



**HAL**  
open science

**Etude d'une structure à cristal photonique "LOM"  
gravée dans un guide Ti liNbO3 dopé erbium pour  
l'émission de la lumière à 1.55  $\mu\text{m}$**

Robert Farha

► **To cite this version:**

Robert Farha. Etude d'une structure à cristal photonique "LOM" gravée dans un guide Ti liNbO3 dopé erbium pour l'émission de la lumière à 1.55  $\mu\text{m}$ . Autre. Institut National des Télécommunications, 2010. Français. NNT : 2010TELE0019 . tel-00612669

**HAL Id: tel-00612669**

**<https://theses.hal.science/tel-00612669>**

Submitted on 29 Jul 2011

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

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



**Ecole Doctorale EDITE**

**Thèse présentée pour l'obtention du diplôme de  
Docteur de Télécom & Management SudParis**

*Doctorat conjoint Télécom & Management SudParis et Université Pierre et Marie Curie*

**Spécialité :**

**ELECTRONIQUE ET TELECOMMUNICATIONS**

**Par**

**Robert Michaël FARHA**

**Titre**

**Etude d'une structure à cristal photonique « LOM » gravée dans un guide  
Ti:LiNbO<sub>3</sub> dopé erbium pour l'émission de la lumière à 1,55 m**

**Soutenue le 20 septembre 2010 devant le jury composé de :**

**Maria-Pilar BERNAL**

**Elhadj DOGHECHE**

**Georges ALQUIE**

**Razvigor OSSIKOVSKI**

**Elias RACHID**

**Badr-Eddine BENKELFAT**

**Qin ZOU**

Rapporteur

Rapporteur

Examineur

Examineur

Examineur

Examineur

Directeur de thèse

**Thèse n  2010TELE0019**



*A Ramona, Lynn et Miguel*

*A mes parents*

*De même que la valeur de la vie n'est pas  
en sa surface mais dans ses profondeurs,  
les choses vues ne sont pas dans leur  
écorce mais dans leur noyau,  
et les hommes ne sont pas dans  
leur visage mais dans leur cœur.*

*Gibran Khalil Gibran*

*Si ton œil était plus aigu tu verrais tout en mouvement.*

*Friedrich Nietzsche*



## Remerciements

*Le travail présenté dans ce mémoire de thèse a été effectué au sein du groupe optique du département électronique et Physique EPH de Telecom SudParis en collaboration avec l'université Pierre et Marie Curie Paris 6. Je tiens donc à en remercier les directeurs successifs du département EPH, Bernadette Dorrizi et Badr-Eddine Benkelfat ainsi que tout le groupe pour m'avoir accueilli au sein de cette entité de recherche.*

*Ce travail n'aurait pas été possible sans mon directeur de thèse, professeur Badr-Eddine Benkelfat, pour qui je garderai un profond respect scientifique et qui restera pour longtemps pour moi un modèle en terme d'esprit de synthèse. Nos discussions de bureau auront largement nourri ce travail et ma motivation de chercheur. Je vous remercie très vivement pour la confiance que vous m'avez accordée, en particulier sur la partie expérimentale de ce travail, pour la rigueur que vous aurez essayé de m'inculquer.*

*J'ai également été ravi de pouvoir travailler avec mon co-directeur de thèse Dr. Qin Zou, professeur associé à Telecom sudParis, qui a encadré ce travail, dont les qualités scientifiques et humaines n'ont pas manqué d'enrichir mes dernières années. Je vous remercie très sincèrement pour avoir proposé et posé les fondations de cet intéressant sujet. J'ai eu la chance de bénéficier de vos compétences théoriques et physiques au sens large.*

*Je voudrais témoigner de ma gratitude envers les membres du jury qui ont bien voulu examiner ce mémoire, et dont la participation à cette commission d'examen a grandement permis d'ouvrir le champ d'investigation de ces travaux:*

*Dr. Maria-Pilar Bernal, chargée de recherche CNRS à l'Institut FEMTO-ST (France), ainsi que Pr. Elhadj Dogheche, Professeur à l'université de Valenciennes et chercheur à l'IEMN (France), pour m'avoir fait l'honneur de rapporter cette thèse.*

*Pr. Georges Alquie, Professeur à l'université Pierre et Marie Curie, LIP6, UPMC, Paris 6 (France), pour avoir consacré une partie de son temps à la présidence de ce jury.*

*Dr. Rasvigor Ossikovski, Maître de conférences à l'École polytechnique, LPICM (France), ainsi que Dr. Elias Rachid, Professeur associé à l'Université Saint Joseph, USJ, ESIB (Liban), pour avoir bien voulu examiner ces travaux;*

*Les échantillons de l'étude ont été élaborés conjointement avec la centrale technologique MIMENTO du département d'optique de l'institut FEMTO-ST Besançon. Dans ce cadre, je voudrais remercier Kamal Ghoumid, Gwenn Ulliac et Roland Salut. Je souhaiterais aussi témoigner de ma reconnaissance envers tout le personnel du FEMTO-ST.*

*Je tiens à remercier Pr. Abderahim Ramdane, Directeur de Recherche au Laboratoire de Photonique et Nanostructures du CNRS à Marcoussis, non seulement pour les nombreuses et fructueuses discussions, que nous avons pu avoir, mais aussi pour son aide dans la partie technologique au sein du laboratoire LPN.*

*Je dédie encore ce mémoire à mes parents, à l'âme de mon père Michaël, à ma mère Helene, à mes frères, et à ma sœur, qui m'ont offert un soutien sans faille.*

*Je ne saurais conclure sans remercier ma famille surtout Ramona, ma femme qui a supporté difficilement mon absence et a connu des moments pénibles depuis déjà plusieurs années. Je dédie entièrement ce travail à mes deux enfants Lynn et Miguel qui, je l'espère, seront fiers de son père.*

# Table des matières

---

<b>Introduction générale</b> .....	<b>1</b>
 <b>Chapitre 1 : Le niobate de Lithium <math>\text{LiNbO}_3</math> : Propriétés du matériau et technologies associées</b>	
<b>1 Introduction</b> .....	<b>15</b>
<b>2 Propriétés intrinsèques du niobate de lithium</b> .....	<b>16</b>
2.1 Structure du niobate de lithium.....	17
2.2 Effet électro-optique du niobate de lithium (Effet Pockels).....	20
2.3 Indices de réfraction, biréfringence et guidage optique.....	22
2.4 Effet électro-optique du niobate de lithium (Effet Pockels) .	<b>Error! Bookmark not defined.</b>
<b>3 Guides d'onde intégrés sur niobate de lithium dopé erbium</b> .....	<b>23</b>
3.1 Le dopage dans la masse.....	25
3.2 L'implantation ionique.....	25
3.3 La diffusion thermique.....	26
3.4 Dopage erbium et fabrication du guide d'onde optique.....	27
<b>4 Principe de l'amplification</b> .....	<b>28</b>
4.1 Propriétés de l'Erbium.....	28
4.2 Phénomène d'upconversion.....	31
4.3 Equations d'évolution.....	33
<b>5 Applications</b> .....	<b>35</b>
5.1 Laser intégré à cavité Fabry- pérot .....	35
5.2 Laser guide d'onde à cavité active. ....	36
5.3 Laser intégré à DBR, DFB.....	37
5.4 Laser anneau « Ring Laser ».....	38
<b>6 Conclusion du chapitre 1</b> .....	<b>39</b>
 <b>Bibliographie du chapitre 1</b> .....	<b>40</b>

## Chapitre 2 : *Les cristaux photoniques*

<b>1 Introduction .....</b>	<b>45</b>
<b>2 Outils numériques .....</b>	<b>46</b>
2.1 La méthode des ondes planes .....	48
2.2 La méthode FDTD .....	49
2.2.1 Equations de bases FDTD.....	50
2.2.2 Conditions de stabilité.....	52
2.2.3 Conditions aux limites.....	53
<b>3 Les cristaux photoniques unidimensionnels .....</b>	<b>55</b>
3.1 Diagrammes des bandes des cristaux photoniques unidimensionnels.....	56
3.2 Incidence hors la normale .....	57
3.3 Défauts ponctuels dans une structure périodique unidimensionnelle .....	58
<b>4 Les cristaux photoniques bidimensionnels et tridimensionnels .....</b>	<b>59</b>
<b>5 Applications des cristaux photoniques bidimensionnels .....</b>	<b>60</b>
5.1 Cristaux photoniques bidimensionnels passifs.....	60
5.2 Cristaux photoniques bidimensionnels actifs .....	61
5.2.1 Contrôle de l'émission spontanée .....	61
5.2.2 Microsource.....	62
5.2.3 Extraction .....	63
<b>6 Conclusion du chapitre 2 .....</b>	<b>63</b>
<b>Bibliographie du chapitre 2.....</b>	<b>64</b>

## Chapitre 3 : *Faisabilité des structures périodiques sur LiNbO<sub>3</sub> pour la réalisation d'un amplificateur à 1.55μm*

<b>1 Introduction .....</b>	<b>67</b>
<b>2 Utilisation d'un cristal photonique parfait sur un guide d'ondes .....</b>	<b>68</b>
2.1 Simulation du réseau bidimensionnel .....	69
2.1.1 Choix du réseau.....	69
2.1.2 Choix de la polarisation.....	69
2.1.3 Dimensionnement du réseau.....	70
2.1.4 Diagramme de bande.....	73
<b>3 Le défaut linéique W5 dans un cristal photonique.....</b>	<b>74</b>
3.1 Direction cristallographique.....	75
3.2 Simulations en supercellule.....	75
3.3 Diagramme de dispersion de W5.....	76
3.4 Etude du confinement latéral du guide à cristaux photoniques W5.....	78
3.4.1 Guide réfractif équivalent au W5.....	79
3.4.2 Modes réfractifs.....	80
3.4.3 Modes de Bragg.....	80

3.4.4 Densité d'états et vitesse de groupe.....	82
<b>4 LOM pour “Laterally Over Modulated” .....</b>	<b>83</b>
4.1 Simulations en supercellule.....	83
4.2 Diagramme de dispersion et spectre de LOM.....	84
<b>5 Conclusion du chapitre 3.....</b>	<b>89</b>
<b>Bibliographie du chapitre 3.....</b>	<b>90</b>

## **Chapitre 4 : *Fabrication et caractérisation de LOM***

<b>1 Introduction .....</b>	<b>93</b>
<b>2 Réalisation du composant .....</b>	<b>93</b>
2.1 Dopage Erbium.....	94
2.2 Guide d'onde .....	96
2.3 Fabrication du cristal photonique par gravure du substrat .....	98
<b>3 Caractérisations optiques et spectroscopie .....</b>	<b>104</b>
3.1 Banc de mesure.....	104
3.2 Mesures optiques sur l'échantillon passif.....	105
3.2.1 Description de l'échantillon passif.....	105
3.2.2 Spectroscopie.....	106
3.2.3 Résultats et discussions .....	107
3.3 Caractérisation de l'échantillon dopé.....	111
3.3.1 Description de l'échantillon actif.....	111
3.3.2 Spectroscopie du niobate de lithium dopé erbium en présence du LOM.....	112
3.3.3 Pompage optique et principe de la mesure.....	114
3.3.4 Résultats et discussions .....	116
<b>4 Impact de la forme conique des trous sur la structure LOM.....</b>	<b>119</b>
4.1 Variation de la période.....	120
4.2 Variation du rayon.....	121
<b>5 Conclusion du chapitre 4.....</b>	<b>123</b>
<b>Bibliographie du chapitre 4.....</b>	<b>124</b>
<b>Conclusion générale.....</b>	<b>127</b>
<b>Tables des figures .....</b>	<b>133</b>



## Introduction générale

Les cristaux photoniques sont des structures diélectriques périodiques, à l'échelle de la longueur d'onde optique, et à fort contraste d'indice de réfraction. Dans un tel milieu, la propagation de la lumière exhibe des propriétés, si ce n'est exotiques, du moins étonnantes. Ces matériaux peuvent en effet offrir aux photons (suivant leurs énergies) toute la panoplie des comportements arborés par les électrons dans un réseau cristallin: le photon peut se voir interdire certaines bandes d'énergie (bande interdite photonique BIP), être contraint à d'autres énergies, à ralentir brusquement, voire à s'immobiliser...

L'idée originale développée par Yablonovitch [0-1], a été d'utiliser cette structure BIP, pour inhiber l'émission spontanée en annihilant la densité d'états des photons. Ces cristaux photoniques réalisent une forme de miroir, par la périodicité des motifs diélectriques. Ceux-ci réfléchissent interférentiellement les ondes de longueur d'onde située dans la BIP.

Si l'on se restreint à un monde bidimensionnel, cela revient à considérer une propagation suivant  $x, z$  dans un système parfaitement invariant et infini suivant  $y$ . On peut imaginer un guidage canonique de type planaire dans un cristal 2D formé de cylindres d'air infinis où l'on a omis une ou plusieurs rangées de trous d'air constituant le réseau du cristal pour réaliser un guide au sein de la structure parfaite. Du fait de l'invariance totale en  $y$ , il est effectivement légitime de parler de guidage linéique dans le plan  $(x, z)$ . Toute onde incidente de fréquence comprise dans la bande interdite sera donc forcée de se propager le long de ce défaut linéaire. Ces guides à cristaux photoniques présentent des avantages par rapport aux guides optiques classiques, surtout pour réaliser des virages présentant des courbures très importantes sans pertes remarquables pour le signal optique, en effet les guides optiques classiques utilisent le phénomène de réflexion totale dépendant de l'angle d'incidence contrairement aux guides à CP 2D possédant une bande interdite totale.

Le confinement de la lumière dans un défaut, linéique, se déduit naturellement de cette interdiction de tout mode propagatif dans le cristal. Depuis, d'autres ont cru y découvrir la solution idéale pour contrôler le photon à l'échelle de la longueur d'onde, et produire des dispositifs de l'optoélectronique et de l'optique guidée beaucoup plus compactes, utilisable pour le traitement tout optique de l'information d'un bout à l'autre de la chaîne de communication.

Les cristaux photoniques 3D, possédant une bande interdite omnidirectionnelle, sont les structures les plus performantes. Cependant, il est très difficile de les fabriquer, étant données les dimensions de l'ordre de la longueur d'onde. Les études se sont donc expédiées sur les cristaux 2D, pour le développement de composants de l'optique intégrée planaire qui réduit leur taille à quelques microns pour des applications optiques.

C'est d'ailleurs pourquoi, on a investi les cristaux photoniques bidimensionnels réalisés dans le plan d'un guide d'onde. La géométrie en guide d'onde confine la lumière dans la troisième direction, de même elle est bien adaptée à l'optique intégrée planaire.

Dans ce cadre il est possible d'imaginer une structure guidante à BIP unidimensionnel affectée de deux modulations latérales d'indice 1D de type DBR « Distributed Bragg Reflector » (Figure 0.1). C'est le "guidage de Bragg", dont la fuite devient négligeable pour un nombre suffisant de périodes autour du guide, d'autant plus que le contraste d'indice est élevé. Autrement dit, une onde peut subir un grand nombre de réflexions sans être atténuée de façon appréciable. Mais ce guidage n'autorise pas toutes les incidences, en effet les conditions de Bragg sont violées par le changement de direction de l'onde par rapport au guide. Si, pour décrire le guidage, on utilise le modèle classique de propagation des rayons entre deux miroirs parallèles, on se retrouve dans la situation générale d'un résonateur Fabry-Pérot à une incidence quelconque. Lorsque les interférences multiples des rayons sont en phase, une résonance est atteinte et l'énergie stockée dans le guide est maximale.

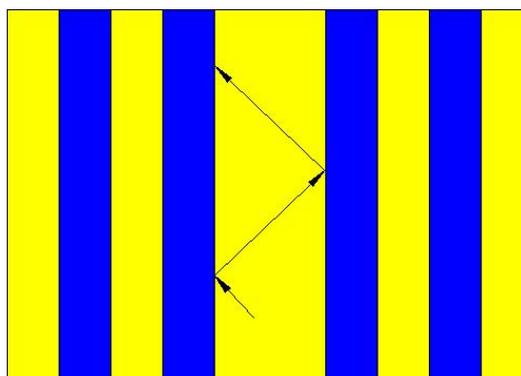


Figure 0.1 : Schéma de la structure 1D guidante entre deux DBRs

Dans le cas des cristaux photoniques bidimensionnels l'indice est périodique dans deux directions de l'espace ce qui permet de réfléchir toute onde incidente dans le plan de périodicité si sa longueur d'onde est située dans la bande interdite photonique.

En structurant périodiquement un matériau, on modifie ses courbes de dispersion. En particulier, des vitesses de groupe proche de zéro sont obtenues près des bords de bandes interdites. Il peut également exister des modes de propagation dont la courbe de dispersion est presque plate ce qui signifie des vitesses de groupe réduites. Des vitesses de groupe réduites correspondent à des temps d'interactions longues entre le milieu optique et les photons qui se propagent. En conséquence, les processus résultants de cette interaction peuvent être considérablement renforcés sous certaines conditions.

La modulation périodique des bords du guide peut être exploitée pour la rétroaction optique, c'est le cas usuel des lasers à rétroaction optique distribuée "DFB Distributed Feedback" [0-2]. L'utilisation des cristaux photoniques ouvre des perspectives inédites dans l'intégration sur la même puce de fonctionnalités différenciées, le tout étant réalisable, le plus souvent en une seule étape technologique. A la forte valeur ajoutée des systèmes à haute intégration, s'ajoute aussi l'opportunité d'une certaine simplification physique due au fait que les cristaux photoniques ne garantissent le fonctionnement que sur une seule polarisation. Ceci peut probablement être mis en profit pour les systèmes de transmission dont le codage des informations est différencié sur les deux polarisations.

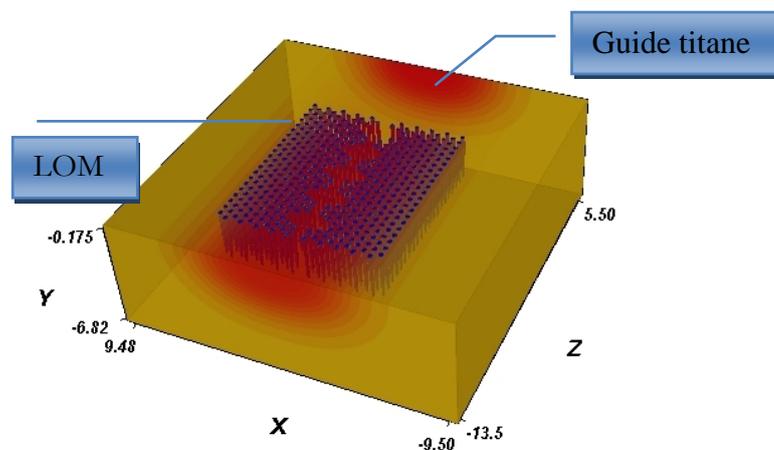


Figure 0.2 : Schéma de la structure LOM gravée sur un guide  $Ti:Er:LiNbO_3$

Dans le cadre de ces travaux de thèse, on introduit une structure originale appelée LOM « Laterally Over Modulated » [0-3,4], (Figure 0.2), basée sur une **sur-modulation latérale** par omission de quelques trous du cristal photonique pour créer une structure latérale à rétroaction optique distribuée semblable à une configuration "DFB". Ainsi, on réalise dans un guide à cristal photonique une structure analogue à une contre-réaction distribuée fictive. Ceci a été mis en œuvre de sorte à disposer principalement des modes à vitesse de groupe très faible. L'intérêt de cette structure originale réside dans le fait que le couplage n'intervient que pour des fenêtres de fréquences étroites.

