuer une caractérisation optique complète du composant obtenu.

Dans ces conditions, il serait possible d'envisager la fabrication de plusieurs composants optoélectroniques efficaces de type filtres optiques ou guides à CP W1 à base de cristaux photoniques dans le LiNbO_3 et/ou le LiTaO_3 et d'utiliser leurs propriétés optiques non linéaires afin de démontrer la faisabilité de composants reconfigurables.

Références bibliographiques

Références bibliographiques

- [1] J. D. Joannopoulos, R. D. Maede, and J. N. Winn, "Photonic crystals: Molding the flows of light", Princeton Univ. Press, (1995).
- [2] K. Sakoda, "Optical Properties of Photonic Crystals", vol. 80 of Springer series in optical sciences, Springer, Berlin Heidelberg New York, (2001).
- [3] Y. Desiers, "Conception et études optiques de composants micro-photoniques sur matériaux III-V à base de structures à bandes interdites de photons", thèse de doctorat de l'université de Lyon, (2001).
- [4] D. Gerard, "Etude en champ proche et en champ lointain de composants périodiquement nanostructurées : cristaux photoniques et tamis à photons", thèse doctorat, université de Bourgogne, (2004).
- [5] V. Mizeikis, S. Juodkazis, A. Marcinkevicius, S. Matsuo, H. Misawa, "Tailoring and characterization of photonic crystals", Journal of Photochemistry and Photobiology C: Photochemistry Reviews, 2, p.35-69, (2001).
- [6] M. Kamp, T. Happa, S. Mahnkopf, G. Duan, S. Anand, and A. Forchel, "Semiconductor photonic crystals for optoelectronics", Physica E 21, 802-808, (2004).
- [7] M. Loncar, T. Doll, J. Vuckovic, and A. Scherer, "Design and Fabrication of Silicon Photonic Crystal Optical Waveguides", Journal of Lightwave Technology, Vol. 18, 10, p. 1402-1411, (2000).
- [8] C. Ciminelli, F. Peluso, and M.N. Armenise, "Modeling and Design of Two-Dimensional Guided-Wave Photonic Band-Gap Devices", Journal of Lightwave Technology, Vol. 23, Issue 2, p. 886-901, (2005).
- [9] F. Raineri, "Optique non linéaire dans les cristaux photoniques en semiconducteur III-V", thèse doctorat, université Paris XI Orsay, (2004).
- [10] K.M. Ho, C.T. Chan et C.M. Soukoulis, "Existence of a photonic gap in periodic dielectric structures", physical review letters, vol 65, n°.25, p.3152-3155, (1990).
- [11] E. Yablonovitch, T.J. Gmitter et K.M. Leung, "Photonic band structure : the face-centred-cubic case employing nonspherical atoms", Physical Review Letters, vol.67, n°.17, p. 2295-2298, (1991).
- [12] H. Miguez, C. Lopez, F. Meseguer, A. Blanco, L. Vasquez, R. Mayoral, M. Ocana, V. Fornés et A. Mifsud, "Photonic crystal properties of packed submicrometric SiO₂ spheres", Applied physics Letters, 71, p 1148-1150, (1997).
- [13] K. Busch, "Photonic band structure theory: assessment and perspectives", C.R. Physique 3, p.53-66, (2002).
- [14] C. Kittel, "Introduction to solid state physics", John Willey & Sons, New York, (1976).

- [15] C.Yu, and H.Chang, "Applications of the finite difference mode solution method to photonic crystal structures", *Optical and Quantum Electronics* 36, p. 145-163, (2004).
- [16] D.Hermann, M.Frank, K.Busch, and P.Wölfle, "Photonic band structure computations", *Optics Express*, Vol. 8, n°.3, p. 167-172, (2001).
- [17] J.P.Pendry, "Calculating photonic band structure", *Journal of Physics: Condensed Matter* 8, p. 1085-1092 (1996).
- [18] D.Maystre, " Electromagnetic study of photonic band gaps", *Pure and Applied Optics* 3, p.975-993, (1994).
- [19] B. Lombardet, "Etude et réalisation de cristaux photoniques pour l'optique intégrée", thèse doctorat ès sciences, Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne, (2005).
- [20] S.Guo and S.Albin, "Simple plane wave implementation for photonic crystal calculations", *Optics Express*, Vol.11, n°.2, p. 167-175, (2003).
- [21] S.Shi, C.Chen, and D.W. Prathe, "Revised plane wave method for dispersive material and its application to band structurecalculations of photonic crystal slabs", *Applied Physics Letters* 86, p. 043104-43104, (2005).
- [22] M.Qiu, S.He, "A nonorthogonal finite-difference time-domain method for computing the band structure of a two-dimensional photonic crystal with dielectric and metallic inclusions", *J. Appl. Phys.* 87, p.8268–8275, (2000).
- [23] A. Lavrinenko, P. I. Borel, L. H. Frandsen, M. Thorhauge, A. Harpøth, M. Kristensen, T. Niemi, "Comprehensive FDTD modelling of photonic crystal waveguide components", *Optics Express*, Vol. 12, No. 2., p.234-248, (2004)
- [24] Y. Merle, "Etude de la dispersion électromagnétique dans les matériaux périodiques diélectriques bidimensionnels", thèse de doctorat, université de Limoges, (2003).
- [25] K.S.Yee, "Numerical solution of initial boundary value problems involving Maxwell's equations in isotropic media", *IEEE Trans. Antennas and propagation*, vol 14, p 302-307, (1966).
- [26] Y. Desiers, "Conception et études optiques de composants micro-photoniques sur matériaux III-V à base de structures à bandes interdites de photons" thèse de doctorat de l'université de Lyon, (2001).
- [26] J.Teyssier, "Réalisation de guides d'ondes pour l'optique non-linéaire. Développement de nanocomposites inorganiques", thèse de doctorat, UFR Ecole Supérieure d'Ingénieurs d'Annecy ,(2004).
- [27] J.G. Scott, A.J. Boyland, S.Mailis, C.Grivas,O.Wagner, S.Lagoutte, and R.W. Eason, "Self-ordered sub-micron structures in Fe-doped LiNbO₃ formed by light-induced frustration of etching", *Appl. Surf. Sci.* 230, p.138-150, (2004).
- [28] I.E. Barry, R.W. Eason, G.Cook, "Light-induced frustration of etching in Fe-doped LiNbO₃", *Appl. Surf. Sci.* 143 p.328-331,(1999).