L'insertion dans un cristal photonique de centres actifs peut provoquer des modifications drastiques des propriétés temporelles et spatiales de leur émission. En particulier, le taux d'émission spontanée peut diverger aux fréquences d'annulation de la vitesse de groupe. Le gain d'amplification se propageant dans un tel milieu peut donc être considérablement augmenté par rapport à celui d'un milieu non structuré [0-5..7]. De nombreux lasers sans cavité dans des cristaux photoniques bidimensionnels ont été réalisés [0-8..13]. Une fonctionnalité à mettre en œuvre c'est de pouvoir réaliser des lasers sans avoir besoin de former des cavités à miroirs externes et sans alignement en une seule étape de fabrication.

Une telle fonctionnalité peut être mise en œuvre dans divers matériaux. Nous avons fait le choix du niobate de lithium qui, durant ces deux dernières décennies, est devenu un matériau de choix pour réaliser des circuits optiques intégrés grâce à ses propriétés électro-optiques, acousto-optiques et non-linéaires. Ces propriétés permettent notamment de créer des circuits complexes tels que les modulateurs [0-14], les filtres [0-15], amplificateurs optiques et lasers [0-16], etc.... Les techniques de fabrication des guides d'ondes sur ce matériau sont maintenant bien maîtrisées et offrent surtout une bonne compatibilité de couplage avec les fibres optiques monomodes à 1,55  $\mu\text{m}$ . Ces circuits trouvent donc naturellement leur place dans le domaine des télécommunications optiques où ils peuvent apporter, par exemple, des améliorations au niveau du coût et de la compacité des systèmes. Cependant, chaque circuit optique intégré introduit des pertes additionnelles. On voit donc immédiatement l'intérêt d'ajouter au sein du composant lui-même une fonction d'amplification au lieu de l'associer à un amplificateur à fibre dopée erbium qui supprimerait l'avantage de la compacité offerte par la voie de l'optique intégrée. Les recherches se sont alors naturellement orientées sur la possibilité de réaliser cette amplification à l'image des fibres optiques, par l'introduction d'un dopant dans le cristal. L'atome d'erbium est actuellement le meilleur candidat pour de telles applications. Il présente l'avantage de posséder une transition à 1,55  $\mu\text{m}$  et une durée de vie de l'état métastable compatible avec la notion d'amplification optique, L'amplification peut également être mise à profit dans le cadre de l'optique intégrée pour créer des sources laser à cavité (émetteur placé entre des

miroirs) [0-17]. Ce type de composant permettra notamment d'obtenir des sources laser accordables en longueur d'onde, à modes bloqués en phase ou modulées en intensité.

## **Cristaux photonique sur niobate de lithium : État de l'art**

Le niobate de lithium a acquis la réputation d'être difficile à structurer, la multitude de méthodes développées à cette fin en témoigne. Cette section revient donc sur différentes techniques d'usinage employées afin de graver le niobate de lithium. L'idée est de faire un point sur les procédés particulièrement adaptés à l'application des cristaux photoniques sur niobate de lithium, avant de détailler, dans le dernier chapitre, le procédé qui a été mis en œuvre pour réaliser les échantillons caractérisés dans le cadre de cette thèse.

### **Micro-structuration avec un laser**

Cette méthode utilise l'irradiation par laser, qui constitue une alternative à la photolithographie, pour la définition spatiale des zones à graver par une solution chimique. Il existe deux techniques de structuration avec un laser, les irradiations juste en dessous et au dessus du seuil d'ablation laser.

La première technique est appelée LIFE (Light Induced Frustrated Etching) [0-18]. Elle consiste à illuminer une partie de la surface d'un échantillon de  $\text{LiNbO}_3$  par un laser UV dont la puissance est inférieure au seuil d'ablation du matériau, puis l'échantillon subit une attaque chimique. L'irradiation introduit un endommagement des zones illuminées sans graver directement le matériau. Celui-ci est ensuite attaqué par gravure humide, laquelle affecte préférentiellement les zones irradiées. Physiquement on peut dire que la lumière incidente débloque les porteurs de charges, qui partent à la surface du niobate de lithium par effet photovoltaïque. Les charges positives à la surface forment des zones sensibles à une attaque chimique, ce qui permet de graver ces zones plus vite et former les trous.

La deuxième technique c'est l'ablation laser qui consiste à creuser la surface d'un matériau au moyen d'un faisceau laser UV [0-19] continu ou impulsif [0-20] générant des impulsions très énergétiques propices à l'attaque de tous types de matériaux.

L'ablation laser est une technique de gravure utilisant des ruptures de type physico-chimiques, par interaction lumière-matière dans les couches superficielles du matériau. L'énergie des photons fournie par un faisceau laser est suffisante pour rompre les liaisons de cohésion du cristal et vaporiser la matière de la surface traitée. La structuration par un laser UV conserve les qualités physiques et l'état propre de la surface au matériau, elle constitue une solution acceptable pour la réalisation des motifs à une échelle de plusieurs micromètres dans le niobate de lithium, dès que l'échelle tombe à plusieurs centaines de nanomètre, cette technique sera exclue, en effet à cette échelle, il est difficile focaliser un faisceau laser avec les systèmes optiques usuels. De même, l'utilisation de masque dans le système d'usinage par laser femto-seconde est déconseillée à cause des difficultés majeures rencontrées durant l'usinage, telles que l'endommagement de la surface du substrat (cassures) autour des trous produisant des débris qui se redéposent à l'intérieur des trous, ainsi le rapport de forme se détériore à 1,5.

### **Gravure ionique réactive**

La gravure ionique réactive RIE (Reactive Ion Etching) comporte plusieurs phases de fabrication. Tout d'abord la surface de l'échantillon est protégée par un masque de chrome réalisé par lithographie. Il subit ensuite une exposition à un mélange gazeux appelé plasma. La gravure s'effectue par une combinaison d'action chimique à une attaque mécanique pour pulvériser les molécules et les atomes de la surface exposée

Trois espèces réactives, à savoir  $CF_4$ ,  $CHF_3$  et  $CCl_2F_2$ , ont été étudiées sous différentes conditions de pression [0-21]. Des motifs gravés sont de dimension de quelques micromètres, avec une vitesse de gravure maximale de 3,8-nm/min obtenue sur le niobate de lithium avec une gravure de type  $CF_4$  [0-22]. La présence d'oxygène permet d'améliorer le rapport de forme en augmentant la verticalité des flancs, mais cela endommage l'état de surface. De plus, la forme conique des trous réalisée demeure considérable, de l'ordre de  $20^\circ$ .

### **Gravure par faisceau d'ions focalisés**

L'usinage (FIB : Focused Ion Beam) consisterait à graver directement, sans l'emploi de techniques de photolithographie, le niobate de lithium par faisceau d'ions. Cette technique demande un temps de gravure élevé car chaque trou est gravé individuellement, ce qui la rend inexploitable si le nombre ou le volume des motifs à usiner devient grand. La vitesse d'usinage peut être améliorée, notamment en modifiant l'énergie d'exposition, ou en assistant chimiquement le procédé mécanique, Lacour et al. [0-23] ont réalisés un motif de 4x4 cylindres de diamètre 500-nm et de profondeur de 2- $\mu$ m chacun par gravure directe FIB pendant 12 minutes. Ils ont présentés encore une technique mixte FIB/RIE pour réduire le temps de gravure, cette technique consiste à définir un motif sur une couche SiO<sub>2</sub>-Cr d'épaisseur (100nm+250nm) déposée à la surface du niobate de lithium, par FIB, suivie par RIE, le temps d'usinage peut être réduit d'un facteur 11. Des trous de diamètre 250 nm et de profondeur 1,5  $\mu$ m, avec un rapport de forme de l'ordre de 5 ont été réalisés au sein de l'Institut FEMTO-ST [0-24].

Des difficultés technologiques certaines se posent donc pour la fabrication des trous à un facteur de forme élevé dans un substrat de niobate de lithium. Malgré la diversité des méthodes d'usinages développés, aucune d'entre elles ne s'impose comme un procédé satisfaisant à l'échelle submicronique. L'usinage par FIB reste néanmoins parmi les techniques les plus efficaces pour réaliser des cristaux photoniques bidimensionnelles sur niobate de lithium aux échelles optiques. En plus, la disponibilité de FIB nous amène à opter ce type de procédé.

L'importance acquise par le niobate de lithium dans l'optique intégrée planaire nous amène à investiguer la probabilité de le structurer afin d'améliorer encore l'efficacité des dispositifs existants. Etant donné le vif intérêt suscité par les cristaux photoniques et les travaux antérieurs réalisés dans notre équipe concernant des structures périodiques submicroniques unidimensionnelles sur niobate de lithium [0-25,26], notre étude s'est orientée sur la réalisation des cristaux photoniques pour des applications optiques dans le niobate de lithium.

Les travaux menés entre autres à l'université Paderborn (Allemagne) [0-27], à l'université de Limoges [0-28], ou encore à l'Institut FEMTO-ST (Besançon) [0-23,24], ont largement contribué au développement des cristaux photoniques sur le niobate de lithium. Des fonctions avancées ont également été proposées : Courjal et al. [0-14] ont, par exemple, suggéré un micro-modulateur à base des cristaux photoniques sur niobate de lithium. Amet et al. [0-15] ont proposé un démultiplexeur

optique par effet « superprism » à base des cristaux photoniques sur niobate de lithium. HOU et al. [0-29] ont observé l'effet Purcell suite à l'intégration des cristaux photoniques sur un guide titane de niobate de lithium dopé erbium  $\text{Ti:Er:LiNbO}_3$ .

## **Présentation des travaux de recherche réalisés dans le cadre de cette thèse**

L'objectif du travail engagé est de montrer la faisabilité d'un laser intégré à base de  $\text{LiNbO}_3$  dopé erbium. La structure LOM proposée vise en même temps :

1. Le renforcement de l'émission spontanée par effet Purcell dans un milieu amplificateur où le couplage, de la sur-modulation de l'indice de réfraction CP1D (effet Bragg) et CP2D (BIP), replie les relations de dispersion et crée de fait des régions de faible vitesse de groupe.
2. Le remplacement de la configuration Fabry-Pérot, nécessitant un dépôt de couches diélectriques aux interfaces, par une structure à contre-réaction distribuée, réalisable en une seule étape de fabrication au moyen de la technologie FIB.

Ce travail de thèse s'inscrit dans cette optique. L'objectif est la conception, la fabrication et l'étude de LOM à base de cristaux photoniques, dédiées à montrer la faisabilité d'un laser intégré émettant à  $1,55\mu\text{m}$ .

## **Plan du mémoire**

La synthèse des travaux de recherche réalisés dans le cadre de cette thèse s'articule autour de quatre chapitres.

Le premier chapitre montre l'intérêt des propriétés physiques du niobate de lithium pour l'optique et les applications déjà réalisées sur ce type de matériau. Différentes techniques et méthodes de nano-structuration de  $\text{LiNbO}_3$  sont énumérées.

La nécessité de confiner la lumière dans la troisième direction de l'espace pour un système à cristal photonique bidimensionnel, nous incite à réaliser un guide d'onde. Pour cela une partie dans ce chapitre est consacrée à présenter les propriétés des différents guides réalisables sur  $\text{LiNbO}_3$ .

Le deuxième chapitre est consacré aux propriétés originales des structures photoniques en termes de guidages de la lumière, de confinement optique. On présente encore la similitude entre l'équation

de Schrödinger et les équations de Maxwell afin d'expliquer le phénomène de bandes interdites photoniques et les modèles de cristaux photoniques. Les méthodes numériques pour résoudre ces équations sont encore dévoilées dans ce même chapitre. Pour bien comprendre les propriétés des cristaux photoniques 2D sur lesquels nous allons mener notre étude, on va discuter le comportement de leur analogue unidimensionnel. La dernière partie de ce chapitre passe en revue les applications possibles des cristaux photoniques 2D

Le troisième chapitre de ce manuscrit est consacrée au dimensionnement et à la réalisation d'un amplificateur optique à  $\lambda = 1,55\mu\text{m}$ . Dans un premier temps, des simulations (en utilisant la méthode des ondes planes et la méthode FDTD pour *Finite Difference Time Domain*) sont réalisées pour un cristal photonique parfait (sans défaut) afin de déterminer les dimensions et formes du réseau (période, diamètre des motifs, type de réseau,...). La partie suivante est consacrée à l'étude numérique détaillée et les propriétés modales du même cristal photonique mais avec un défaut W5 (omission de 5 lignes) sur substrat de niobate de lithium. Nous aborderons dans une troisième partie l'étude d'une originale structure appelée LOM, des simulations nous conduiront à établir des critères de conception en vue d'optimiser le comportement du LOM pour accomplir leur fonction envisagée en optique intégrée.

Nous évoquerons, dans le dernier chapitre, la réalisation et la caractérisation de LOM pour deux échantillons, un échantillon passif et un autre actif. La réalisation de LOM grâce au FIB, dont le principe est brièvement exposé. Les différents paramètres de gravure sont représentés. Un des avantages de LOM c'est que sa réalisation ne requiert pas une étape technologique différente, seulement l'omission de quelques trous suffit pour réaliser une telle structure. Une fois la structure LOM réalisée avec des dimensions correctes, celle-ci est caractérisée en transmission, et les résultats d'amplifications seront présentés. Une comparaison entre un guide optique réalisé par diffusion de titane pris comme un guide référence et un guide LOM, montre un apport d'amplification due à l'insertion de LOM.

Enfin, nous montrons la faisabilité d'un amplificateur basé sur une structure LOM gravée dans un guide de titane sur un substrat dopé erbium. La fonction d'amplification est assurée par exaltation de l'émission spontanée de l'atome d'erbium mis dans une structure LOM assimilée à une structure DFB.

## **Bibliographie**

- [0-1] E. Yablonovitch, “Inhibited spontaneous emission in solid state physics and electronics” *Physical Review Letters* 1987. 58, p. 2059-2062.
- [0-2] [I-41] B.K. Das, R. Ricken, V. Quiring, H. Suche, and W. Sohler, “Distributed feedback-distributed Bragg reflector coupled cavity laser with a Ti:(Fe):Er:LiNbO<sub>3</sub> waveguide,” *Opt. Lett.*, vol.29, pp.165–167, 2004.
- [0-3] R. Farha, Q. Zou and B. E. Benkelfat , “Novel laterally over-modulated (LOM) photonic crystal designs in Er:Ti:LiNbO<sub>3</sub> waveguides”, 2<sup>nd</sup> IEEE Communications Workshop (IEEE LCW’2008), Beirut, Lebanon.
- [0-4] R.Farha, Q. Zou & B. E. Benkelfat. “Sur-modulation laterale d’une structure de niobate de lithium active a cristal photonique bidimensionnel”, *JNOG* 2008, France, 20-22 Octobre, 2008.
- [0-5] J. P. Dowling, M. Scalora, M. J. Bloemer and C. M. Bowden, “The Photonic Band-Edge Laser –A New Approach to Gain Enhancement” *J. Appl. Phys.* 75, p. 1896-1899, 1994.
- [0-6] K. Sakoda, “Enhancement light amplification due to group-velocity anomaly peculiar to two and three dimensional Photonic Crystals”, “*Optics express* 4, p. 167-176, 1999.
- [0-7] K. Sakoda, “Optical properties of Photonic Crystals”, Springer series in Optical science 80, p. 223, 2001.
- [0-8] V. I. Kopp, B. Fan, H. K. M. Vithana and A. Z. Genack “Low threshold lasing at the edge of a photonic stop band in cholesterol liquid crystals” *Opt. Lett.* 23, p.1707-1709, 1998.
- [0-9] K. Inoue, M. Sasada, J. Kawamata, K. Sakoda and J. W. Haus « A two dimensional photonic crystal laser », *Japanese journal of applied physics* 38, 1999.
- [0-10] C. Monat, C. Seassal, X. Letartre, P. Regreny, P. Rojo-Romeo, P. Viktorovitch, & Al. “InP-based two- dimensional photonic crystal on silicon: In-plane Bloch mode laser” *Applied Physics Letters* 81, 2002.
- [0-11] C. Monat, C. Seassal, X. Letartre, & Al. “InP-based 2D photonic crystal microlasers on silicon wafer: room temperature operation at 1.55  $\mu\text{m}$ ” *Electronics Letters*, 2002.
- [0-12] M. Notomi, H. Suzuki, and T. Tamamura “Directional lasing oscillations of two dimensional organic photonic crystal lasers at several photonic band gaps” *appl. Phys. Lett.* 78, 2001.
- [0-13] H. Ryu, S. H. Kwon, Y. H. Lee, and J. S. Kim, “Very –low threshold photonic band edge lasers from free- standing triangular photonic crystal slabs” *App. Phys. Lett.* 80, 2002.
- [0-14] N. Courjal, M.-P. Bernal, G. Ulliac, J. Dahdah, S. Benchabane, J.-M. Merolla “LiNbO<sub>3</sub> acousto-optical and electro-optical micromodulators”, *Journal of European optical society, Rapid publication* 4, 09018, 2009.

- [0-15] J. Amet, F.I. Baida, G.W. Burr, M.-P. Bernal, “The superprism effect in lithium niobate photonic crystals for ultra-fast, ultra-compact electro-optical switching” *Opt. Materials*, Vol. 27, 2008.
- [0-16] W. Sohler, K. Bijoy, D. Dey, B. Das, S. Reza, H. Suche, and R. Ricken, “Erbium-doped Lithium Niobate waveguide lasers”, *IEICE Trans. Electron.*, Vol. 88–C, 5, 2005.
- [0-17] B.K. Das, H. Suche, W. Sohler, “Single-frequency Ti:Er:LiNbO<sub>3</sub> distributed Bragg reflector waveguide laser with thermally fixed photorefractive cavity”, *Appl. Phys. B* 73, 2001.
- [0-18] I. E. Barry, R. W. Eason et G. Cook, “Light Induced Frustration Etching in Fe doped LiNbO<sub>3</sub>”. *App. Surf. Sci.*, 143, 1999.
- [0-19] J. Greuters and N. H. Rizvi, “UV laser micromachining of silicon, indium phosphide and lithium niobate for telecommunications applications”. vol. 4876 de *Proc. of the SPIE*, 2002.
- [0-20] P. T. Brown, S. Mailis, I. Zergoti and R. W. Eason, “Microstructuring of lithium niobate single crystals using pulsed UV laser modification of etching characteristics,” *Optical Materials*, 20(2), 2002.
- [0-21] J. L. Jackel, R. E. Howard, E. L. Hu and S. P. Lyman, “Reactive ion-etching of LiNbO<sub>3</sub>”. *Appl. Phys. Lett.*, 38, 1981.
- [0-22] S. Winnall and S. Winderbaum, “Lithium niobate reactive ion etching”. DSTO Electronics and Surveillance Research Laboratory, Salisbury, South Australia (2000).
- [0-23] F. Lacour, N. Courjal, M.-P. Bernal, A. Sabac, C. Bainier, M. Spajer, “ Nanostructuring lithium niobate substrates by focused ion beam milling”, *Opt. Materials*, Vol. 27, 2004.
- [0-24] M. Roussey, M.-P. Bernal and F.I. Baida, “Experimental and theoretical characterization of a lithium niobate photonic crystal”. *Appl. Phys. Lett.*, 87, 2005.
- [0-25] K. Ghoumid, “Etude théorique et expérimentale de dispositifs optoélectroniques en optique intégrée sur LiNbO<sub>3</sub>: réseaux de Bragg, cavités résonnantes, coupleurs directifs.” Thèse Besançon, 2008.
- [0-26] G. Bou-Abboud, “ Microstructuration par échange protonique sur le niobate de lithium : Application à la réalisation de fonctions de filtrage”, Thèse Paris Est, 2008.
- [0-27] H. Hui, R. Ricken and W. Sohler, “Etching of Lithium Niobate: From Ridge Waveguides to Photonic Crystal Structures”, *ECIO*, Eindhoven, 2008.
- [0-28] S. Massy, “Contribution à la réalisation de fonctions optiques à base de cristaux photoniques sur LiNbO<sub>3</sub>”, Thèse Université de Limoges, 2004.
- [0-29] C.-H. Hou, M.-P. Bernal, C.-C. Chen, R. Salut, C. Sada, N. Argiolas, M. Bazzan, M.V. Ciampolillo, “Purcell effect observation in erbium doped lithium niobate photonic crystal structures”, *Optics communications*, 281, 2008.



# 1

*Le niobate de Lithium  $\text{LiNbO}_3$  :*

*Propriétés du matériau et  
technologies associées*

## Sommaire du chapitre 1

<b>1 Introduction .....</b>	<b>15</b>
<b>2 Propriétés intrinsèques du niobate de lithium .....</b>	<b>16</b>
2.1 Structure du niobate de lithium.....	17
2.2 Orientation et conventions de polarisations du cristal $\text{LiNbO}_3$ .....	20
2.3 Indices de réfraction, biréfringence et guidage optique .....	22
2.4 Effet électro-optique du niobate de lithium (Effet Pockels).....	23
<b>3 Guides d'onde intégrés sur niobate de lithium dopé erbium .....</b>	<b>23</b>
3.1 Le dopage dans la masse.....	25
3.2 L'implantation ionique.....	25
3.3 La diffusion thermique .....	26
3.4 Dopage erbium et fabrication du guide d'onde optique.....	27
<b>4 Principe de l'amplification.....</b>	<b>28</b>
4.1 Propriétés de l'Erbium.....	28
4.2 Phénomène d'upconversion .....	31
4.3 Equations d'évolution.....	33
<b>5 Applications .....</b>	<b>35</b>
5.1 Laser intégré à cavité Fabry- Pérot.....	35
5.2 Laser guide d'onde à cavité active .....	36
5.3 Laser intégré à DBR, DFB.....	37
5.4 Laser anneau « Ring Laser ».....	38
<b>6 Conclusion du chapitre 1 .....</b>	<b>39</b>

## **1 Introduction**

Le niobate de lithium possède des propriétés qui font de lui un des matériaux les plus utilisés en optique intégrée (modulateurs optiques en phase et amplitude, guides diélectriques,.....). Ses propriétés (transparence, non linéarité, dommage optique, effet Kerr,...) correspondent aux principaux critères requis pour la réalisation de composants non linéaires, en plus ce matériau est utilisé dans les technologies laser.

La croissance cristalline du niobate de lithium et les techniques de dopage erbium sont bien maîtrisées.

Quelques études ont déjà été réalisées sur la fonction d'amplification et la fabrication de source laser intégrée sur ce matériau. L'objet de ce chapitre sera donc de présenter les propriétés du niobate de lithium et de faire un tour d'horizon des travaux existants, d'en dégager les points essentiels et de mettre en évidence la nature et l'originalité de cette thèse.

Dans un premier temps, nous présenterons les principales propriétés physiques du niobate de lithium telles que la valeur de ses différents coefficients, sa structure et ses propriétés optiques non linéaires.

Afin de confiner la lumière, il est nécessaire de réaliser des guides dans le matériau. Il existe plusieurs méthodes que nous présenterons dans la suite.

Le principe de l'amplification et sa théorie concernant l'erbium dopé dans le niobate de lithium sont ensuite présentés.

Enfin, nous citerons quelques applications possibles telles que la réalisation de lasers guides d'ondes avec cavité Fabry-Pérot, laser à modes bloqués en phase, les lasers DBR et DFB, ou encore les lasers en anneau, réalisés sur niobate de lithium dopé erbium.

## 2 Propriétés intrinsèques du niobate de lithium

Les principales caractéristiques optiques du niobate de lithium sont exposées dans le tableau I.1. Nous remarquons en particulier les valeurs des forts coefficients non linéaires  $d_{33}$  et électro-optique  $r_{33}$ .

Indices de réfraction (à 25°C)	$n_e = 2.146, n_o = 2.220$ à 1300 nm $n_e = 2.156, n_o = 2.322$ à 1064 nm $n_e = 2,1719, n_o = 2,2507$ à 840 nm $n_e = 2.203, n_o = 2.286$ à 632.8 nm
Homogénéité optique	$\sim 5 \times 10^{-5} / \text{cm}$
Conductivité thermique	38 W / m / K à 25°C
Equations de Sellmeier ( $\lambda$ en $\mu\text{m}$ )	$n_o^2(\lambda) = 4.9048 + 0.11768 / (\lambda^2 - 0.04750) - 0.027169 \lambda^2$ $n_e^2(\lambda) = 4.5820 + 0.099169 / (\lambda^2 - 0.04443) - 0.021950 \lambda^2$
Non linéarité (pm/V) à $\lambda = 1.06 \mu\text{m}$	$d_{22} = 3.07, d_{31} = d_{15} = 5.95, d_{33} = 34.4$
Coefficients électro-optiques (pm/V)	$r_{33} = 30.8, r_{31} = 8.6, r_{22} = 3.4, r_{51} = 28$
Système de symétrie	Trigonal
Groupe d'espace	R3C
Composition ( $^{\circ} / {}_0 \text{LiO}_2$ )	48,45
Paramètres de mailles (Å)	$a = 5,148, c = 13,863$
Densité ( $\text{g} / \text{cm}^3$ )	4,64
Point de fusion (°C)	1255 (+/- 5)
Température de Curie $T_c$ (°C)	1140 (+/- 5)
Domaine de transparence ( $\mu\text{m}$ )	0,42 - 5,2
Dommages optiques ( $\text{MW} / \text{cm}^2$ ) à 1.06 $\mu\text{m}$	300
Résistivité ( $\text{O} \times \text{cm}$ )	$5 \times 10^{-8}$ (à 400°C)
Dureté (échelle Mohs)	5
Coefficient d'absorption	$\sim 0.1\% / \text{cm}$ à 1064 nm
Solubilité	insoluble dans l'eau

Tableau I. 1: Propriétés intrinsèques du niobate de lithium

## 2.1 Structure du niobate de lithium

Le niobate de lithium ( $\text{LiNbO}_3$ ) est l'un des matériaux les plus attractifs pour l'optoélectronique. C'est un cristal biréfringent uniaxe. Une grande variété de structures a été développée, basée sur le fait que ce matériau ayant des propriétés non-linéaires, ferroélectrique, pyroélectrique, électrooptiques, photoélastiques et piézoélectrique uniques, combinées avec une bonne stabilité mécanique et chimique.

Du point de vue des propriétés mécaniques, les plaquettes de niobate de lithium, d'environ 1mm d'épaisseur et de quelques  $\text{cm}^2$  à quelques dizaines de  $\text{cm}^2$  de surface, typiquement utilisées en optique intégrée sont suffisamment peu fragiles pour les manipuler comme des lames de microscopie, que ce soit au cours des opérations de nettoyage, de fabrication de structures guidantes ou le recuit à haute température. Mais, le fait que ces échantillons ont les faces et les tranches polies, leur manipulation doit se faire avec beaucoup de soin afin de permettre l'injection et le guidage de la lumière dans des structures guidantes. En fait, la moindre rayure sur la surface peut nuire au guidage de la lumière (pertes très importantes) comme une petite cassure au niveau des tranches peut empêcher l'injection de la lumière dans le guide. Le niobate de lithium est en outre facile à polir, les cristaux de qualité optique bénéficient d'un très bon polissage. Toutefois la diffusion d'un guide de titane à haute température est responsable de la rugosité présentée sur la figure I-1.

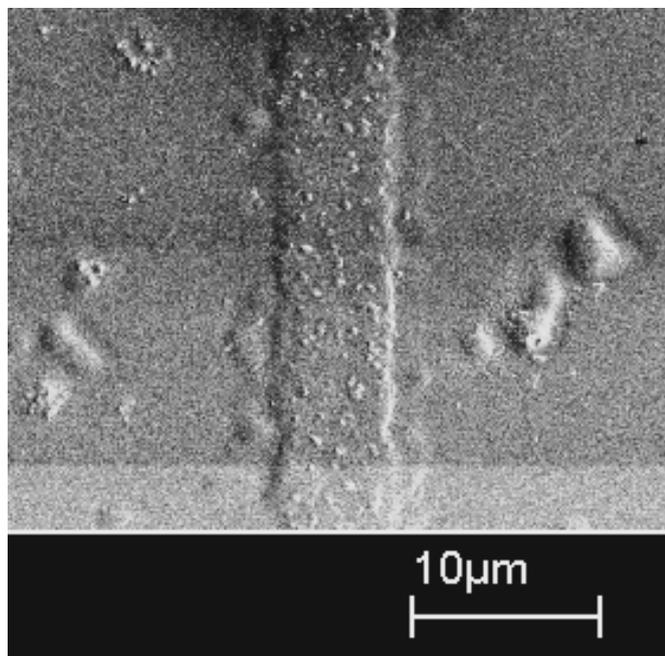


Figure I.1 : Rugosité de surface du guide  $\text{Ti}:\text{LiNbO}_3$ ,  
(Photo MEB réalisée à FEMTO-ST en 2008)

Les pertes à la propagation dépendent de la qualité des cristaux utilisés et de la rugosité de surface. La présence d'une onde évanescente au dessus des guides, liée à la discontinuité d'indice entre l'air et le substrat impose une interface plane à l'échelle de la longueur d'onde pour éviter les pertes par diffusion.

Ses propriétés (transparence, non linéarité, dommage optique, effet Kerr,...) correspondent aux principaux critères requis pour la réalisation de composants non linéaires. La croissance cristalline du niobate de lithium et les techniques de dopage Erbium [I-1,2] sont bien maîtrisées. La structure cristalline ainsi que les propriétés du  $\text{LiNbO}_3$  ont fait l'objet de nombreuses investigations [I-3,4].

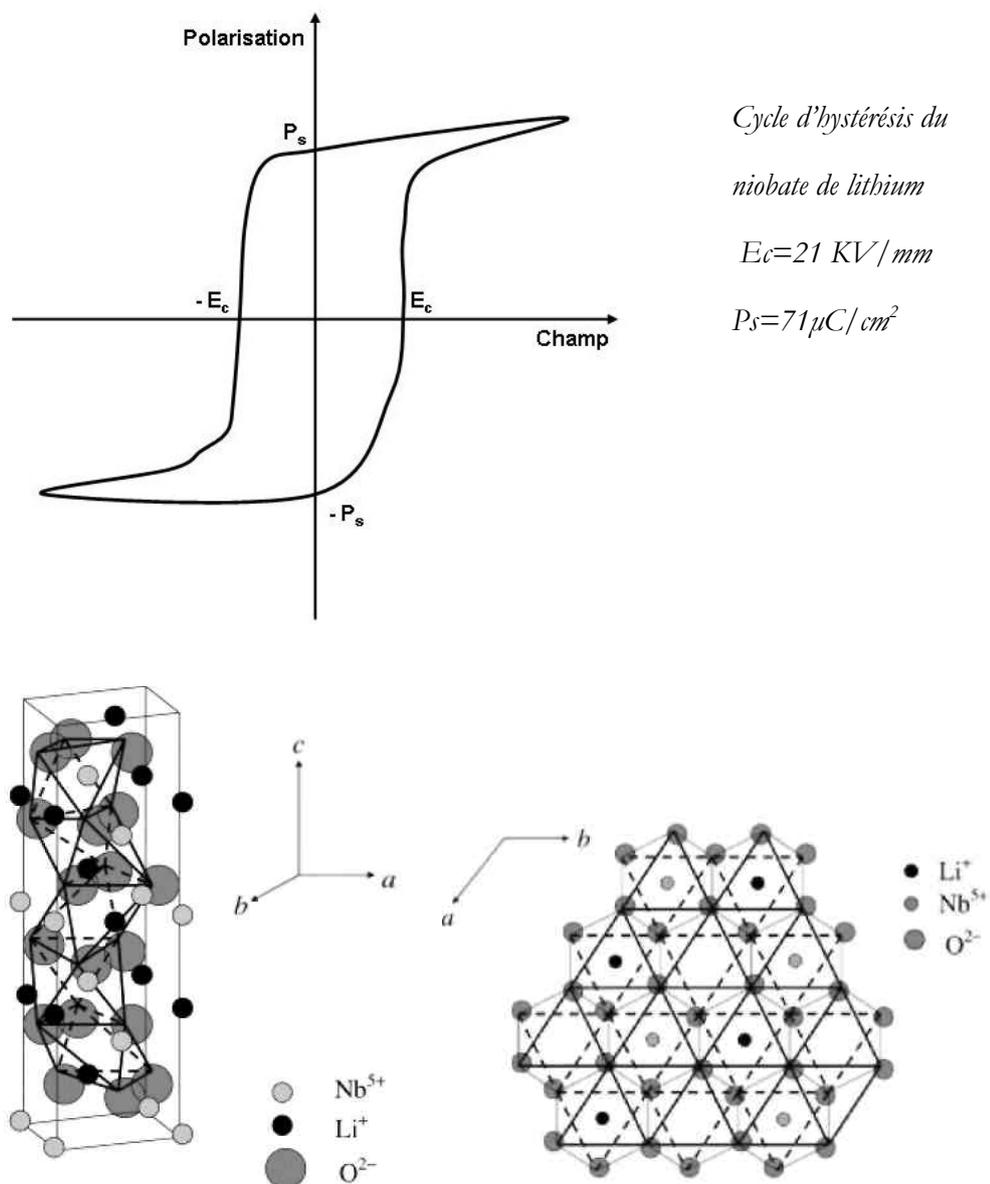


Figure I.2 : Cycle d'hystérésis et structure cristallographique de  $\text{LiNbO}_3$ , [I-5]

En dehors d'analyses par diffraction des rayons X, la mesure de température de Curie  $T_C$ , (appelée aussi température de transition), sensible aux écarts de composition, est aussi un indicateur de qualité. On rappelle ainsi qu'au dessus de  $T_C$  les atomes de lithium reviennent dans une position symétrique par rapport aux plans des atomes d'oxygène. C'est la phase paraélectrique caractérisée par une polarisation diélectrique spontanée nulle. A température ambiante, ce matériau est au contraire dans une phase ferroélectrique orientée [I-6], c'est-à-dire qu'il possède une polarisation spontanée réversible résultant d'un décalage entre les barycentres des charges positives et des charges négatives du cristal. Ce matériau possède donc un cycle d'hystérésis électrique remarquable qui décrit le comportement non linéaire de la polarisation et son inversion en fonction du champ électrique appliqué [I-7]. Sa structure cristalline est décrite comme un empilement de plans composés chacun de trois atomes d'oxygène, deux plans formant un octaèdre. L'arrangement des cations au sein des octaèdres se présente sous la forme d'une séquence de Niobium (Nb) libre [I-8] (Cf. figure I.2).

Dans la phase paraélectrique où la température est au-dessus de  $T_c$  ( $T_c = 1210^\circ\text{C}$ ), les atomes de lithium sont dans une position symétrique par rapport aux plans sur lesquels se placent les atomes d'oxygène donc la polarisation spontanée ( $P_s$ ) du cristal est nulle. Le déplacement des ions  $\text{Nb}^{5+}$  et  $\text{Li}^+$  avant et après la transition de phase ferroélectrique est illustrée à la figure I.3.

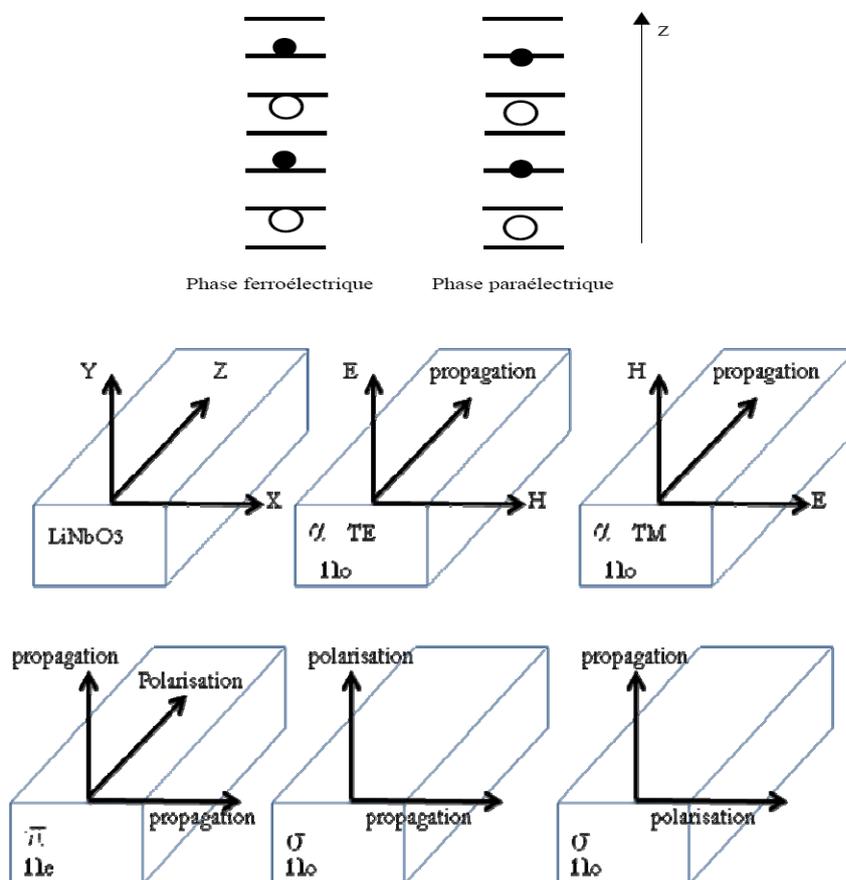


Figure I.3 : Orientation et conventions de polarisation du cristal  $\text{LiNbO}_3$

## 2.2 Orientation et conventions de polarisations du cristal $\text{LiNbO}_3$

La figure I.3 précise les axes d'orientation du cristal par rapport à l'alignement des atomes de lithium et de niobium et les conventions utilisées pour les différentes polarisations existantes. On prend  $Z$  comme axe de symétrie principal du niobate de lithium, perpendiculaire aux plans définis par les atomes d'oxygène (Figure I.4).