- [29] S. Mailis, C.Riziotis, P.G.R.Smith, J.G.Scott, and R.W.Eason, "Continuous wave ultraviolet radiation induced frustration of etching in lithium niobate single crystal", *Appl.Surf. Sci.* 206, p.46-52, (2003).
- [30] F. K. Christensen and M. Müllenborn, "Sub-band-gap laser micromachining of lithium niobate", *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 66, n°.21, p. 2772-2773, (1995).
- [31] S.Pissadakis, A.Ikiades, C.Y.Tai, N.P.Sessions, and J.S.Wilkinson, "Sub-micron period grating structures in Ta₂O₅ thin oxide films patterned using UV laser post-exposure chemically assisted selective etching", *Thin Solid Films* 453–454, p.458–461, (2004) .
- [32] P.T. Brown, Sakellaris Mailis, Ioanna Zergioti, and Robert W. Eason, "Microstructuring of lithium niobate single crystals using pulsed UV laser modification of etching characteristics", *Optical Materials.* 20, p.125–134, (2002).
- [33] S.Mailis, P.T.Brown, C.L.Sones, I.Zergioti, and R.W.Eason, "Etch frustration in congruent lithium niobate single crystals induced by femtosecond ultraviolet laser irradiation", *Appl. Phys. A 74 Mat. Sci. And Process*, p.135–137, (2002).
- [34] S.Mailis, C.L.Sones, J.G.Scott, and R.W.Eason, "UV laser-induced ordered surface nanostructures in congruent lithium niobate single crystals", *Applied Surface Science*, Volume 247, Issues 1-4, 15 July, p.497-503, (2005).
- [35] I.E.Barry , G.W.Ross, P.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, p.246–254, (1998) .
- [36] C. Restoin, C. Darraud-Taupiac, J.L. Decossas, J.C. Vareille, and J. Hauden, "Ferroelectric-domain-inverted gratings by electron beam on LiNbO₃", *Materials Science in Semiconductor Processing* 3, p.405-407, (2000).
- [37] C. Restoin, S. Massy, C. Darraud-Taupiac, and A. Barthelemy, "Fabrication of 1D and 2D structures at submicrometer scale on lithium niobate by electron beam bombardment", *Optical Materials* 22 p.193-199, (2003).
- [38] C. Restoin, C. Darraud-Taupiac, J. L. Decossas, J. C. Vareille, J. Hauden and A. Martinez, "Ferroelectric domain inversion by electron beam on LiNbO₃ and Ti:LiNbO₃", *J. Appl. Phys.*, Vol. 88, No. 11, p.6665- 6668, (2000).
- [39] U.Huebner, R. Boucher, W. Morgenroth, J. Kunert, H. Roth, H.-G. Meyer, T. Glaser, and S. Schroeter, "Fabrication of photonic crystals in tantalum pentoxide films", *Microelectronic Engineering* 78–79, p. 422–428, (2005)
- [40] A.P. Milenin, C. Jamois, T. Geppert, U. Gösele, R.B. Wehrspohn , "SOI planar photonic crystal fabrication: Etching through SiO₂/Si/SiO₂ layer systems using fluorocarbon plasmas", *Microelectronic Engineering*, Vol.81, Issue 1, p.15-21, (2005).