On appelle  $\pi$  la configuration où un faisceau polarisé linéairement qui se propage selon l'axe  $X$  ou  $Y$  avec son champ électrique parallèle à  $Z$ , voit l'indice extraordinaire ( $n_e$ ), plus faible que l'ordinaire ( $n_o$ ). De la même manière, on note  $\sigma$  la polarisation de faisceau dont le champ électrique est perpendiculaire à  $Z$ . La polarisation dont le vecteur d'onde est selon l'axe  $Z$  est appelée  $\alpha$ .

Dans les guides intégrés sur des cristaux plans, on distingue les ondes qui se propagent avec leur champ électrique perpendiculaire à l'interface air-substrat, dites TE, de celles, dites TM, pour lesquelles c'est le cas du champ magnétique. C'est l'inverse de la convention utilisée dans la plupart de la littérature de cristaux photoniques. La convention adoptée est choisie pour la cohérence avec la définition du logiciel de calcul « Rsoft » pour les polarisations TE et TM dans les cristaux photoniques.

Partant de là, le Tableau I-2 explicite les différentes polarisations qu'il est possible de guider en fonction des orientations choisies et les indices de réfraction correspondants. La configuration de fabrication de coupe  $Z$  propagation  $X$  permet de différencier entre les polarisations TE et TM qui correspond respectivement aux orientations  $\pi$  d'indice ( $n_e$ ) et  $\sigma$  d'indice ( $n_o$ ). Un cristal de coupe  $X$  propagation  $Z$  c'est-à-dire l'orientation  $\alpha$  d'indice ( $n_o$ ) est indépendante de la polarisation TE et TM.

Lorsque  $\text{LiNbO}_3$  est dopé erbium, on est amené à distinguer parmi les trois orientations dont les conditions de propagation pourront être modifiées par la dissymétrie de la matrice vis-à-vis de l'insertion du dopant, en particulier par des interactions quadripolaires. Cela s'explique par le fait que les ions erbium se répartissent de façon très précise dans le niobate de lithium. Ils vont prendre place dans des lieux privilégiés appelés sites cristallins. Suivant les sites occupés, les ions erbium ne vont pas voir le même environnement cristallin, donc n'auront pas de sous niveaux possédant exactement les mêmes énergies, donc n'auront pas le même comportement spectroscopique. Comme les

polarisations utilisées ne voient non plus le même environnement cristallin, cela va se répercuter sur les spectres d'absorption et d'émission d'erbium qui sont des paramètres capitaux intervenant dans la fonction d'amplification.

		Propagation X	Propagation Y	Propagation Z
Coupe X	TE	—	$\sigma(n_o)$	$\alpha(n_o)$
	TM		$\pi(n_e)$	$\alpha(n_o)$
Coupe Y	TE	$\sigma(n_o)$	—	$\alpha(n_o)$
	TM	$\pi(n_e)$		$\alpha(n_o)$
Coupe Z	TE	$\pi(n_e)$	$\sigma(n_o)$	—
	TM	$\sigma(n_o)$	$\pi(n_e)$	

Tableau I. 2: Conventions de polarisations propagées en optique intégrée sur  $\text{LiNbO}_3$

Pour la suite, on retient que pour un cristal de niobate de lithium dopé erbium suivant une configuration de fabrication de coupe X propagation Z, c'est l'indice ordinaire qui est significatif. Dans ce cas c'est-à-dire suivant l'orientation  $\alpha$  la fonction d'amplification est indépendante de la polarisation TE et TM, ce qui est un avantage certain pour une application dans le domaine des télécommunications optiques.

### 2.3 Indices de réfraction, biréfringence et guidage optique

Un bref examen des indices de réfraction qui vont de concert avec une large fenêtre de transparence  $[0,42\mu\text{m} - 5,2\mu\text{m}]$  souligne encore l'intérêt de ce matériau. Le niobate de lithium possédant une polarisation spontanée, est optiquement anisotrope (Un milieu homogène est dit "anisotrope" quand certaines de ses propriétés vectorielles ne sont pas les mêmes dans les diverses directions qui rayonnent autour d'un point), et on remarque que  $\text{LiNbO}_3$  est un matériau uniaxe négatif. Les indices ordinaires et extraordinaires varient avec la longueur d'onde mais l'écart entre l'indice ordinaire et extraordinaire varie peu dans le domaine visible et proche infrarouge.

La variation d'indice crée les conditions aux limites nécessaires au confinement de la lumière au voisinage de l'axe des guides d'onde fabriqués à la surface de substrats plans. Les modes des guides à faible gradient d'indice dont on maîtrise la fabrication dans du  $\text{LiNbO}_3$  sont dus à de faibles variations d'indice  $\Delta n$  qui ne dépasse que rarement  $10^{-2}$ . Rappelons que selon la méthode d'élaboration des guides, et les valeurs des indices ordinaire ou extraordinaire, les variations peuvent être positives ou négatives. La principale spécificité d'un tel guidage, dit à faible  $\Delta n$ , est la simplification des équations vectorielles des champs en fonction des  $\Delta n$  aux limites en une équation de propagation scalaire. La composante longitudinale des champs est de l'ordre de  $\sqrt{\Delta n/n}$  fois les projections transverses. Les solutions orthogonales correspondent alors aux deux états de polarisation possible du champ incident. On définit de cette façon les modes TE (transverse électrique) pour lesquelles les composantes  $E_y$  et  $H_x$  sont dominantes, et les modes TM (transverse magnétique) pour lesquelles les composantes dominantes sont  $E_x$  et  $H_y$ . Même après les simplifications ci-dessus, il n'y a pas de solution analytique exacte au problème de propagation d'une structure à deux dimensions. Diverses techniques de calcul ont donc été développées afin de modéliser les caractéristiques du mode propagé à partir du profil d'indice réel dans une section du guide. La méthode des indices effectifs est en particulier souvent choisie pour établir des abaques des paramètres de fabrication des guides et prévoir avec une précision raisonnable la dimension et la longueur d'onde de coupure des modes guidés.

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

## 2.4 Effet électro-optique du niobate de lithium (Effet Pockels)

Cette propriété est largement utilisée pour la réalisation de modulateurs  $\text{LiNbO}_3$  [I-9] par exemple, ou encore « optical switching » [I-10] obtenus en associant les propriétés de guidage du cristal photonique et celles de  $\text{LiNbO}_3$ .

Ce phénomène est observé uniquement dans les cristaux non centrosymétriques (pas de centre de symétrie dans le cristal), comme  $\text{LiNbO}_3$ . Il correspond à un changement des indices de réfraction proportionnel au champ électrique appliqué sur le matériau.

Les cristaux de symétrie  $3m$  ont une grande importance, en particulier le niobate de lithium. Ils présentent un effet électro-optique fort. Du fait des symétries propres aux cristaux du groupe  $3m$ , le niobate de lithium possède deux constantes diélectriques indépendantes (cristal uniaxe). Les propriétés optiques de ce type de matériau sont entièrement déterminées par deux indices, l'indice ordinaire  $n_o$  qui correspond à une direction de propagation parallèle à l'axe cristallin  $Z$  et l'indice extraordinaire  $n_e$ , qui correspond à une polarisation parallèle à l'axe  $Z$ .

On remarque que sous l'action du champ électrique appliqué, la forme de l'ellipsoïde se modifie [I-11]. Les coefficients électro-optiques linéaires les plus élevés dans le niobate de lithium sont  $r_{33}$  et  $r_{13}$  (voir tableau I.1). Ce sont ces coefficients qui provoquent les déformations les plus importantes de l'ellipsoïde d'indice, donc les variations d'indice les plus grandes. Dans de nombreux cas, les coupes des cristaux et les directions des champs électriques appliqués sont choisis de manière à utiliser au mieux ces coefficients.

## 3 Guides d'onde intégrés sur niobate de lithium dopé erbium

La plupart des applications actuelles des amplificateurs optiques concernent les télécommunications optiques, et c'est la raison pour laquelle le développement des amplificateurs à fibre dopé erbium (AFDE) a connu une importance croissante, l'erbium est l'un des meilleurs dopants pour obtenir l'amplification optique dans la bande C [1530nm-1565nm]. Dans le cadre de l'optique intégrée, le dopage à l'erbium permet donc d'utiliser l'amplification à 1550 nm directement dans le composant intégré.

Le niobate de lithium présente l'avantage sur les semi-conducteurs, les verres et les polymères d'être un matériau actif et dont les caractéristiques non linéaires et électro-optiques sont très bien

maîtrisées en optique intégrée. Il offre en outre une souplesse d'utilisation pour la fabrication de composants complexes tels que les interféromètres intégrés grâce à la fabrication des guides d'ondes par diffusion de titane. Cette technique s'accorde d'ailleurs parfaitement avec une utilisation dans la fenêtre des télécommunications optiques centrée autour de  $1,55 \mu\text{m}$ . La possibilité d'introduire des atomes d'erbium dans la maille cristalline du matériau offre ainsi l'avantage de pouvoir amplifier le signal lumineux au sein même du composant actif, intégré dans une chaîne de transmission de télécommunication optique.

Le niobate de lithium est un cristal de classe  $3m$  dans laquelle existe deux types de sites cristallins : les sites octaédriques et tétraédriques. Ils sont représentés sur la figure I.4 ainsi que la maille cristalline du niobate de lithium. Au cours de la diffusion, les ions erbium vont se déplacer dans le cristal en migrant d'un site octaédrique à l'autre. On remarque alors que, suivant l'orientation de diffusion choisie, les ions n'auront pas le même chemin à parcourir [I-2]. En coupe  $Z$ , deux sites octaédriques sont séparés de  $C_0/6$  ( $C_0$  est le paramètre de maille suivant l'axe  $Z$ ), alors que suivant l'axe  $X$ , ils sont séparés de  $2a_0/3$  ( $a_0$  est le paramètre de maille suivant l'axe  $x$ ).

Plusieurs techniques peuvent être utilisées pour effectuer ce dopage. Le choix d'une technique va dépendre de sa souplesse, de sa facilité d'utilisation et de son coût.

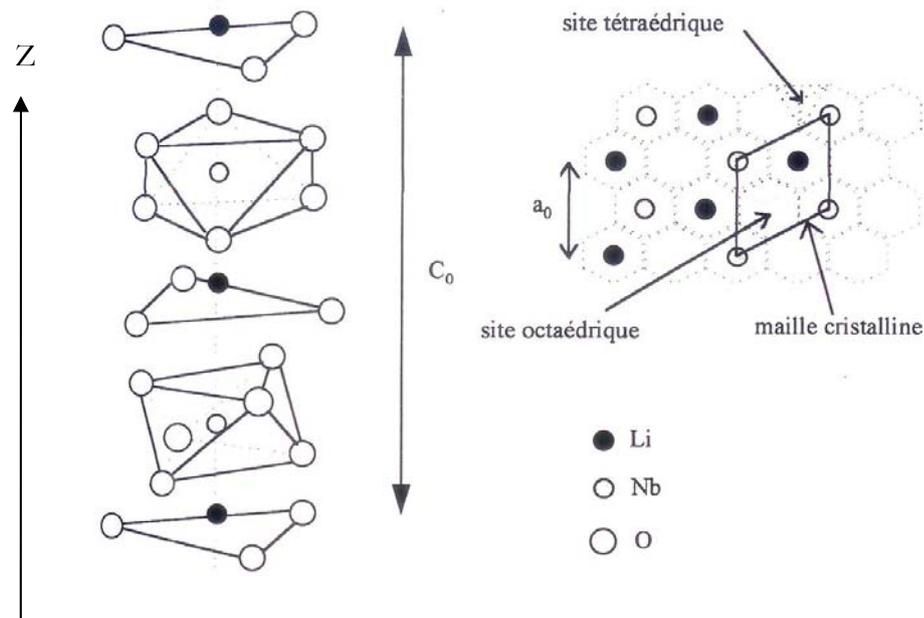


Figure I.4 : Maille et sites cristallins de  $\text{LiNbO}_3$ , [I-11]

### **3.1 Le dopage dans la masse**

Ce dopage dans la masse consiste à introduire l'erbium dans le cristal directement au moment de sa fabrication en incorporant une composition d'Er<sub>2</sub>O<sub>3</sub> au bain de fabrication du niobate de lithium. Il présente l'avantage de pouvoir contrôler parfaitement, d'une manière uniforme, la concentration en ions erbium et d'être facilement compatible avec une production de masse. Il permet en outre d'obtenir des cristaux à forte concentration de dopant, à noter que la qualité des cristaux est toutefois préservée tant que le dopage reste inférieur à environ 2%. L'inconvénient majeur de cette méthode réside dans le fait que seuls les fabricants de cristaux massifs sont capables de la mettre en œuvre. De plus, pour chaque échantillon de dopage différent, il faut fabriquer un cristal à la concentration appropriée, ce qui rend cette méthode lourde et coûteuse. En plus il n'est pas forcément intéressant d'avoir un dopage homogène dans tout le matériau pour avoir le meilleur rendement d'amplification, et parfois c'est intéressant d'avoir sur le même substrat une zone dopée et une autre non dopée.

### **3.2 L'implantation ionique**

L'implantation ionique consiste à bombarder la surface du cristal vierge par un faisceau d'ions erbium portés à très haute énergie de l'ordre de 200 KeV. Cette technique nécessite l'utilisation d'un canon ionique pour former ce faisceau d'ions erbium. Ceux-ci vont alors rentrer de force dans le réseau cristallin [I-12], mais tout en restant dans une région proche de la surface de l'ordre de quelques microns pour atteindre la profondeur typique des guides d'ondes monomodes. Cette région va se transformer en une zone amorphe due à une désorganisation cristalline provoquée par l'impact des atomes sur le matériau. Le processus d'implantation est donc suivi d'un recuit à haute température afin de restaurer la structure cristalline en surface et d'augmenter la diffusion des atomes dans le matériau.

L'avantage de cette méthode est de pouvoir choisir la concentration de dopant pour chacun des composants et d'aller au delà de la limite de solubilité de l'erbium dans le niobate de lithium. Par contre l'inconvénient majeur de cette technique c'est qu'elle nécessite des moyens technologiques lourdes.

### 3.3 La diffusion thermique

Dans le cadre de l'optique intégrée, la portion digne d'intérêt est limitée à quelques microns de la surface des cristaux et la présence de dopant dans le reste du volume est inutile voire gênante. Parmi les deux techniques reproductibles pouvant conduire à l'introduction d'erbium en surface, on passe sur l'implantation d'ions qui nécessite un accélérateur, une autre alternative c'est la diffusion thermique qui est en revanche totalement compatible avec les étapes technologiques caractéristiques de l'optique guidée dans  $\text{LiNbO}_3$ , à partir de substrats de grande taille et peu onéreux.

Cette méthode consiste à porter à très haute température entre 1000 et 1200°C pendant plusieurs dizaines d'heures un échantillon de niobate de lithium sur lequel on a au préalable déposé une couche d'erbium métallique d'épaisseur variant de 10nm à 20nm selon les concentrations en ions erbium souhaitées et des temps prévus. Les ions erbium vont ainsi migrer dans le cristal en se déplaçant d'un site cristallin à l'autre, sans détruire la structure cristalline du matériau. Il faut quelques dizaines d'heures de cuisson pour atteindre la profondeur typique des guides d'ondes monomodes fabriqués sur des substrats de niobate de lithium coupe z, c'est-à-dire de l'ordre de quelques microns. En restant dans la limite raisonnable de la durée des cycles de fabrication, nous pouvons atteindre, par la méthode de diffusion, une concentration d'erbium environ 0,7% à la surface des substrats à faibles pertes. Si on tient compte de la raréfaction des ions erbium au fur et à mesure que l'on s'enfonce dans la zone des cristaux où a typiquement lieu la propagation guidée, on peut estimer la concentration moyenne vue par le faisceau à environ 0,4%.

On retrouve alors le même avantage que pour l'implantation ionique, c'est-à-dire une facilité dans le choix de la concentration de dopant pour chaque composant. De plus, cette méthode présente une souplesse de fabrication liée à la possibilité d'utiliser la photo-lithographie pour l'erbium. La diffusion à haute température est d'ailleurs couramment utilisée au laboratoire pour la fabrication de guide d'onde sur niobate de lithium. C'est la technique la plus adaptée pour réaliser notre structure, nous nous sommes donc logiquement orientés vers cette solution.

Dans la plupart des cas [I-13], la diffusion semble d'ailleurs prendre le devant sur l'implantation ionique pour laquelle subsistent des problèmes liés à la nécessité de faire un recuit après bombardement. Pour mieux justifier le choix de la diffusion thermique, une simple présentation de cette technique est schématisée dans le paragraphe ci-après.

### 3.4 Dopage erbium et fabrication du guide d'onde optique

Un exposé détaillé avec les paramètres de fabrication sera présenté dans le chapitre 4, on se limite maintenant à une présentation schématique pour montrer les différentes étapes de réalisation.

Le dopage du cristal à l'erbium par diffusion à haute température consiste la première étape, l'épaisseur de la couche d'erbium déposée avant diffusion est importante et influe directement sur le rendement d'amplification. Cette étape est suivie par la fabrication du guide d'onde optique obtenu par une méthode classique de diffusion de titane. Cette technique permet d'augmenter localement les indices de réfraction du matériau. Quand elle est couplée avec un procédé de photo-lithographie, il est alors possible de créer des rubans de titane à la surface du matériau et d'obtenir, après diffusion à haute température, des guides d'onde bidimensionnels dont les caractéristiques dépendent de l'épaisseur, de la largeur des rubans de titane, du temps et de la température de diffusion. Les processus de dopage erbium et de fabrication du guide d'onde sont résumés sur la figure I.5.