- [41] R. Boucher, U. Hübner, W. Morgenroth, H. Roth, H. -G. Meyer, M. Schmidt, and M. Eich, "Etching of sub-micron high aspect ratio holes in oxides and polymers", *Microelectronic Engineering* 73–74 p. 330–335, (2004).
- [42] C.Lin, H.Chen, W.Chao, C.Hsieh, and W.Chang, "Optical characterization of two – dimensional photonic crystals based on spectroscopic ellipsometry with rigorous coupled – wave analysis", *Microelectronic Engineering* 83, p.1798-1804, (2006).
- [43] W.J. Park, W.S. Yang, W.K. Kim, H.Y. Lee, J.-W. Lim, M. Isshiki, and D.H. Yoon, "Ridge structure etching of LiNbO₃ crystal for optical waveguide applications", *Optical Materials* Volume 28, Issue 3, p.216–220, (2006).
- [44] S.Massy, "Contribution à la réalisation de fonctions optiques à base de cristaux photoniques sur LiNbO₃", thèse de doctorat, université de Limoges, (2004).
- [45] 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, p.1421–1425, (2005).
- [46] M.-P. Bernal, N. Courjal, J. Amet, M. Roussey, and C.H. Hou, "Lithium niobate photonic crystal waveguides: Far field and near field characterisation", *Optics Communications* vol. 265, n°1, p.180-186, (2006).
- [47] P.M.Nellen, V.Callegari, and R.Brönnimann, "FIB-milling of photonic structures and sputtering simulation", *Microelectronic Engineering* 83, p.1805-1808, (2006).
- [48] H.W.Chong, A.Mitchell, J.P. Hayes, and M.W. Austin, "Investigations of KrF excimer laser ablation and induced surface damage on lithium niobate", *Appl. Surf. Sci.* 201, p.196-203, (2002).
- [49] X. Liu, D.Du, and G.Mourou,"Laser ablation and micromachining with ultrashort laser pulses", *IEEE Journal of Quantum electronics*, Vol. 33, Issue 10, p.1706 – 1716, (1997).
- [50] C.Momma, B.N. Chichkov, S.Nolte, F.von Alvensleben, A.Tünnermann, H.Welling and B. Wellegehausen, "Short-pulse laser ablation of solid targets", *Optics Communications* 129 p.134 –142, (1996).
- [51] P. P. Pronko, S. K. Dutta, J. Squier, J. V. Rudd, D. Du and G. Mourou, "Machining of sub-micron holes using a femtosecond laser à 800 nm", *Optics Communication* 114 p.106-110, (1995).
- [52] P. Galineto et al., "Microstructural modification of LiNbO₃ crystals induced by femtosecond laser irradiation", *Applied Surface Science*, 248, p.291–294, (2005).
- [53] M. Hirano et al., "Encoding of holographic grating and periodic nano-structure by femtoseconde laser pulse", *Appl. Surf. Sci.* 197-198, p.688-698, (2002)
- [54] M.Zelsmann "Cristaux photoniques en silicium sur isolant pour le guidage, filtrage, l'émission et l'extraction de lumière", thèse de doctorat, université Joseph Fourier de Grenoble, (2003).

- [55] U.Grüning, V. Lehman, and C.M.Engelhardt, "Two dimensional infrared photonic band gap on porous", Applied physics letters, vol 66, n° 24, p 3254-3256, (1995).
- [56] P.Ferrand, "Structures guidantes à bandes interdite photonique à base de silicium nanoporeux", thèse de doctorat, université Joseph Fourier Grenoble, (2001).
- [57] M.Nakao, S.Oku, H.Tanaka, Y.Shibata, A.Yokoo, T.Tamamura and H.Suda, "Fabrication of GaAs hole array as a 2D-photonic crystal and their application to photonic bandgap waveguide", Optical and Quantum Electronics 34, p.183–193, (2002).
- [58] B.Wild "Etude expérimentale des propriétés optiques des cristaux photoniques bidimensionnels et leur accordabilité" thèse doctorat, école polytechnique fédérale de Lausanne, (2006).
- [59] U.Huebner, R. Boucher, W. Morgenroth, M. Schmidt, M. Eich,"Fabrication of photonic crystal structures in polymer waveguide material", Microelectronic Engineering, 83, p.1138-1141, (2006).
- [60] H. Benisty, C. Weisbuch, D. Labilloy, M. Rattier, C. J. M. Smith, T. F. Krauss, Richard M. De La Rue, R. Houdré, U. Oesterle, C. Jouanin, and D. Cassagne,"Optical and Confinement Properties of Two-Dimensional Photonic Crystals", Journal of Lightwave Technology, Vol. 17, N°. 11, p.2063-2077, (1999).
- [61] D. Leuenberger," Experimental and numerical investigation of two-dimensional photonic crystals for application in integrated optics", these de doctorat es sciences, EPFL Lausanne, (2004).
- [62] L. Berthelon, O. Courtois, M. Garnot, and R. Laalaoua, " Multi-wavelength fiber networks Réseaux optiques multi-longueur d'onde ", *C.R. Physique* 4, p.127–143, (2003).
- [63] M.Thévenot, A.Reineix , and B.Jecko, "FDTD approach for modelling PBG structures", J.Opt.A: Pure Appl.Opt.1, p.495-500, (1999).
- [64] D.Cassagne, C.Jouanin, and D.Bertho, "Hexagonal photonic-band-gap structures", Physical review B, Vol 53, N°11, p.7134-7142, (1996).
- [65] M.Qiu, and S.He, "FDTD algorithm for computing the off-plane band structure in a two-dimensional photonic crystal with dielectric or metallic inclusions", Physics Letters A, p.348-354, (2001).
- [66] M.Qiu, "Effective index method in heterostructure slab waveguide based two-dimensional photonic crystals", Appl. Phys. Lett., Vol. 81, No. 7, p.1163-1165, (2002).
- [67] M.Qiu, B. Jaskorzynska, M. Swillo, and H. Benisty, "Time-domain 2D modeling of slab-waveguide based photonic-crystal devices in the presence of out-of-plane radiation losse", Microwave Opt. Techn. Lett., Vol. 34, No. 5, p.387-393, (2002).
- [68] J.P.Berenger, "Three-dimensional perfectly matched layer for the absorption of electromagnetic waves", J.Comput.Phys, 127, p.363-379, (1996).

- [69] A.Mekis, S.Fan, and J.D.Joannopoulos, "Absorbing Boundary Conditions for FDTD Simulations of Photonic Crystal Waveguides", IEEE Microwave and Guided Wave Letters, Vol 9, N°12, p.502-504, (1999).
- [70] A.Boudrioua, P.Moretti, J.C.Loulergue, "Fabrication, characterization and electro-optic performances of proton-implanted waveguides in LiNbO₃", Journal of non Crystalline Solids 187, p.443-447, (1995).
- [71] M.Roussey, M.P.Bernal, N.Courjal, F.Baida et D.Van Labeke, "Cristaux photoniques en niobate de lithium actifs", Journées nationales de l'optique guidée, Paris 2004.
- [72] M.R. Beghoul, R.Kremer, A.Boudrioua and S. Latreche, "Theoretical Study of Photonic Band Gap Structures in LiNbO₃ ", Colloque international "Lithium Niobate, from material to device, from device to system", Metz (France), May 23-25 (2005).
- [73] T.I.Weng, and G.Y.Guo, "Band structure of honeycomb photonic crystal slabs", Journal of Applied Physics, 99, p. 093102 (2006).
- [74] J.Yu Ye, S.Matsuo, V.Mizeikis, and H.Misawa, "Silicon-based honeycomb photonic crystal structures with complete photonic band gap at 1.5 μm wavelength", Journal of Applied Physics, Vol 96, N°11, p.6934-6936 (2004).
- [75] D.Cassagne, C.Jouanin, and D.Bertho, "Optical properties of two-dimensional photonic crystals with graphite structure", Appl.Phys.lett.70, (3), p.289-291 (1997).
- [76] J.Yu Ye, V.Mizeikis, Y.Xu, S.Matsuo, and H.Misawa, "Fabrication and optical characteristics of silicon-based two-dimensional photonic crystals with honeycomb lattice", Optics Communications 211, p.205-213, (2002).
- [77] D.Cassagne, C.Jouanin, and D.Bertho, "Photonic band gaps in a two-dimensional graphite structure", Physical Review B, Vol 52, N° 4, p.2217-2220, (1995).
- [78] A.Barra, D.Cassagne, and C.Jouanin, "Existence of two-dimensional absolute photonic band gaps in the visible", Applied Physics Letters, Vol 72, N°6, p.627-629, (1998).
- [79] M.L.A.Dedood, "Design and optimisation of 2D photonic crystal waveguides based on silicon", Opt. Quant.Electron. 34, p.145-159, (2002).
- [80] C.Devesh Deshpande, A.P. Malshe, E.A.Stanch, V.Radmilovic, D.Alexander, D.Doerr, and D.Hirt, "Investigation of femtosecond laser assisted nano and microscale modifications in lithium niobate", J. Appl. Phys. **97**, p.074316-074325, (2005).
- [81] A. Ashkin, G. D. Boyd, J. M. Diedzic, R. G. Smith, A. A. Ballman, H. J. Levinstein, and K. Nassau, "Optically-induced refractive index inhomogeneities in LiNbO₃ and LiTaO₃", Appl. Phys. Lett. 9, p.72-74, (1966).
- [82] K. Nassau, H.J. Livingstein, and G.M. Loiacono, "Ferroelectric lithium niobate 1. growth, domain structure, dislocations and etching", J. Phys. Chem. Solids **27**, p.983-988, (1966).

- [83] H. Li Wang, Y. Hang, J. Xu, L-H. Zhang, S-N. Zhu, and Y.Y. Zhu, “ Near-stoichiometric LiNbO₃ crystal grown using the Czochralski method from Li-rich melt ”, *Materials Letters*, Vol 58, (25), p. 3119-3121, (2004).
- [84] V.Pruneri, “Electric field periodically inverted LiNbO₃ for optical frequency conversion”, Thesis (Ph. D.), University of Southampton, (1996).
- [85] K.K. Wong, “Properties of lithium niobate”, Inspec-lee, New Ed, (2002).
- [86] M.Houé, and P.D.Townsend, “An introduction to methods of periodic poling for second-harmonic generation”, *J.Phys.D: Appl. Phys.* 28 p.1747-1763, (1995).
- [87] L.Arizmendi, “Photonic applications of lithium niobate crystals”, *Phys. Stat. Sol (a)*, 201, N°2, p.253-283, (2004).
- [88] A.Yariv, “Optical Electronics in Modern Communications”, Oxford University Press, Edition 5, (1997).
- [89] D. A. Kleinman, “Theory of Second Harmonic Generation of Light”, *Phys. Rev*, 128, p.1761-1775, (1962).
- [90] C.Restoin, “Inversion périodique de domaines ferroélectriques par faisceau d'électrons sur Ti :LiNbO₃. Contribution à la réalisation d'un convertisseur en longueurs d'onde indépendant de la polarisation ($\lambda= 1.55 \mu\text{m}$)”, thèse doctorat, université de Limoges, (2000).
- [91] C. Le Gressus, “Microscopie électronique à balayage”, *Techniques de l'Ingénieur*, P865, 1, (1995).
- [92] A.C.G. Nutt, V.Gopalan, and M.C.Gupta, “Domain inversion in LiNbO₃ using direct electron-beam writing”. *Appl. Phys. Lett.* 60, p.2828–2830, (1992).
- [93] J. He, S. H. Tang, Y. Q. Qin, P. Dong, H. Z. Zhang, C. H. Kang, W. X. Sun, and Z. X. Shen, “Two-dimensional structures of ferroelectric domain inversion in LiNbO₃ by direct electron beam lithography”, *Journal of Applied Physics*. 93, (12), 9943-9946, (2003).
- [94] C. E. Valdivia, C. L. Sones, J. G. Scott, S. Mailis, R. W. Eason, D. A. Scrymgeour, V. Gopalan, and I. Clark “Nanoscale surface domain formation on the +z face of lithium niobate by pulsed ultraviolet laser illumination”, *Applied Physics Letters*. 86, 022906, (2005).
- [95] R.Mouras, “Etude par spectroscopie Raman de l'effet des défauts sur les propriétés vibrationnelles, photoréfractives et électro-optiques des cristaux de niobate de lithium (LiNbO₃) purs et dopés”, thèse doctorat, université de Metz, (2002).
- [96] A Ridah, P Bourson, M D Fontana and G Malovichko “The composition dependence of the Raman spectrum and new assignment of the phonons in LiNbO₃”, *J. Phys.: Condens. Matter* 9, p.9687–9693, (1997).