D'autres techniques moins courantes de fabrications de guides d'ondes optiques sont possibles, comme l'utilisation de l'échange protonique ou de dopage au ZnO. L'échange protonique consiste à modifier l'indice du substrat en introduisant des ions  $\text{H}^+$  dans la matrice cristalline. L'inconvénient de cette méthode réside dans le fait qu'elle n'est pas applicable que sur un cristal de coupe Z et que seul l'indice extraordinaire est augmenté, limitant ainsi l'utilisation. Le dopage au ZnO est par contre beaucoup plus intéressant dans la mesure où il est possède des caractéristiques proches de celles du dopage au titane, mais avec un seuil d'apparition de l'effet photoréfractif beaucoup plus élevé.

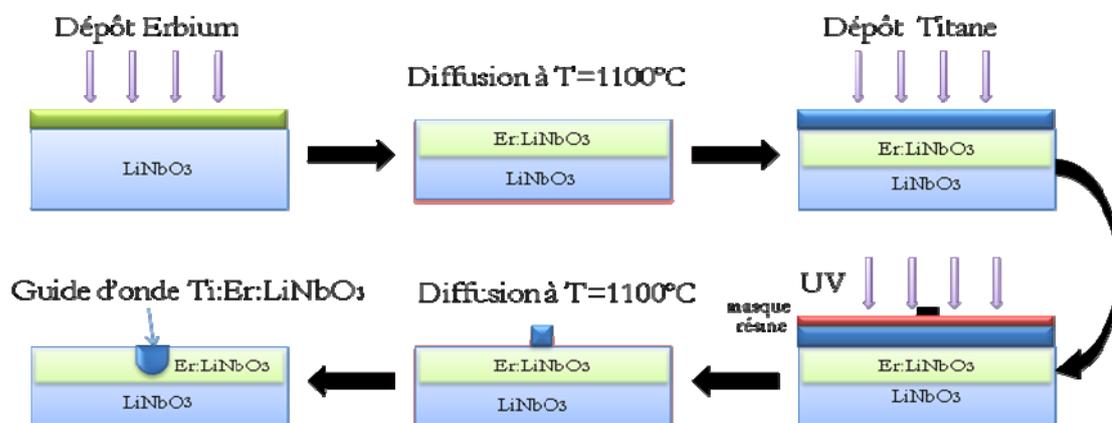


Figure I.5 : Processus de dopage d'erbium et de fabrication des guides d'ondes

## 4 Principe de l'amplification

La notion d'amplification optique traduit la capacité d'un système à fournir, à un signal optique d'entrée, une énergie telle que ce signal soit plus puissant à la sortie qu'à l'entrée du système. Il doit par ailleurs posséder les mêmes caractéristiques de polarisation et spectrales. Le problème de l'amplification optique vient des pertes intrinsèques. La conservation de l'énergie et des caractéristiques du signal est liée à l'émission stimulée, phénomène régi par les relations d'Einstein. Elle nécessite un apport d'énergie supplémentaire, venant d'une source externe au système dite pompe. Dans le cas d'un amplificateur tout optique, cette source d'énergie est une source lumineuse, on l'appelle pompage optique. Ce phénomène met en jeu des transitions photoniques entre les niveaux d'énergie des atomes du milieu amplificateur. Dans le présent cas, ce sont les atomes d'erbium inclus dans la matrice cristalline du niobate de lithium qui vont jouer le rôle d'atomes amplificateurs. L'objectif consiste donc à pomper ces atomes de manière efficace pour réaliser une inversion de population et pour produire le maximum d'émission stimulée du signal. Le gain apparaît lorsque l'émission stimulée permet de compenser les pertes et produire à la sortie du système une quantité plus importante de photons de signal, de caractéristiques identiques. Le gain est donc entièrement déterminé par le comportement des transitions au sein des atomes amplificateurs.

### 4.1 Propriétés de l'Erbium

Lorsqu'on couple l'émission d'une diode laser à 980 nm dans un guide d'onde obtenu par diffusion de titane à haute température sur un échantillon de niobate de lithium dopé erbium, on distingue à l'œil nu une émission de lumière verte tout au long du guide, en plus d'émission autour de 1,55  $\mu\text{m}$ , on s'est essentiellement intéressé à l'évolution du pic à 1,531  $\mu\text{m}$ , c'est-à-dire aux photons émis depuis le niveau  $^4I_{13/2}$ .

L'erbium (Er) est un métal de transition appartenant à la classification des terres rares. Une de ses propriétés remarquables en milieu gazeux concerne la très grande durée de vie de son niveau métastable ( $\sim 10\text{ms}$ ). Dans l'ion Er, les électrons de la couche  $^4F_{7/2}$  sont caractérisés par des transitions d'énergie dans le visible et l'infrarouge. Ces transitions bénéficient de plus, de propriétés spécifiques aux terres-rares et sont largement exploitées pour l'amplification dans le domaine des télécoms (autour 1550nm). En particulier, elles sont relativement peu sensibles à l'environnement des dopants. Il est dès lors tout à fait possible d'incorporer les ions Er dans le niobate de lithium sans pour autant modifier leurs propriétés d'émission. Les transitions internes utiles pour l'amplification dans la fenêtre télécom restent exploitables.

La mesure du spectre d'absorption dans  $\text{Er}:\text{LiNbO}_3$  est représentée sur la figure I.6, il montre plusieurs bandes d'absorption autour de 660 nm, 808 nm, 980 nm, 1480 nm. La figure I.7 représente la densité optique relevée sur l'ensemble du visible et dans le proche infrarouge qui permet de se rendre compte de la morphologie et de l'intensité relative des différents pics d'absorption. Le choix de la longueur d'onde de pompage est dicté par la nature et les performances du composant à obtenir. La sensibilité du niobate de lithium à l'effet photoréfractif est plus importante lorsque la longueur d'onde est courte, ce qui nous permet d'éliminer les longueurs d'ondes courtes. Le pompage à 980 nm avec un échantillon de coupe X propagation Z présente l'avantage d'être le plus favorable pour le gain ( $\sim 1\text{dB/cm}$ ), et peu sensible aux effets photoréfractifs provoqués par l'émission d'une fluorescence à 550 nm par up-conversion [I-14].

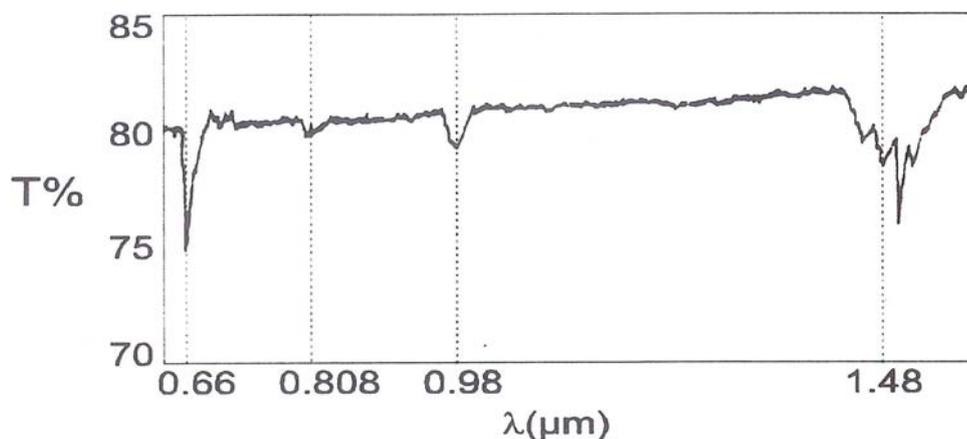


Figure I.6 : Spectre d'absorption dans  $\text{Er}:\text{LiNbO}_3$  à la température ambiante [I-13]

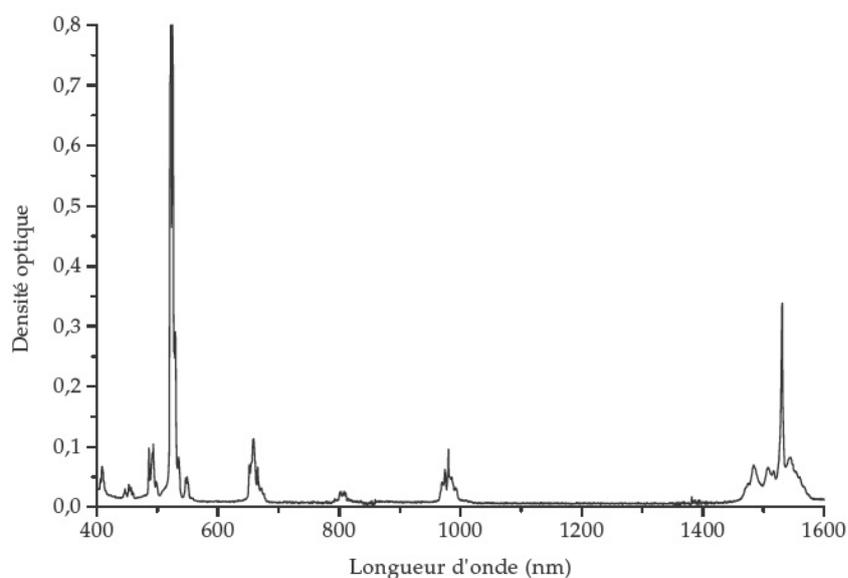


Figure I.7 : Densité optique dans  $\text{Er}:\text{LiNbO}_3$  à la température ambiante [I-15]

On peut montrer que le spectre d'émission d'espèces actives est relié au spectre d'absorption selon l'équation suivante [I-16] :

$$\sigma_e = \sigma_a e^{\frac{\varepsilon - \hbar\nu}{kT}}$$

Dans cette équation,  $\sigma_e$  est la section efficace d'émission,  $\sigma_a$  la section efficace d'absorption,  $k$  la constante de Boltzmann,  $T$  la température en Kelvins,  $\hbar\nu$  l'énergie des photons à la longueur d'onde à laquelle on compare les deux sections efficaces et  $\varepsilon$  une énergie d'excitation caractéristique calculée à partir de la population des niveaux d'énergies à l'équilibre considérés.

Des mesures ont été effectuées [I-14] pour évaluer les sections efficaces d'absorption et d'émission à 980 nm et 1531 nm selon les trois polarisations  $\sigma$ ,  $\pi$  et  $\alpha$ . Elles sont regroupées dans le tableau I.3.

	$\lambda=980nm$	$\lambda=1531nm$	
$\times 10^{-24} \text{ m}^2$	$\sigma_a$	$\sigma_a$	$\sigma_e$
<i>Polarisation <math>\sigma</math></i>	<i>0,8</i>	<i>2,2</i>	<i>2</i>
<i>Polarisation <math>\pi</math></i>	<i>0,2</i>	<i>1,8</i>	<i>1,5</i>
<i>Polarisation <math>\alpha</math></i>	<i>1,02</i>	<i>2,75</i>	<i>2,2</i>

Tableau I. 3: *Sections efficaces d'absorption et d'émission de la pompe et du signal pour les trois différentes polarisations dans un guide d'onde  $\text{Er}:\text{Ti}:\text{LiNbO}_3$*

En résumé, l'orientation de la polarisation par rapport au cristal et la longueur d'onde de pompe sont des choix importants pour avoir une bonne efficacité du gain. Le pompage à 980nm d'un cristal de coupe X propagation suivant Z (polarisation  $\alpha$ ) possède non seulement l'avantage d'être la plus efficace pour la fonction d'amplification, mais également indépendant des polarisations TE, TM. C'est la configuration qui a été choisie dans la suite pour faire une étude expérimentale de l'amplification.

Les paramètres de fabrication du guide et de diffusion d'erbium ont également une grande influence sur le gain. Pour avoir un rendement d'amplification convenable, il faut que les profils d'intensité des modes fondamentaux de la pompe et du signal soient bien confinés et possèdent un bon recouvrement mutuel et avec le profil de dopage erbium (proche de la surface) pour augmenter l'efficacité de pompage.

#### 4.2 Phénomène d'upconversion

Le phénomène d'upconversion est un processus multiphotonique qui produit un ou plusieurs photons avec une énergie supérieure à celles des photons absorbés. Ce processus multiphotonique va intervenir entre les niveaux d'énergie d'un ou plusieurs atomes d'erbium présents dans la matrice cristalline du niobate de lithium. On distingue deux types de phénomène mis en jeu suivant qu'un ou plusieurs atomes sont concernés. Le premier est appelé transfert d'énergie, il est représenté sur la figure I.8.

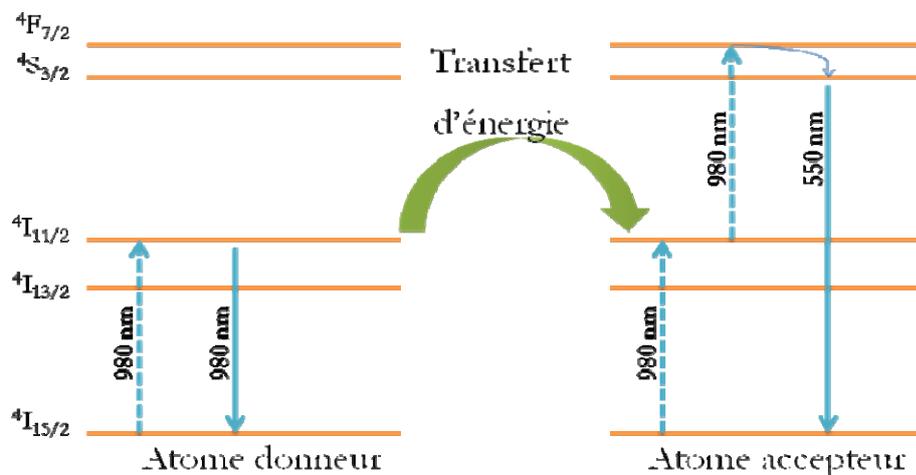


Figure I.8 : Principe d'upconversion par phénomène de transfert d'énergie entre deux atomes

Ce processus concerne au minimum deux atomes d'erbium. Lorsque ces deux atomes se trouvent simultanément à l'état excité  $4I_{11/2}$  par pompage 980 nm, l'atome donneur se désexcite vers le niveau fondamental. Cette énergie est transférée de façon non radiative à l'atome récepteur. Ce dernier se retrouve donc à l'état excité  $4F_{7/2}$ , depuis lequel il se désexcite rapidement d'une manière

non radiative vers l'état  $^4S_{3/2}$ . Une transition se produit entre cet état et l'état fondamental par l'émission d'un photon à 550 nm. Pour que ce processus puisse se produire, une des conditions importantes est que les atomes doivent être proches les uns des autres (distants de quelques angström). La plupart du temps, cela se produit lorsque des agrégats d'atomes se forment lors du dopage, notamment pour des fortes concentrations de dopant.

Le second processus permettant d'obtenir le phénomène d'upconversion est l'absorption séquentielle à deux photons (ASDP). Il est représenté sur la figure I.9.

L'ASDP met en jeu un seul atome d'erbium. Cet atome va absorber simultanément deux photons de pompe à 980 nm pour atteindre le niveau excité  $^4F_{7/2}$ . Après relaxation sur le niveau  $^4S_{3/2}$ , il va y avoir émission d'un photon à 550 nm par une transition radiative vers le niveau fondamental.

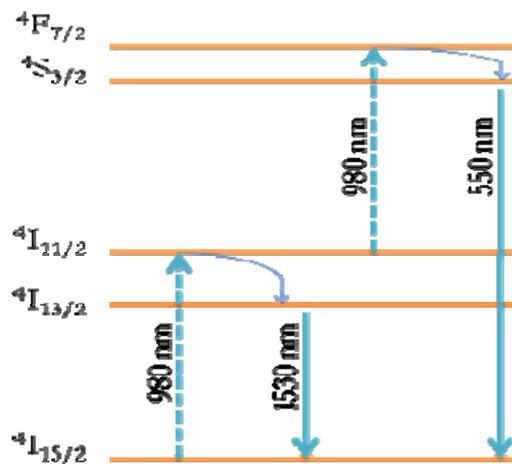


Figure I.9 : Principe d'upconversion par phénomène d'absorption séquentielle à deux photons

Dans les deux processus présentés, il ne faut pas oublier que la plus grande partie du pompage sert à produire une émission à 1531 nm entre les états  $^4I_{13/2}$  et  $^4I_{15/2}$ . Le phénomène d'upconversion est donc minoritaire par rapport à cette émission.

L'une des applications envisageables de l'upconversion concerne la réalisation d'une source laser émettant dans le visible en pompant dans l'infrarouge. On voit tout l'intérêt de ce type d'application pour le stockage d'informations optiques. Ce procédé de stockage nécessite en effet

des sources laser compactes et émettant à des courtes longueurs d'ondes pour augmenter les capacités de stockage d'information dans les mémoires de masse.

### 4.3 Equations d'évolution

Le pompage optique met en jeu des transitions photoniques entre les niveaux d'énergie des atomes d'erbium inclus dans la matrice cristalline du  $\text{LiNbO}_3$  qui sont des atomes amplificateurs. Le gain est déterminé par ces transitions au sein des atomes erbium. La dynamique des populations des niveaux d'énergies est souvent modélisée à l'aide d'un système d'équations d'évolution [I-17]. Ce sont des équations différentielles décrivant l'évolution temporelle des populations des niveaux d'énergies sous l'influence des transitions optiquement induites et non-radiatives telle que:

- Les processus d'absorption, éventuellement y compris absorption excités-état.
- Les émissions stimulés et spontanées.
- Les transitions multi-phonon.
- Les transferts d'énergie qui peut conduire à des phénomènes comme upconversion.

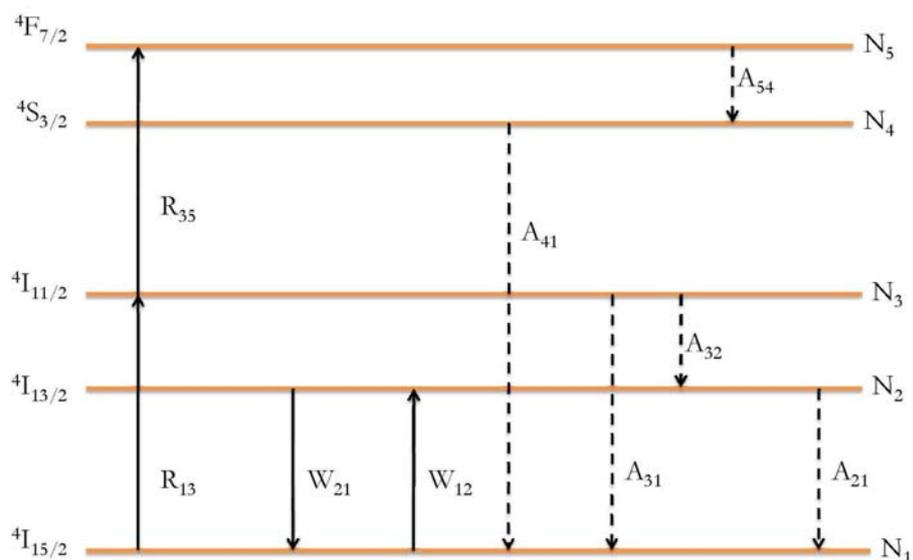


Figure I.10 : Les niveaux d'énergie de l'erbium pompé à 980nm en tenant compte de l'upconversion.