- [97] R. Mouras, M. D. Fontana, M. Mostefa, and P. Bourson, "Photorefractive properties probed by Raman spectroscopy in Fe-doped LiNbO_3 ," *Journal of Optical Society of America B*, Vol **23**, 9, p.1867-1871, (2006)
- [98] A.C.G. Nutt, V.Gopalan, and M.C. Gupta, "Domain inversion in LiNbO_3 using direct electron-beam writing", *Appl. Phys. Lett.* 60 (23), p.2828-2830, (1992).
- [99] D. Xue, S. Wu, Y. Zhu, K. Terabe, K. Kitamura, and J. Wang, "Nanoscale domain switching at crystal surfaces of lithium niobate", *Chemical Physics Letters*, 377 p.475-480, (2003).
- [100] X.Zhang, D.Xue, and K.Kitamura, "Domain characteristics and chemical bonds of lithium niobate", *Materials Science and Engineering B*. 120, p.21–26, (2005).
- [101] C.L. Sones, S.Mailis, W.S. Brocklesby, R.W. Eason and J. R. Owen, "Differential etch rates in z-cut LiNbO_3 for variable HF/HNO_3 concentrations", *J. Mater. Chem.* 12, p.295-298, (2002).
- [102] D. Xue, and K. Kitamura "Origin of Differential Etching Rates of the +Z and -Z faces of Lithium Niobate Crystal", *Ferroelectric Letters*. 29, (5-6), p.89-93, (2002).
- [103] M.R. Beghoul, A. Boudrioua, R. Kremer, M.D. Fontana, B. Fougere, C. Darraud, J.C. Vareille, P. Moretti, "Micro-Raman spectroscopy investigation of the electron beam irradiation of LiNbO_3 surface for 2D photonic band gap grating inscription", *Optical Materials*, Vol. 31, p.136-142, (2008).
- [104] P.D Townsend, P.J. Chandler, L. Zhang," *Optical Effects of Ion Implantation*", Cambridge University Press, Cambridge, (1994).
- [105] P. Hertel and H.P.Menzler, "Improved inverse WKB procedure to reconstruct refractive index profiles of dielectric planar waveguides" , *Appl Phys B*, p 75-80, (1987).
- [106] V. A. Ganshin, and Yu. N. Korkishko, " Proton Exchange in Lithium Niobate and Lithium Tantalate Single Crystals: Regularities and Specific Features", *physica status solidi (a)*, Vol.119, (1), p.11-25, (1990).
- [107] S. Tascu, P. Moretti, S. Kostitskii, and B. Jacquier, " Optical near-field measurements of guided modes in various processed LiNbO_3 and LiTaO_3 channel waveguides", *Optical Materials*, Vol.24, (1-2), Pages 297-302, (2003).
- [108] R.V. Schmidt, J.P. Kaminov, "Metal-diffused optical waveguide in LiNbO_3 ", *Appl Phys Lett*, 25, p.458-460, (1974)
- [109] M. M. Fejer, M. J. F. Digonnet, and R. L. Byer, "Generation of 22mW of 532-nm radiation by frequency doubling in Ti:MgO:LiNbO_3 waveguides," *Opt. Lett.* **11**, p.230-232, (1986).
- [110] A.Boudrioua "Optique intégrée: théorie et application", édition Hermes-science, Lavoisier, (2006).

- [111] M.Kuneva, S.Tonchev, M.Pashtrapanska, and I.Nedkov, "Proton exchange in Y-cut LiNbO_3 ", *Materials Science in Semiconductor Processing*, 3, p.581-583, (2000).
- [112] Yu.N. Korkishko, and V.A. Fedorov, "Ion Exchange in Single Crystals for Integrated Optics and Optoelectronics", Cambridge International Science, Cambridge, UK, (1999).
- [113] Y.N. Korkishkho, V.A. Fedorov, S.M. Kostritskii, A.N. Alkaev, E.I. Maslennikov, E.M. Paderin, D.V. Apraksin, and F. Laurell, "Proton exchanged LiNbO_3 and LiTaO_3 optical waveguides and integrated optic devices", *Microelectronic Engineering* 69 p.228-236, (2003).
- [114] P. G. Suchoski, Jr., T. K. Findakly, and F. J. Leonberger, "Stable low-loss proton-exchanged LiNbO_3 waveguide devices with no electro-optic degradation," *Opt. Lett.* 13, p.1050- 1052, (1988).
- [115] T. Findakly, P. Suchoski, and F. Leonberger, "High-quality LiTaO_3 integrated-optical waveguides and devices fabricated by the annealed-proton-exchange technique" *Opt. Lett.* 13, p.797-799, (1988).
- [116] M.L.Bortz, L.A.Fyres, and M.M.Fejer, "Depth profiling of the d_{33} Nonlinear Coefficient in Annealed Proton Exchanged LiNbO_3 waveguides", *Appl. Phys. Lett.*, vol. 62, N°17, p.2012-2014, (1993).
- [117] S.Ould Salem, P.Moretti, B.Canut, K.Wirl, and P.Hertel, "Stabilité de guides optiques dans LiNbO_3 , réalisés par implantation de protons", *J.Optics*, vol.24, n°6, pp.265-269, (1993).
- [118] P.Bindner, "Etude et caractérisation optique linéaire et non linéaire de guides d'ondes plans réalisés par implantation ionique dans KTiOPO_4 ", thèse de doctorat, université de Metz, (1999).
- [119] P.Moretti, P.Thevenard, F.R. Sommerfeld, and G.Godefroy, "Ion implantation effects in BaTiO_3 single crystals", *Nucl. Inst. And Meth. In Phys. Res*, B59/60, p.12228-12232, (1991).
- [120] Ke-Ming Wang, Feng Chen, Hui Hu, Jian-Hua Zhang, Fei Lu, Bo-Rong Shi, Qing-Ming Lu and Chang-Qin Ma, "Waveguide formation in LiTaO_3 and LiB_3O_5 by keV hydrogen ion implantation", *Optics Communications* 196 p.215-219, (2001).
- [121] C. Mignotte, "Proton and helium implanted waveguides in pure and Nd-doped lithium tantalate", *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B* 229 p.55–59, (2005).
- [122] S.Cabrini, A.Carpentiero, R.Kumar, L.Businaro, P.Candeloro, M.Prasciolu, A.Gosparini, C.Andreani, M.De Vittorio, T.Stomeo, and E.Di Fabrizio, "Focused ion beam lithography for two dimensional array structures for photonic applications", *Microelectronic Engineering*, 78-79, p.11-15, (2005).

- [123] J.F. Ziegler, J.P. Biersack, and U. Littmark, "In the Stopping and Range of Ions in Matter", volume 1", Pergamon, New York, (1985)
- [124] A.Boudrioua "Réalisation de banc de mesure des coefficients électrooptiques de guides d'ondes planaires par lignes noires. Applications à un guide de LiNbO_3 implantés par des protons", thèse de doctorat, université de Metz, (1996).
- [125] A. Boudrioua, Ch. Bakhouya, J. C. Loulergue, P. Moretti, and K. Polgar, "Low-loss optical planar waveguides in $\text{Li}_2\text{B}_4\text{O}_7$ (LTB) crystal formed by He^+ -implantation", J. Appl. Phys. 89 (12), p.7716-7721, (2001).
- [126] A.Boudrioua, and J.C.Loulergue "New Approach for losses measurements in Optical Waveguides", Optics Communication, 137, p.37-40, (1997).
- [127] M.R.Beghoul, B.Fougere, A.Boudrioua, C.Darraud, S.Latreche, R.Kremer, and P.Moretti, "Photonic band gap grating in He^+ -implanted lithium niobate waveguides", Optical and Quantum Electronics Journal, Vol 39, p.333-340, (2007).
- [128] L.Salavcova, J.Spirkova, F.Ondracek, A.Mackova, J.Vacik, U.Kreissig, F.Eichhorn, and R.Groetzschel, "Study of anomalous behaviour of LiTaO_3 during the annealed proton exchange process of optical waveguide's formation – comparison with LiNbO_3 ", Optical Materials, Vol 29, 7, p. 913-918, (2007).
- [129] A.F.Penna, A.Chaves, P.Andrade, and S.P.S.Porto, "Light scattering by lithium tantalite at room temperature", Physical Review B, Vol.13, N°.11, p.4907-4917, (1976).
- [130] G.L.Tangonan, M.K.Barnoski, J.F. Lotspeich, and A.Lee "High optical power capabilities of Ti-diffused LiTaO_3 waveguide modulator structures", Applied physics letters, vol 30, N°5 p.238-239, (1977).
- [131] V. Rastogi, P. Baldi, I. Aboud, P. Aschieri, M.P. De Micheli, D.B. Ostrowsky, and J.P. Meyn, "Effect of proton exchange on periodically poled ferroelectric domains in lithium tantalate", Optical Materials 15, p.27-32, (2000).
- [132] J.-P. Meyn, C. Laue, R. Knappe, R.Wallenstein, and M.M. Fejer, "Fabrication of periodically poled lithiumtantalate for UV generation with diode lasers", Appl. Phys. B 73, p.111–114, (2001).
- [133] S.M. Kostritskii, P. Bourson, M. Aillerie, M.D. Fontana, and D. Kip, "Quantitative evaluation of the electro-optic effect and second-order optical nonlinearity of lithium tantalate crystals of different compositions using Raman and infrared spectroscopy", Appl. Phys. B, Vol.82, p.423–430, (2006).
- [134] Y. Repelin, E. Husson, F. Bennani, and C. Proust, "Raman spectroscopy of lithium niobate and lithium tantalate Force field calculations", Journal of Physics and Chemistry of Solids 60 p.819–825, (1999).