Dans notre cas, le processus d'upconversion est principalement dû à l'absorption séquentielle à deux photons (Figure I-10), il réduit le gain en consommant des photons de pompe. Il va être possible d'évaluer l'influence d'upconversion sur le gain calculé par pompage à 980nm, en introduisant la probabilité radiative de cette transition (durée de vie de fluorescence) dans les équations d'évolutions de populations des niveaux d'énergies de l'erbium qui peuvent s'écrire :

$$\frac{dN_1}{dt} = -(W_{12} + R_{13})N_1 + (W_{21} + A_{21})N_2 + A_{41}N_4 \quad (I.1)$$

$$\frac{dN_2}{dt} = W_{12}N_1 - (W_{21} + A_{21})N_2 + A_{32}N_3 \quad (I.2)$$

$$\frac{dN_3}{dt} = R_{13}N_1 - (A_{32} + R_{35})N_3 \quad (I.3)$$

$$\frac{dN_4}{dt} = R_{35}N_3 - A_{41}N_4 \quad (I.4)$$

$R_{ij} = \frac{\sigma_{ij}}{\hbar\nu} I_P$  : La Probabilité de transition de la pompe 980 nm du niveau i au niveau j.

$W_{ij} = \frac{\sigma_{ij}}{\hbar\nu} I_S$  : La Probabilité de transition du signal 1550 nm du niveau i au niveau j.

$I_P$  et  $I_S$  sont les intensités optiques à la longueur d'onde de la pompe (980 nm) et du signal (1550 nm).

$\sigma_{ij}$  : La section efficace d'absorption à la longueur d'onde de transition.

$\hbar\nu$  : L'énergie des photons à la longueur d'onde de transition.

$A_{ij}=1/\tau_i$  : Les transitions non radiatives ou les émissions spontanées du niveau i.

$\tau_i$  : La durée de vie du niveau d'énergie de départ i.

$N_{Er}=N_1+ N_2+ N_3+ N_4+ N_5$  : Le nombre total d'atomes d'erbium mis en jeu.

Pour simplifier les calculs il faut faire quelques approximations.

- 1-  $N_5=0$ , on considère que la population du niveau  $^4F_{7/2}$  décroît rapidement pour remplir le niveau  $^4S_{3/2}$  par transition non radiative.
- 2- On estime que  $A_{41}=1/\tau_4$  et  $A_{32}=1/\tau_3$ .

Dans un état stationnaire du système, chacune des équations d'évolutions est donc nulle. Ce système, n'admet pas de solution littérale simple. Avec ces différentes approximations, et en supposons que le gain du signal est faible ( $W_{21}=W_{12}\sim 0$ ) il est possible d'écrire un nouveau système :

$$N_1 = \frac{A_{41}A_{21}(A_{32} + R_{34})}{R_{13}R_{34}A_{21} + A_{41}(A_{21}(A_{32} + R_{34}) + R_{13}(A_{32} + A_{21}))} N_{Er}$$

$$N_2 = \frac{A_{41}R_{13}A_{32}}{R_{13}R_{34}A_{21} + A_{41}(A_{21}(A_{32} + R_{34}) + R_{13}(A_{32} + A_{21}))} N_{Er}$$

$$N_3 = \frac{A_{41}R_{13}A_{21}}{R_{13}R_{34}A_{21} + A_{41}(A_{21}(A_{32} + R_{34}) + R_{13}(A_{32} + A_{21}))} N_{Er}$$

$$N_4 = \frac{R_{13}R_{34}A_{21}}{R_{13}R_{34}A_{21} + A_{41}(A_{21}(A_{32} + R_{34}) + R_{13}(A_{32} + A_{21}))} N_{Er}$$

Les populations des niveaux d'énergies, qui interviennent dans le calcul du gain, sont entièrement déterminées par des grandeurs comme les sections efficaces d'absorption et d'émission et les durées de vie de fluorescence. Ces paramètres dépendent des conditions de fabrication du composant et des éléments propres au matériau.

## 5 Applications

### 5.1 Laser intégré à cavité Fabry- Pérot

Le principe de fonctionnement d'un laser intégré sur niobate de lithium dopé erbium est présenté sur la figure I.11. Après la diffusion d'erbium et la fabrication du guide d'onde par diffusion de titane, les faces d'entrée et de sortie du guide sont polies perpendiculairement à la direction de propagation de la lumière afin d'obtenir un meilleur taux de couplage de la pompe dans le guide, et d'avoir des extrémités parallèles et parfaitement planes. Elles reçoivent alors des dépôts successifs de couche de TiO<sub>2</sub>/SiO<sub>2</sub> qui forment les miroirs dichroïques. Les miroirs ainsi déposés créent une cavité Fabry-Pérot à travers le guide d'onde qui sert également de milieu amplificateur. Il suffit alors d'injecter à l'entrée du guide une onde pompe de puissance suffisante pour que l'émission stimulée compense toutes les pertes de la cavité (pertes dues à la propagation, pertes aux extrémités etc...). L'effet laser peut alors se produire [I-18].

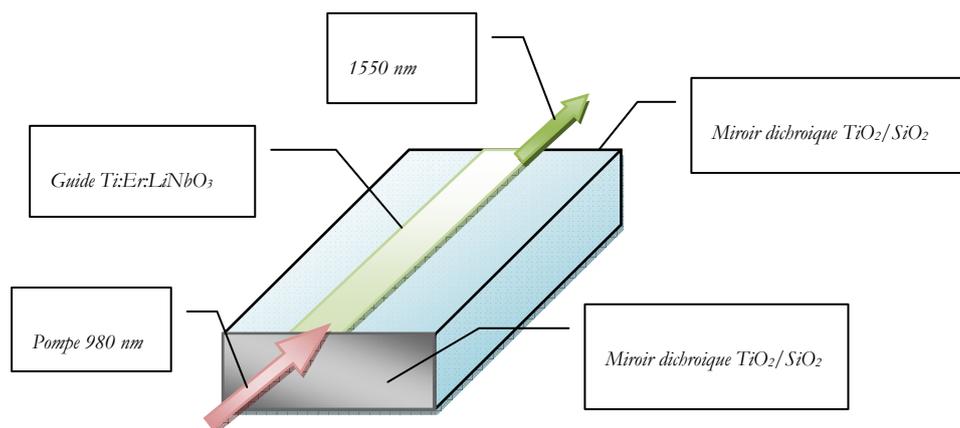


Figure I.11 : Principe de fonctionnement d'un laser intégré sur niobate de lithium

## 5.2 Laser guide d'onde à cavité active

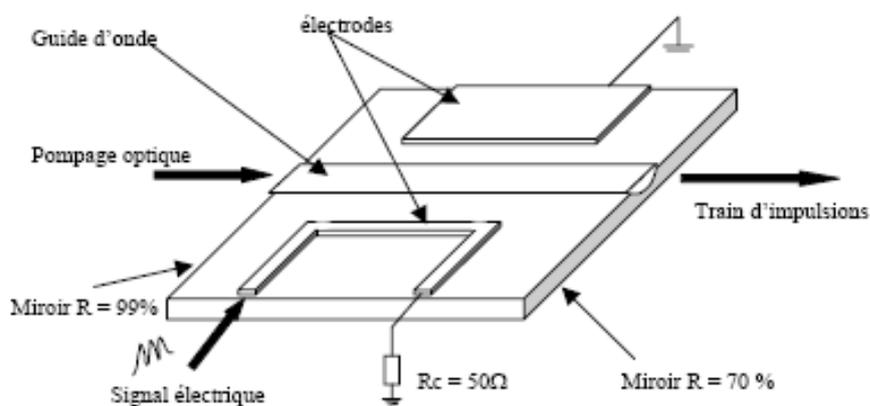


Figure I.12 : Laser à modes bloqués en phase, intégré sur  $\text{Ti:Er:LiNbO}_3$  [I-19]

L'étude des lasers guides d'ondes plane monomodes est actuellement un sujet en plein développement. De façon similaire aux fibres dopées aux terres rares, la faible dimension de la région guidée permet d'obtenir un gain important avec de faibles puissances de pompage.

La géométrie plane offre un certain nombre d'avantages : un haut degré d'intégration, la possibilité de modulation ou de conversion de fréquence, la faible dimension des guides réalisés par des techniques classiques.

Etant donné le caractère électro-optique de  $\text{LiNbO}_3$ , les circuits optiques peuvent être commandés avec de faibles tensions appliquées au voisinage des guides. L'utilisation combinée des propriétés électro-optiques et non linéaires de  $\text{LiNbO}_3$  avec le gain des ions terres rares offre la possibilité de réaliser des composants lasers sophistiqués intégrés de façon monolithique. Il s'agit de l'intégration des fonctions intra-cavité (modulation, conversion de fréquence,...) et des fonctions extra-cavité pour le traitement du signal.

Pour réaliser un laser en modes bloqués, un modulateur de phase onde progressive intra-cavité (Figure I.12) a été intégré sur le laser guide d'onde  $\text{LiNbO}_3$  présenté dans le paragraphe précédent. Un coupleur directif peut être intégré pour moduler les pertes intra-cavité afin d'obtenir un mode déclenché [I-19].

### 5.3 Laser intégré à DBR, DFB

L'intégration du laser DBR ou DFB sur le niobate de lithium augmente significativement son potentiel dans l'optique intégré [I-20], en effet le laser DFB ou DBR peut être intégré partout sur le substrat [I-21], en plus ce type est privilégié pour des raisons de qualité de propagation et d'occupation spectrale. Les faces clivées et traitées qui assuraient la contre-réaction dans le laser Fabry-Pérot sont remplacées par un miroir de Bragg gravé directement dans le guide actif pour le cas DFB (figure I.13). Le principe du laser DBR (Figure I.14) repose sur la séparation de la fonction gain de la fonction accord de la longueur d'onde, donc les deux faces sont remplacées par deux miroirs de Bragg qui forment une cavité extérieure au milieu amplificateur.

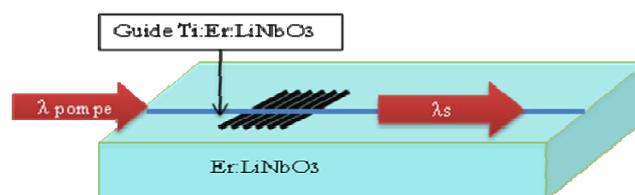


Figure I.13 : Schéma de principe d'un laser DFB sur niobate de lithium

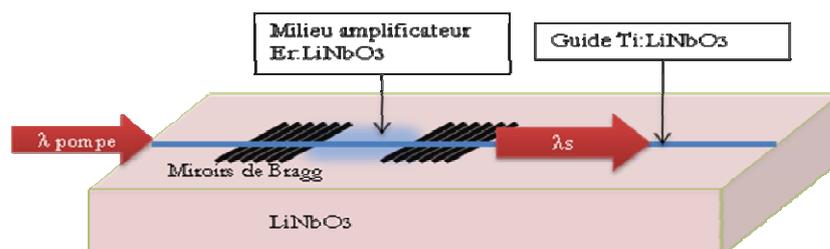


Figure I.14 : Schéma de principe d'un laser DBR sur niobate de lithium

Cette perturbation sert à réfléchir une longueur d'onde fixée par la période  $\Lambda$  de la perturbation et par l'indice effectif  $n_{\text{eff}}$  du mode guidé selon la condition de Bragg.

L'état de l'art des lasers sur le niobate de lithium montre plusieurs réalisations des lasers intégrés DBR [I-22], DFB [I-23] ou DBR/DFB couplées [I-24], ce dernier type de laser est hybride entre les deux structures connues DBR et DFB, son schéma de principe est illustré sur la figure I.15.

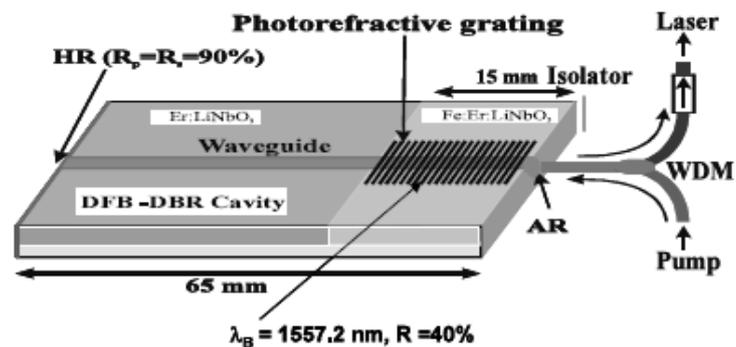


Figure I.15 : Schéma de principe d'un laser DBR/DFB couplé sur niobate de lithium [I-24]

#### 5.4 Laser anneau « Ring Laser »

Le premier laser anneau sur niobate de lithium dopé erbium a été démontré [I-25] à l'aide d'une structure présentée sur la figure I.16. Il est formé de deux guides d'onde rectilignes tangentes à un anneau pour former deux coupleurs directionnels. Un pour coupler la pompe et l'autre pour la sortie laser.

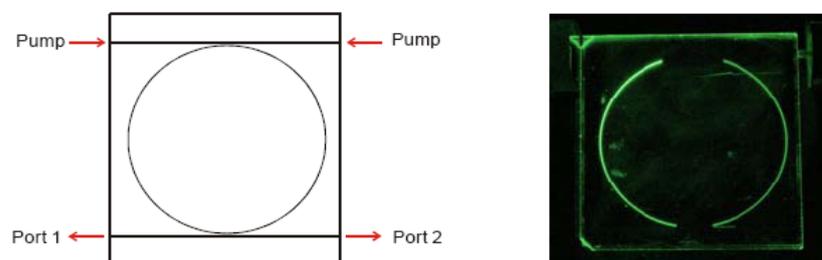


Figure I.16 : Structure du laser anneau de diamètre 60 mm sur  $\text{Ti:Er:LiNbO}_3$  [I-24]

## **6 Conclusion du chapitre 1**

Dans ce chapitre, nous avons rappelé les propriétés optiques du niobate de lithium et les phénomènes physiques clés qui régissent la technique d'amplification optique et nous avons décrit le modèle mathématique et physique de l'erbium constituant l'élément actif.

Grâce à la maîtrise de fabrication du niobate de lithium et à ses propriétés optiques, ce matériau est largement exploité depuis la fabrication des premiers guides d'ondes, et de nombreuses fonctions optiques telles que la modulation, la commutation, la conversion de fréquences optiques ont vu le jour.

L'état de l'art concernant les amplificateurs et lasers intégrés sur niobate de lithium dopée erbium nous a permis de mettre en évidence les performances actuelles des systèmes existants et de cerner les points importants sur lesquels va s'appuyer ce mémoire.

Le dopage d'erbium et la création des guides d'ondes par diffusion de titane constituent les bases de fabrication des composants.

Tout ce qui précède prépare le terrain pour réaliser des cristaux photoniques dans ce matériau, et intégrer de nouvelles structures, que nous détaillerons dans le chapitre 4, de façon à tirer le profit des propriétés du niobate de lithium pour réaliser des composants actifs.

Le prochain chapitre sera consacré à l'étude des cristaux photoniques, surtout ses propriétés et ses structures qui pourront être exploitables pour la réalisation des amplificateurs ou lasers intégrés sur le niobate de lithium.

## Bibliographie du chapitre 1

- [I-1] I. Baumann, R. Brinkmann, M. Dinand, W. Sohler, L. Beckers, C. Buchal, M. Fleuster, H. Holzbrecher, H. Paulus, K.-H. Müller, T. Gog, M. Materlik, O. Witte, H. Stolz, and W. von der Osten, "Erbium incorporation in  $\text{LiNbO}_3$  by diffusion-doping," *Appl. Phys. A*, vol.64, 1997.
- [I-2] I. Baumann, R. Brinkmann, M. Dinand, W. Sohler, H. Suche, H. Paulus, C. Buchal, M. Fleuster, L. Beckers, H. Holzbrecher. "Erbium diffusion doping of  $\text{LiNbO}_3$ ." Ecole de physique des Houches, France, 1994.
- [I-3] K. Wong, *Properties of Lithium Niobate*, IEE, 2002.
- [I-4] R. S. Weis and T. K. Gaylord, "Lithium niobate: summary of physical properties and crystal structure," *Appl. Phys. A.*, 37, 1985.
- [I-5] S. C. Abrahams, W. C. Hamilton and J. L. Bernstein, "Ferroelectric Lithium Niobate" *J. Phys.Chem.Solids*, 27, 1966.
- [I-6] B. T. Mathias and J. P. Remeika, "Ferroelectricity in the ilmenite structure," *Phys.Rev.* 76, 1949, pp. 1886-1887.
- [I-7] I. Inbar, R. E. Cohen, "Comparison of the electronic structures and energetics of ferroelectric  $\text{LiNbO}_3$  and  $\text{LiTaO}_3$ ," *Phys. Rev. B*, 53, 1993.
- [I-8] R. S. Weis and T. K. Gaylord, "Lithium niobate: summary of physical properties and crystal structure," *Appl. Phys. A.*, 37, 1985, pp. 191-203.
- [I-9] N. Courjal, M.-P. Bernal, G. Ulliac, J. Dahdah, S. Benschabane, J.-M. Merolla "LiNbO<sub>3</sub> acousto-optical and electro-optical micromodulators", *Journal of European optical society, Rapid publication 4*, 09018, 2009.
- [I-10] J. Amet, F.I. Baida, G.W. Burr, M.-P. Bernal, "The superprism effect in lithium niobate photonic crystals for ultra-fast, ultra-compact electro-optical switching" *Opt. Materials*, Vol. 27, 2008.
- [I-11] A. Rauber "Chemistry and physics of lithium niobate", Vol.1, ed Kaldis, North-Holland Publishing Company, 1978.
- [I-12] C. Buchal and S. Mohr, "Diffusion and solubility of ion-implanted Nd and Er in  $\text{LiNbO}_3$ ." *Proc. SPIE Vol. 1361 Physical concepts of materials for Novel Optoelectronic Device Applications*, 1990.