- [135] K. El Hadi, P. Baldi, S. Nouh, M.P. De Micheli, A. Leycuras, V.A. Fedorov, and Yu N. Korkishko, "Control of proton exchange for LiTaO₃ waveguides and the crystal structure of HxLi_{1-x}TaO₃", *Optics Letters*, Vol. 20, 16, p.1698 (1995).
- [136] D.B.Maring, R.F.Tavlykaev, R.V.Ramaswamy, Y.N.Korkishko, V.A.Fedorov, and J.M.Zavada "Effect of crystal phases on refractive index profiles of annealed proton-exchanged waveguides in X-cut LiTaO₃", *Applied Physics Letters*, Vol 73, 4, p.423-425, (1998).
- [137] K. Nakamura and H. Shimizu, "Ferroelectric inversion layers formed by heat treatment of proton-exchanged LiTaO₃," *Appl. Phys. Lett*, Vol.56, 16, p.1535–1536, (1990).
- [138] Z-Y Zhang, Y Zhu, H.Wang, L.Wang, S.Zhu, and N.Ming, "Domain inversion in LiNbO₃ and LiTaO₃ induced by proton exchange", *Physica B: Condensed Matter* Vol. 398, 1, p.151-158, (2007).
- [139] K.Nakamura, M.Hosoya, and A.Tourlog, "Antipolarity domain nucleation and growth during heat treatment of proton-exchanged LiTaO₃", *J. Appl. Phys*, Vol.73, 3, p.1390, (1993).
- [140] K.Mizuuchi, K.Yamamoto, and H.Sato "Fabrication of periodic domain inversion in an x-cut LiTaO₃", *Appl. Phys. Lett*, Vol. 62, 16, p.1860, (1993).
- [141] X.Li, K.Terabe, H.Hatano, and K.Kitamura, "Domain patterning in LiNbO₃ and LiTaO₃ by focused electron beam", *Journal of Crystal Growth*, 292, p.324–327, (2006).
- [142] X.Liu, K.Terabe, M.Nakamura, S.Takekawa, and K.Kitamura, "Nanoscale chemical etching of near-stoichiometric lithium tantalate" *J.Appl Phys* Vol. 97, p.064308, (2005).
- [143] P. Bindner A. Boudrioua, P. Moretti, and J.C. Loulergue. "Refractive index behavior of He⁺ implanted waveguides in LiNbO₃, LTB and KTP materials". *Nucl. Inst. and Meth. in Phys. Res. B.* 142, p.329 – 337, (1998).

Résumé

Dans ce travail, nous nous sommes intéressés à la réalisation et l'étude de cristaux photoniques 2D dans le niobate de lithium et le tantalate de lithium associés aux structures guidantes fabriquées par implantation ionique (He^+). L'idée principale consiste à juxtaposer un réseau de trous de dimensions sub-micrométriques sur un guide d'onde fabriqué par implantation d' He^+ dans un cristal de niobate de lithium. Pour fabriquer le réseau à BIP, le bombardement par faisceau d'électrons a été utilisé, qui permet une gravure par attaque chimique pour créer le réseau de trous.

Les diagrammes de bandes interdites photoniques (BIP) et les coefficients de transmission et de réflexion de différentes structures ont été simulés en utilisant la méthode des ondes planes et la FDTD respectivement. Afin de comprendre le mécanisme physique responsable de l'inscription de réseaux à BIP par e-beam, nous avons réalisé une étude sur des échantillons de niobate de lithium z-cut en utilisant la spectroscopie μ -Raman. Les spectres Raman ont été mesurés à des points différents de la zone irradiée et comparés au spectre du cristal non irradié.

Les résultats montrent que le bombardement par faisceau d'électrons de la face z- de LiNbO_3 sous des conditions expérimentales spécifiques, induit une modification locale des arrangements atomiques dans le cristal. Un léger déplacement des ions Nb et Li peut être également considéré. Dans ces conditions, l'irradiation par faisceau d'électrons peut engendrer une accélération sélective de l'attaque chimique sur la face z-. Ce phénomène baptisé **EBISACE** (E-Beam Induced Selective Accelerated Chemical Etching) est à l'origine de l'inscription de réseau à BIP dans le LiNbO_3 . Cependant, dans le cas du LiTaO_3 le comportement du cristal suite à l'irradiation par faisceau d'électrons diffère de celui du LiNbO_3 . Il est suggéré une possible inversion des domaines ferroélectriques dans la zone irradiée. Une étude plus détaillée est nécessaire afin de clarifier ce phénomène.

Fort de ces résultats, la réalisation d'une structure à BIP combinée avec un guide d'onde de LiNbO_3 fabriqué par implantation d' He^+ a été entreprise. Les résultats montrent que nos guides d'onde supportent 3 modes TE et TM avec une épaisseur de $2.8 \mu\text{m}$ et une variation d'indice de réfraction de l'ordre de 4×10^{-2} . Les pertes optiques mesurées sont de l'ordre de 1 dB.cm^{-1} .

Pour la caractérisation optique de la structure à BIP, nous avons réalisé un montage expérimental au sein du laboratoire LMOPS. Ce montage est basé sur l'analyse spectrale de la lumière transmise par la structure à BIP. Les résultats préliminaires indiquent une réduction de l'intensité transmise (jusqu'à 35 dB). A noter que l'étude de réseau à BIP dans un guide de LiTaO_3 ne nous a pas permis d'en tirer des conclusions pertinentes. Dans ce sens, il serait nécessaire de poursuivre ce travail afin d'améliorer les performances du composant optoélectronique obtenu. Une attention particulière devrait être donnée au cas du LiTaO_3 .

Mots clés : Cristaux photoniques, LiNbO_3 , LiTaO_3 , guide, e-Beam, implantation ionique, FDTD.

Summary

In this work, we report the investigation of 2D photonic crystals in lithium niobate associated with waveguiding structures fabricated by He⁺ implantation. As a first approach, we focus on the investigation of the feasibility of optical filtering at 1.55 μm . The choice of the implantation technique to produce the waveguides was motivated by the possibility of having both TE and TM guided modes in order to obtain a total photonic band gap.

The fabrication of a photonic band gap structure was performed by using electron beam (EB) bombardment combined with a selective chemical etching HF: HNO₃ (1:2). The EB was produced using a SEM Philips XL 20, associated with a lithography application (Elphy Quantum by Raith), delivering a pulsed mode.

Using Plane Wave Method (PWM), we calculated the photonic band structure for electromagnetic waves of three periodic arrays of holes in Lithium Niobate (square, triangular and honeycomb) by varying the ratio of r/a (radius of the holes over the period of the structure). Meanwhile, Finite Difference Time Domain (FDTD) method was used to simulate transmission and reflection coefficients of the structures.

In order to investigate the PBG inscription mechanism, we have used μ -Raman spectroscopy. Our results indicate that under specific experimental conditions, the presence of the negative charges in z- face of the Lithium Niobate slightly moves the cations of Nb⁵⁺ and/or Li⁺ and modifies the local atomic arrangement in the crystal. These combined effects could be at the origin of the mechanisms of selective accelerated chemical etching **EBISACE** (E-Beam Induced Selective Accelerated Chemical Etching) induced by the electron beam used at the time of the production of PBG structures. Understanding the EBISACE process should enable us to control the holes geometry and depth to be produced. However, the behaviour of LiTaO₃ is found to be different than that of LiNbO₃ in that the obtained results suggest a possible spontaneous polarization reversal of the material within the irradiate area.

The optical characterization of He⁺-implanted LiNbO₃ waveguide used in our work indicated that our waveguide supports 3 TE and TM guided modes with a thickness of 2.8 μm and a refractive index variation of 4×10^{-2} . The optical losses were found to be 1 dB.cm⁻¹. For the optical characterisation of the FBG structure, we have developed an experimental setup that includes an optical source with large spectrum (0.3 - 1.75 μm) associated with a coupling-decoupling system. The preliminary results show a reduction in the transmitted optical intensity (up to 35 dB). However, it is important to carefully analyse these results. Indeed both the depth of the holes and the homogeneity of the network in term of periodicity and geometry are not yet completely controlled. Note that it is important to pursue this work in order to investigate the optical properties of PBG structures in LiTaO₃.

Keywords: photonic, crystals, LiNbO₃, LiTaO₃, waveguide, e-Beam, Raman, ion implantation, FDTD.

ملخص

نتطرق من خلال هذا العمل إلى دراسة و إنجاز البلورات الفوتونية في مجال دو بعدين في نيوبات الليتيوم. هذه البلورات الفوتونية تم إنجازها على بنيات قائمة للضوء متحصل عليها على بنيات قائمة للضوء متحصل عليها عن طريق الزرع الأيوني (He^+ , H^+).

إن الفكرة الأساسية تتمثل في تصميم شبكة من ثقوب ذات حجوم تحت الميكرومتر فوق قائد موجات ضوئية متحصل عليها عن طريق زرع He^+ في بلور نيوبات لتييوم من أجل إنجاز شبكة ذات شريط فوتوني ممنوع، تم استعمال قصف بحزم الكترونية تسمح بنقش كيميائي من أجل خلق شبكة الثقوب.

تم محاكاة و نمذجة منحنيات الأشرطة الفوتونية المانعة و معاملات البث و الانعكاس لمختلف التركيبات باستعمال طريقة الموجات المستوية (**PWM**) و الفروق المتناهية في المجال الزمني (**FDTD**).

تم استعمال مطيافية ميكرورامان $\mu\text{-Raman}$ من أجل دراسة تأثير القصف الإلكتروني على الشبكة البلورية لنيوبات الليتيوم. النتائج أظهرت أن القصف الإلكتروني تحت شروط معينة يؤدي إلى تغيير محلي في الترتيب الذري في الواجهة **Z-** ل LiNbO_3 كما يؤدي إلى تسارع انتقائي للنقش الكيميائي على نفس الواجهة **Z-**، المسمى **EBISACE** و المسؤول على إنجاز شبكة الثقوب الفوتونية في LiNbO_3 . أما فيما يخص مادة LiTaO_3 ، فإن النتائج بينت اختلاف الظاهرة المسؤولة على إنجاز الثقوب الفوتونية.

من أجل التمييز الضوئي لتركيبية **BIP**، قمنا بإنجاز تركيب تجريبي في مخبر **LMOPS**. هذا التركيب يركز على تحليل طيفي للضوء المبعث من طرف تركيبية **BIP**. النتائج أظهرت إنخفاض في شدة الضوء المبعثة تصل إلى **30 dB**.