- [I-13] R. Brinkmann, W. Sohler and H. Suche, “Absorption, fluorescence and stimulated emission in Ti-diffused Er:LiNbO<sub>3</sub> waveguides.” SPIE Vol. 1362 Physical concept of materials for Novel Optoelectronic Device Applications II: Device Physics and Applications, 1990.
- [I-14] V. Voinot, “Etude théorique et expérimentale d’un amplificateur en optique intégrée sur niobate de lithium dopé erbium.” Thèse Besançon, 1998.
- [I-15] A. Grisard, “Lasers guides d’onde dans le niobate de lithium dopé erbium.” Thèse Université de Nice-Sophia Antipolis, 1997.
- [I-16] W. J. Miniscalco, R. S. Quimby, "General procedure for the analysis of Er<sup>3+</sup> cross sections", Opt. Lett., 16, 4, 1991.
- [I-17] E. Desurvire, “Erbium-doped fiber amplifiers: principles and applications”, John Wiley & Sons, New York, 1994.
- [I-18] R. Brinkmann, W. Sohler and H. Suche, “Continuous-wave erbium-diffused LiNbO<sub>3</sub> waveguide laser” Elect. Lett. Vol. 27,5, 1991.
- [I-19] E. Lallier, D. Papillon, J. P. Pocholle, M. Papuchon, M. de Micheli, D.B. Ostrowsky, C. Grezes-Besset, E. Pellier, Elec. Lett. 29,2, 1993.
- [I-20] W. Sohler. B. Das, S. Reza, and R. Ricken, “Recent progress in integrated rare-earth doped LiNbO<sub>3</sub> waveguide lasers,” Technical Digest, 9th OptoElectronics and Communications Conference, no.14F4-1, p.568, Yokohama, Japan, 2004.
- [I-21] W. Sohler, D. Dey, B. Das, S. Reza, H. Suche, and R. Ricken, “Erbium-doped Lithium Niobate waveguide lasers: recent progress”, Proc. Photonics 2004, Cochin/India, p. 141, December 2004.
- [I-22] B.K. Das, H. Suche, W. Sohler, “Single-frequency Ti:Er:LiNbO<sub>3</sub> distributed Bragg reflector waveguide laser with thermally fixed photorefractive cavity”, Appl. Phys. B 73, 439–442 (2001).
- [I-23] B.K. Das, R. Ricken, and W. Sohler, “Integrated optical distributed feedback laser with Ti:Fe:Er:LiNbO<sub>3</sub> waveguide,” Appl. Phys. Lett., vol.82, pp.1515–1517, 2003.
- [I-24] B.K. Das, R. Ricken, V. Quiring, H. Suche, and W. Sohler, “Distributed feedback-distributed Bragg reflector coupled cavity laser with a Ti:(Fe):Er:LiNbO<sub>3</sub> waveguide,” Opt. Lett., vol.29, pp.165–167, 2004.
- [I-25] W. Sohler, K. Bijoy, D. Dey, B. Das, S. Reza, H. Suche, and R. Ricken, “Erbium-doped Lithium Niobate waveguide lasers”, IEICE Trans. Electron., Vol. 88–C, 5, (2005).



# 2

## *Les cristaux photoniques*

## Sommaire du chapitre 2

<b>1</b>	<b>Introduction.....</b>	<b>45</b>
<b>2</b>	<b>Outils numériques.....</b>	<b>46</b>
2.1	La méthode des ondes planes.....	48
2.2	La méthode FDTD.....	49
2.2.1	Equations de bases FDTD.....	50
2.2.2	Conditions de stabilité.....	53
2.2.3	Conditions aux limites.....	54
<b>3</b>	<b>Les cristaux photoniques unidimensionnels .....</b>	<b>55</b>
3.1	Diagrammes des bandes des cristaux photoniques unidimensionnels.....	56
3.2	Incidence hors la normale.....	58
3.3	Défauts ponctuels dans une structure périodique unidimensionnelle.....	58
<b>4</b>	<b>Les cristaux photoniques bidimensionnels et tridimensionnels .....</b>	<b>59</b>
<b>5</b>	<b>Applications des cristaux photoniques bidimensionnels .....</b>	<b>60</b>
5.1	Cristaux photoniques bidimensionnels passifs.....	61
5.2	Cristaux photoniques bidimensionnels actifs.....	61
5.2.1	Contrôle de l'émission spontanée.....	62
5.2.2	Microsource.....	62
5.2.3	Extraction.....	63
<b>6</b>	<b>Conclusion du chapitre 2.....</b>	<b>63</b>

## 1 Introduction

Les semi-conducteurs sont des matériaux très intéressants du point de vue du contrôle de l'information car ils forment la base des circuits électroniques (transistors, diodes, composants électroniques). La bande interdite électronique délimite un canal d'excitation contrôlable pour les électrons, en effet les liaisons entre les atomes sont assurées par tous les électrons disponibles. Pour assurer la conduction il faut libérer des électrons en fournissant de l'énergie suffisante pour briser une liaison et passer de la bande de valence à la bande de conduction du semi-conducteur. Cette énergie qui sépare ces deux bandes définit une bande interdite électronique.

Les cristaux photoniques sont l'analogie des semi-conducteurs pour le contrôle des photons, les cristaux photoniques sont des structures dont l'indice diélectrique varie de manière périodique à l'échelle de la longueur d'onde que l'on souhaite contrôler, sur une ou plusieurs directions de l'espace. Cette variation périodique de l'indice optique suivant les différentes directions entraîne l'apparition des gammes de fréquence pour laquelle la lumière ne peut alors plus se propager. Par analogie avec les semi-conducteurs ces bandes de fréquences sont appelées Bandes Interdites Photoniques (BIP).

Dans la nature, certaines espèces animales et minérales utilisent et fabriquent ces structures à des fins esthétiques et stratégiques depuis bien longtemps (Cf. Figure II.1) et c'est récemment que l'homme y a trouvé des applications [II-1].

Ce chapitre a pour objectif de présenter les concepts de base théorique concernant les cristaux photoniques, et de leurs propriétés optiques. Une place particulière est faite aux cristaux bidimensionnels. La dernière partie passe en revue les applications possibles des cristaux photoniques bidimensionnels structurés dans des milieux passifs ou actifs.

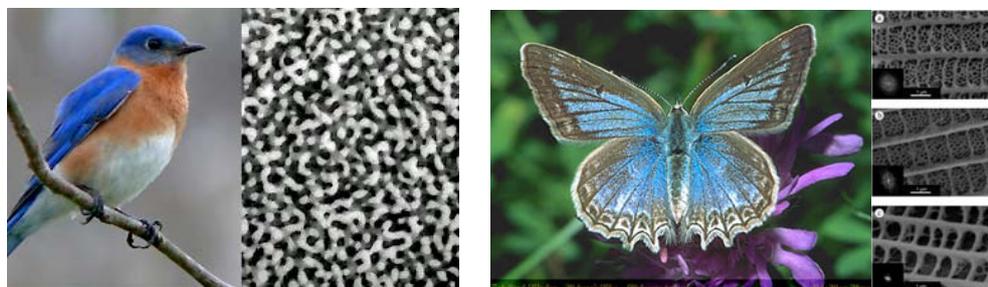


Figure II.1 : Exemples de réalisations naturelles des structures périodiques d'indice submicroniques [sources Science 2009].

## 2 Outils numériques

Les équations de Maxwell sont utilisées pour décrire les ondes électromagnétiques. Dans un milieu isotrope, linéaire, sans pertes, de permittivité relative  $\epsilon_r(\vec{r})$  (nombre réel car le milieu est non absorbant), non magnétique (i.e. la perméabilité magnétique relative est égale à 1), et en supposant que les courants et les charges sont absents, ces équations peuvent être écrites de la manière suivantes:

$$\vec{\nabla} \cdot (\epsilon_r(\vec{r}) \cdot \vec{E}(\vec{r}, t)) = 0 \quad (2.1)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{H}(\vec{r}, t) = 0 \quad (2.2)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{E}(\vec{r}, t) = -\mu_0 \frac{\partial \vec{H}(\vec{r}, t)}{\partial t} \quad (2.3)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{H}(\vec{r}, t) = \epsilon_0 \epsilon_r(\vec{r}) \frac{\partial \vec{E}(\vec{r}, t)}{\partial t} \quad (2.4)$$

Où  $\vec{E}(\vec{r}, t)$  et  $\vec{H}(\vec{r}, t)$  désignent respectivement les champs électriques et magnétiques, où  $\epsilon_0$  et  $\mu_0$  représentent la permittivité électrique et la perméabilité magnétique du vide, et où  $\vec{r}, t$  représentent les dépendances spatiales et temporelles.

A l'échelle macroscopique, le même comportement physique est observé si l'on change d'une manière proportionnelle les dimensions et la longueur d'onde du système, on peut dire que, dans ces lois d'électromagnétisme, il n'y a pas de longueur fondamentale. Il est pratique d'utiliser la loi d'échelle pour modéliser les cristaux photoniques, en introduisant une fréquence normalisée  $u = a/\lambda$ , avec  $a$  une longueur caractéristique du cristal et  $\lambda$  la longueur d'onde.

A la direction de propagation, les champs  $\vec{E}(\vec{r}, t)$  et  $\vec{H}(\vec{r}, t)$  sont transverses et vérifient les équations d'onde suivantes :

$$\vec{\nabla} \times \left( \frac{1}{\epsilon_r(\vec{r})} \vec{\nabla} \times \vec{H}(\vec{r}, t) \right) = -\mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial^2 \vec{H}(\vec{r}, t)}{\partial t^2} \quad (2.5)$$

$$\frac{1}{\epsilon_r(\vec{r})} \vec{\nabla} \times (\vec{\nabla} \times \vec{E}(\vec{r}, t)) = -\mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial^2 \vec{E}(\vec{r}, t)}{\partial t^2} \quad (2.6)$$

Le développement en ondes planes permet de trouver des solutions sous la forme  $\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{E}(\vec{r}).e^{i\omega t}$  et  $\vec{H}(\vec{r}, t) = \vec{H}(\vec{r}).e^{i\omega t}$ , de longueur d'onde  $\lambda$  dans le vide  $\lambda = 2\pi/c$ ,  $c$  étant la célérité de la lumière dans le vide. On définit le vecteur d'onde  $\vec{k}$  dans un trièdre  $(\vec{E}, \vec{H}, \vec{k})$  direct et que  $k^2 = n^2\omega^2/c^2$  ( $n$  étant défini tel que  $n^2 = \epsilon_r(\vec{r})$ ). Les champs satisfont les équations de Maxwell linéaires, par analyse de Fourier, il est possible de construire des solutions du problème à partir d'une combinaison linéaire d'éléments de cette base de solutions harmoniques. A partir d'ici, les champs  $\vec{E}(\vec{r}, t)$  et  $\vec{H}(\vec{r}, t)$  sont des grandeurs complexes et c'est leurs parties réelles qui représentent le champ physique. Alors, la résolution du problème se réduit aux deux équations suivantes :

$$\vec{\nabla} \times \left( \frac{1}{\epsilon_r(\vec{r})} \vec{\nabla} \times \vec{H}(\vec{r}) \right) = \frac{\omega^2}{c^2} \vec{H}(\vec{r}) \quad (2.7)$$

$$\vec{\nabla} \times (\vec{\nabla} \times \vec{E}(\vec{r})) = \frac{\omega^2}{c^2} \vec{E}(\vec{r}) \quad (2.8)$$

Il existe plusieurs méthodes numériques pour résoudre ces équations. Les méthodes des ondes planes, FDTD (Finite Difference Time Domain) [II-2], des matrices de transfert, des matrices de diffraction, des liaisons fortes et du développement sur des modes propres. Parmi celles-ci, les méthodes des ondes planes et FDTD sont les plus répandues et celles utilisées par la suite.

La plupart des résultats de simulations qui seront exposés dans ce manuscrit seront confortés à des calculs ondes planes et FDTD, réalisés grâce aux logiciels « BandSOLVE » et « FullWAVE » de RSoft.

BandSOLVE est un logiciel de simulation des structures de bande photoniques. Il est basé sur la méthode des ondes planes optimisée pour les structures périodiques, idéal pour produire des diagrammes de bande des structures à bandes interdites photoniques classiques tels que 2D et 3D et les guides à cristaux photoniques en utilisant une méthode supercellule type onde plane. En outre, il peut être appliqué à des structures comme les fibres à cristaux photoniques, qui sont difficiles pour les autres techniques de simulation. BandSOLVE est particulièrement utile pour optimiser les propriétés des structures à cristaux photoniques, qui sont simulés par la suite par la méthode FDTD implémentée dans le logiciel FullWAVE pour examiner les propriétés dépendant du temps comme les pertes et pour calculer les distributions de champ dans des structures de dimensions finies [II-3].

Dans cette partie, nous résumerons brièvement les principes de base de la méthode onde plane. Nous décrirons ensuite les fondements de la FDTD.

## 2.1 La méthode des ondes planes

Dans les cristaux photonique, la méthode des ondes planes est la méthode de référence pour le calcul des bandes interdites. Elle est bien adaptée pour des structures périodiques de dimensions infinies pour la détermination des modes propres et du diagramme de dispersion de la structure.

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 :  $\vec{E}(\vec{r}) = u_{\vec{k}}(\vec{r}).e^{i\vec{k}.\vec{r}}$  et  $\vec{H}(\vec{r}) = v_{\vec{k}}(\vec{r}).e^{i\vec{k}.\vec{r}}$ , où les fonctions  $u_{\vec{k}}(\vec{r})$  et  $v_{\vec{k}}(\vec{r})$  possèdent toutes les périodicités du milieu. Alors, il est possible de développer  $\varepsilon_r(\vec{r})$ ,  $u_{\vec{k}}(\vec{r})$  et  $v_{\vec{k}}(\vec{r})$  en séries de Fourier :

$$\varepsilon_r(\vec{r}) = \sum_{\vec{G}} \varepsilon_r(\vec{G}).e^{i\vec{G}.\vec{r}} \quad (2.9)$$

$$E(\vec{r}) = u_{\vec{k}}(\vec{r}).e^{i\vec{k}.\vec{r}} = \left( \sum_{\vec{G}} u_{\vec{k}}(\vec{G}).e^{i\vec{G}.\vec{r}} \right).e^{i\vec{k}.\vec{r}} = \sum_{\vec{G}} u_{\vec{k}}(\vec{G}).e^{i(\vec{G}+\vec{k}).\vec{r}} \quad (2.10)$$

$$H(\vec{r}) = v_{\vec{k}}(\vec{r}).e^{i\vec{k}.\vec{r}} = \left( \sum_{\vec{G}} v_{\vec{k}}(\vec{G}).e^{i\vec{G}.\vec{r}} \right).e^{i\vec{k}.\vec{r}} = \sum_{\vec{G}} v_{\vec{k}}(\vec{G}).e^{i(\vec{G}+\vec{k}).\vec{r}} \quad (2.11)$$

Où  $\vec{G}$  est un vecteur du réseau réciproque et où  $\varepsilon_r(\vec{G})$ ,  $u_{\vec{k}}(\vec{G})$  et  $v_{\vec{k}}(\vec{G})$  sont les composantes dans l'espace réciproque. On peut déterminer ces composantes par une intégrale de Fourier. Le champ électrique de l'équation (2.8) devient :

$$(\vec{G} + \vec{k}) \times \left\{ (\vec{G} + \vec{k}) \times u_{\vec{k}}(\vec{G}) \right\} = \frac{\omega^2}{c^2} \sum_{\vec{G}'} \varepsilon_r(\vec{G} - \vec{G}') u_{\vec{k}}(\vec{G}') \quad (2.12)$$

C'est un système linéaire de dimension infinie, en effet il existe une infinité de solution pour le vecteur  $\vec{G}$  du réseau réciproque, mais les vecteurs de grande amplitude ont un poids faible dans le calcul des bandes de faible ordre, ce qui permet de limiter les développements en séries à N ondes planes. Alors, en considérant les trois dimensions de l'espace, le système est de dimension 3N. La diagonalisation, qui doit être effectuée pour chaque valeur de  $\vec{k}$ , permet alors de déterminer les valeurs propres  $\omega_i(\vec{k})$  ( $i$  servant à numéroter les valeurs propres). En pratique, les valeurs de  $\vec{k}$  sont limitées à certaines directions de symétrie de la première zone de Brillouin ce qui permet d'obtenir les courbes de dispersion du cristal photonique regroupées dans un diagramme appelé par la suite le diagramme de bande du cristal. De manière générale, quand les vecteurs  $\vec{k}$  décrivent la première zone de Brillouin, les

fréquences  $\omega_i(\vec{k})$  recouvrent continûment le spectre d'énergie. Cependant, dans certains cas, il existe des domaines d'énergie dans lesquels aucun mode  $\omega_i(\vec{k})$  n'est accessible : ce sont les bandes interdites photoniques.

La méthode des ondes planes permet de calculer la densité d'états et elle permet aussi de calculer, pour chacun des modes dans la structure, la distribution des champs magnétiques et électriques.

En pratique, on définit la structure d'un réseau périodique par une cellule de base et l'on répète cette cellule suivant les directions voulues pour former un cristal photonique parfait exempts de défauts de périodicité qui couvre l'espace entier. Dans le cas du cristal infini avec défauts (ponctuel ou linéaire), le calcul par la méthode des ondes planes est possible en introduisant la périodicité brisée par le défaut lui-même. En effet, on place le défaut au centre d'une cellule de dimension plus grande que celle de base comprenant plusieurs rangées du cristal, cette cellule est appelée supercellule. Si on répète cette supercellule dans l'espace suivant les directions du cristal d'origine on se ramène donc à un arrangement périodique de défauts séparés par des régions de cristal photonique parfait (cas des cavités ou guides d'onde).

## 2.2 La méthode FDTD

La méthode FDTD (pour finite-difference time-domain) est une méthode générale de l'électromagnétisme utilisée pour résoudre les équations de Maxwell sur une structure de profil d'indice quelconque. Son originalité réside dans la résolution directe du système d'équation dans le domaine temporel et non dans le domaine fréquentiel, ce qui permet de visualiser la propagation d'une onde électromagnétique au sein des cristaux photoniques. Les équations de base sont constituées par des formes dérivées et intégrales des équations de Maxwell. Ceci la rend abordable et compréhensible. Pour résoudre ces équations, il suffit de calculer le champ total à chaque instant en prenant une onde incidente dépendant du temps sur un cristal photonique de taille finie. Cette méthode donne des résultats précis, même dans un milieu structuré à fort contraste d'indice comme les cristaux photoniques, car elle ne compte pas d'approximation de propagation paraxiale comme la BPM « Beam-Propagation Method ». La précision de cette méthode amène l'utilisateur à réaliser de véritables expériences numériques pour comprendre et schématiser les processus de propagation

La simplicité des équations qui composent le cœur de l'algorithme de résolution, les conditions aux limites possibles et les nombreuses sources (ondes planes, modes guidés, dipôles oscillants, impulsions ou harmoniques) permettent, à l'utilisateur qui sait bien s'en servir, de pouvoir résoudre un très grand nombre de problèmes surtout en optique intégrée.

Cette méthode temporelle est en effet pédagogique elle permet de calculer toutes les composantes de champs à tous les instants et sur tout le domaine de calcul ce qui produit de nombreuses informations précises, notamment grâce à l'utilisation de la transformée de Fourier. On peut ainsi, à partir de la propagation d'un seul pulse temporel, obtenir des spectres en fréquence en divers points de la structure ainsi que des cartes de champs harmoniques. Cette méthode permet également d'inclure du gain, de l'absorption, des effets non linéaires, de la dispersion, au prix, toutefois, de modifications importantes du cœur de l'algorithme de base.

Comme de nombreuses méthodes, dans son principe même : le calcul direct de toutes les composantes de champs en tous les points de la structure exige des ressources informatiques importantes qui limitaient le calcul des structures 3D à quelques périodes de cristal, même pour les plus puissants calculateurs. C'est réellement l'évolution des ressources informatiques qui a fait de cette méthode l'une des plus appréciés pour l'étude de la propagation dans les cristaux photoniques. Aujourd'hui, un ordinateur personnel permet, en quelques minutes tout au plus, la modélisation 2D d'une structure d'environ 20x50 $\mu\text{m}$ . Le temps de calcul diminue sans cesse chaque jour.

### 2.2.1 Equations de bases FDTD

La méthode FDTD repose sur une résolution directe des équations de Maxwell sous leur forme différentielle dans le cas où le matériau est isotrope, non dispersif, sans sources et transparent (constante diélectrique purement réelle), ces relations s'écrivent, dans un repère cartésien (x,y,z):

$$\frac{\partial H_x}{\partial t} = -\frac{1}{\mu} \left( \frac{\partial E_y}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial y} \right) \quad (2.13)$$

$$\frac{\partial H_y}{\partial t} = -\frac{1}{\mu} \left( \frac{\partial E_z}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial z} \right) \quad (2.14)$$

$$\frac{\partial H_z}{\partial t} = -\frac{1}{\mu} \left( \frac{\partial E_x}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial x} \right) \quad (2.15)$$

$$\frac{\partial E_x}{\partial t} = -\frac{1}{\varepsilon} \left( \frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z} \right) \quad (2.16)$$

$$\frac{\partial E_y}{\partial t} = -\frac{1}{\varepsilon} \left( \frac{\partial H_x}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial x} \right) \quad (2.17)$$

$$\frac{\partial E_z}{\partial t} = -\frac{1}{\varepsilon} \left( \frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} \right) \quad (2.18)$$

L'évolution temporelle des composantes de champ E (respectivement H) dirige les variations spatiales des composantes H (respectivement E).

Le modèle du cristal bidimensionnel dans un plan (xz) permet de découpler ce système en deux sous systèmes indépendants. La première appelée TE (transverse électrique) fait intervenir les composantes (Hx, Hz, Ey) et la seconde appelée TM (pour transverse magnétique) fait intervenir les composantes (Ex, Ez, Hy). Dans la littérature on peut voir des notations inversées et il vaut mieux préciser clairement les composantes de champs considérées. Dans ce qui suit, on détaillera la méthode FDTD dans un cas 2D TM utilisée dans les chapitres suivants. Les équations se limitent donc aux équations (2.15), (2.16), (2.17). Les équations pour la polarisation TE se déduisent facilement par des permutations circulaires des composantes de champs

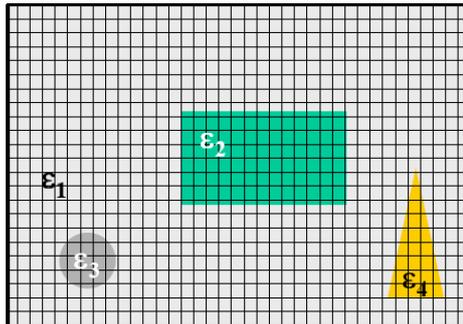


Figure II.2 : Présentation schématique de la discrétisation spatiale d'une structure par la méthode FDTD

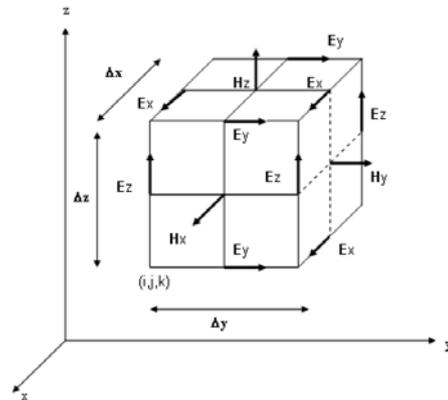


Figure II.3 : composantes de champs électriques et magnétiques dans la cellule de Yee.

La méthode commune pour résoudre ce système d'équation, passe par une discrétisation temporelle et spatiale aux différences finies selon l'algorithme de Yee. L'espace bidimensionnel (xz) est ainsi discrétisé, dans la plupart des cas, avec des pas égaux  $\Delta = \Delta x = \Delta z$ . L'espace temporel est aussi discrétisé avec un pas noté  $\Delta t$ .

Un développement de Taylor au second ordre, des dérivées temporelles et spatiales des fonctions  $E_x$ ,  $E_z$ ,  $H_y$  conduit à une erreur du second ordre en  $\Delta x$ ,  $\Delta z$ ,  $\Delta t$ , ce qui rend cette approximation acceptable.

Yee [II-3] propose une discrétisation des composantes de champs  $E$  sur des pas décalés par rapport à celles de  $H$ , de manière à conserver une distribution des composantes qui évaluent naturellement les équations de Maxwell sous leurs formes intégrales. Le pas du composant de champs  $E_x$  est décalé d'un demi pas spatial suivant l'axe  $z$  tandis que le pas de  $E_z$  est décalée d'un demi pas spatial suivant l'axe  $x$  (Cf. Figure II.3). Un décalage temporel d'un demi-pas est aussi introduit entre le calcul des champs  $E$  et des champs  $H$ .

En utilisant les notations de Yee [II-4], pour une fonction  $U(i\Delta x, i\Delta y, n\Delta t) = U_{i,j}^n$ , où  $i, j, n$  sont des entiers, le système final discrétisé dans le temps sur cet espace évalue la valeur d'une composante de champs en un point de la grille à un instant  $t + \Delta t$  en fonction de cette même composante au temps précédent  $t$  et 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  $t - \Delta t / 2$ .

Les équations d'évolution des champs dans les grilles sont ainsi très simples :

$$Hy_{i,j}^{n+1/2} = Hy_{i,j}^{n-1/2} + \frac{\Delta t}{\mu\Delta} (Ex_{i,j+1/2}^n - Ex_{i,j-1/2}^n + Ez_{i-1/2,j}^n - Ez_{i+1/2,j}^n) \quad (2. 19)$$

$$Ex_{i,j}^{n+1} = Ey_{i,j}^{n-1} + \frac{\Delta t}{\varepsilon\Delta} (Hy_{i,j+1/2}^{n+1/2} - Hy_{i,j-1/2}^{n+1/2}) \quad (2. 20)$$

$$Ez_{i,j}^{n+1} = Ez_{i,j}^{n-1} + \frac{\Delta t}{\varepsilon\Delta} (Hy_{i-1/2,j}^{n+1/2} - Hy_{i,j-1/2}^{n+1/2}) \quad (2. 21)$$

Ces équations simples seront alternativement utilisées pour calculer les variations temporelles du champ magnétique et des deux composantes du champ électrique. En effet, ces équations permettent de calculer les composantes des champs à un instant  $(t + \Delta t / 2)$  en fonction de leurs valeurs aux instants  $t$  et  $(t - \Delta t / 2)$ . Par une incrémentation temporelle alternée des champs  $E$  et  $H$  sur tout le domaine de calcul, on décrit la propagation d'une onde électromagnétique quelconque dans le milieu structuré.

### 2.2.2 Conditions de stabilité

La conséquence directe de la discrétisation du domaine de calcul c'est l'apparition de phénomène de diffraction non physique qui affecte la grille totale de calcul. Ce phénomène dépend de la fréquence, du pas de la discrétisation spatiale et de la direction de propagation. Le pas de la discrétisation spatiale doit être choisi en fonction de la longueur d'onde, de manière à avoir un nombre suffisant de points échantillonnés pour arriver à des valeurs de précision acceptables.

Par exemple un pas de discrétisation spatiale de  $\Delta = \lambda_0 / 10.n$  (où  $\lambda_0$  est la longueur d'onde de l'onde incidente et  $n$  l'indice du milieu de propagation) produit une erreur sur la vitesse de phase de moins de 1.2%. Lorsque le pas de la discrétisation devient  $\Delta = \lambda_0 / 20.n$  cette erreur devient 0.3%.

Une précision acceptable sur une large gamme de fréquences arrivant à  $2\lambda_0$  en choisissant un pas de discrétisation convenable dans l'algorithme de calcul FDTD.

Une condition de stabilité intrinsèque de l'algorithme de Yee peut être montrée si les pas temporel et spatial vérifient la relation suivante :

$$c\Delta t < \frac{1}{\sqrt{\frac{1}{\Delta x^2} + \frac{1}{\Delta y^2}}} \quad (2.22)$$

$c$  est la célérité de la lumière

Dans le cas particulier où  $\Delta x = \Delta y = \Delta$ , alors la condition (2.22) sera plus simple et devient :

$$\Delta t < \frac{\Delta}{c\sqrt{2}} \quad (2.23)$$

Intuitivement cette condition peut être expliquée de la manière suivante, le pas temporel doit être choisi de manière à décrire la propagation de l'onde d'un point à un autre le plus proche, distant optiquement de  $\Delta$ .

Le nombre d'itérations qui décrit le temps de propagation dépend du pas spatial. Il devient très grand si le pas choisi est plus fin, ce qui résulte un temps de calcul élevé. Pour une structure 2D en mode TM, diviser par deux le pas spatial  $\Delta x = \Delta y = \Delta$ , en résulte un temps de calcul 16 fois plus grand.

### 2.2.3 Conditions aux limites

Il est impossible d'étendre indéfiniment le domaine de discrétisation spatial, donc il est nécessaire de le limiter, en périphérie de ce domaine les équations (2.19-2.21) ne sont pas valables, les champs situés en périphérie de ce domaine ne peuvent ainsi être calculés avec les équations classiques FDTD.

Une solution consiste à diviser le domaine de discrétisation en deux parties : une zone de champ total localisée au centre et une zone de champ diffracté à ses bords. Les composantes des champs seront donc égales soit à celles du champ total au centre, soit à celles du champ diffracté aux bords où des réflexions non physiques apparaissent et perturbent fortement le calcul. Pour résoudre ce problème, on ajoute une zone d'absorption capable d'absorber progressivement le champ diffracté sans engendrer de phénomènes de réflexion du champ. Les conditions aux limites absorbantes et efficaces ont provoqué des recherches subtiles de la méthode FDTD. Plusieurs méthodes existent avec des philosophies différentes. Fullwave de Rsoft utilise les conditions PML « Perfectly Matched Layers » [II-5] qui peut être appliquée aux bords du domaine et qui est particulièrement intéressante pour la modélisation des cristaux photoniques. La méthode PML semble s'affirmer aujourd'hui comme la plus efficace et performante parmi les autres méthodes,

L'efficacité de cette méthode est remarquable puisque l'épaisseur de la zone d'absorption peut être souvent limitée à cinq pas de discrétisation spatiale et l'amplitude du champ réfléchi aux bords est de l'ordre de  $10^{-5}$ , sur une large gamme d'incidences et de fréquences. Cette méthode est à base de la condition d'adaptation d'impédance de deux ondes à l'interface entre deux milieux de même indice mais dont l'un est absorbant (présentant une conductivité électrique  $\sigma$  et magnétique  $\sigma^*$  non nulle). Dans le vide, cette condition s'exprime  $\sigma/\epsilon_0 = \sigma^*/\mu_0$ , où  $\epsilon_0$  désigne la permittivité du vide et  $\mu_0$  sa permittivité magnétique. Pour limiter la réflexion en bord de domaine, l'épaisseur de la couche absorbante doit être choisie aussi grande que possible. Grossièrement, on peut dire que l'onde est absorbée en totalité à l'interface entre les deux milieux sans engendrer de réflexion parasite. Cette adaptation d'impédance est possible pour une onde incidente normale, dès qu'on s'écarte de la normale une réflexion à l'interface entre les deux milieux réapparaît et perturbe le calcul.

Bérenger a proposé une astuce qui consiste à rendre le milieu absorbant et artificiellement biaxe [II-5]. L'absorption n'est alors choisie non nulle que suivant l'axe normal à l'interface entre les deux milieux. A l'interface, l'onde plane incidente est décomposée fictivement en deux ondes :

- (i) une onde à incidence normale, ne subissant pas de réflexion à l'interface entre le milieu non absorbant et le milieu absorbant et vérifiant la condition  $\sigma/\epsilon_0 = \sigma^*/\mu_0$ .
- (ii) Une onde à incidence rasante ne subit aucune réflexion.

L'addition des conditions aux limites tout autour du domaine de calcul de type PML a l'effet d'absorber toute onde incidente arrivant avec une incidence quelconque sans engendrer de réflexion parasite. L'épaisseur de la couche PML doit être choisie aussi grande que nécessaire pour absorber l'onde incidente sans trop augmenter le temps de calcul.

Dans les simulations performées sur « Rsoft », les paramètres utilisés pour les PML sur les deux axes X et Z sont les suivants :

- PML Width=  $0,5 \mu\text{m}$  (c'est l'épaisseur des régions PML).
- PML Refl.= $10^{-8}$  (c'est la réflectivité maximale désirée dans les régions PML).

### 3 Les cristaux photoniques unidimensionnels

Les cristaux photoniques unidimensionnels sont couramment utilisés sous le nom de réseau de Bragg (figure II.4). Ils sont traditionnellement obtenus par un empilement de couches d'indices diélectriques différents. Les réseaux de Bragg sont utilisés dans plusieurs applications, on peut citer : les filtres de longueur d'onde sélectifs, les multiplexeurs, les convertisseurs de modes pour fibres optiques, compensation de la dispersion, lasers spéciaux à bande étroite...

Les miroirs de Bragg sont des successions de couches d'indices de réfraction différents, empilées, de manière périodique. Le comportement du réflecteur de Bragg est expliqué à partir de processus d'interférences multiples. Comme le montre la figure II.5, une onde qui se propage dans la succession de couches, subit une réflexion à chaque interface. Si l'onde passe d'un milieu faible indice vers un milieu de fort indice la réflexion s'accompagne d'un changement de phase  $\pi$ , dans le cas contraire elle la réflexion reste en phase.

Dans le cas particulier où l'épaisseur optique totale des alternances est de  $\lambda/2$ , les ondes réfléchies par les interfaces d'ordre impair restent en phase pour former des interférences constructives et aboutir à une réflexion totale, ce qui revient à dire que l'onde ne peut se propager et que l'on est en présence d'une bande interdite photonique. Un autre cas particulier où les deux couches de chaque alternance ont même épaisseur optique  $\lambda/4$ , on observe que les ondes réfléchies par toutes les interfaces sont en phase. Il est alors facile d'imaginer que ce cas correspondra à la bande interdite la plus large.

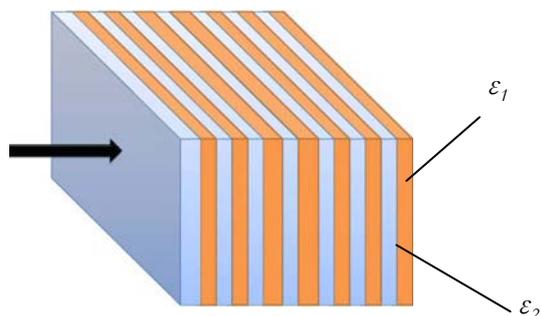


Figure II.4 : Schéma d'un empilement périodique

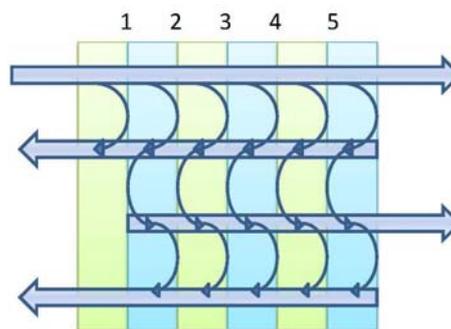


Figure II.5 : Représentation schématique de l'interférence des ondes réfléchies par chaque dioptre

### 3.1 Diagrammes des bandes des cristaux photoniques unidimensionnels

La résolution des équations de Maxwell conduit au diagramme de dispersion,  $\omega(k)$ , qui relie la fréquence d'une onde électromagnétique à son vecteur d'onde (Figure II.6).

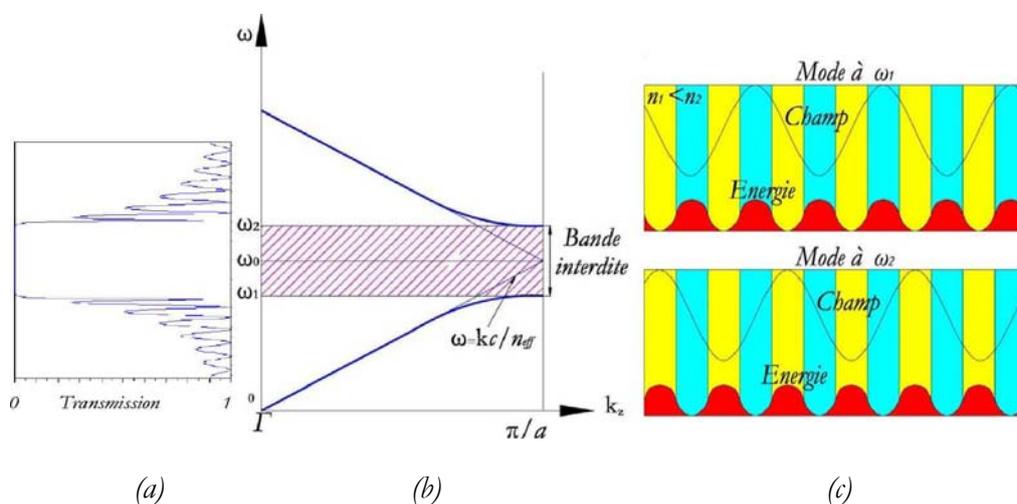


Figure II.6 : (a) Transmission en fonction de la fréquence pour un réseau de Bragg, à incidence normale

(b) Diagramme de dispersion pour une onde incidente normale et ouverture d'une bande interdite photonique entre  $\omega_1$  et  $\omega_2$ .

(c) Représentation du champ électrique et de l'énergie locale pour les fréquences  $\omega_1$  et  $\omega_2$

L'ensemble des relations de dispersion forme le diagramme des bandes. Il exprime la fréquence en fonction du vecteur d'onde, en pratique un ensemble bien choisi de relations de dispersion, suivant un segment de l'espace réciproque, repliées dans la première zone de Brillouin. Le diagramme de bandes d'un réseau de Bragg en incidence normale est présenté à la Figure II.6 (b). On remarque que, pour de faibles fréquences, la relation de dispersion est celle du photon libre ( $\omega = kc/n_{eff}$ ). A des longueurs d'onde proche de la période  $a$ , la relation de dispersion s'écarte de celle du photon libre, et il y a ouverture d'une bande interdite photonique au seuil de la zone de Brillouin  $k=\pi/a$ , correspondant à une région de transmission nulle.

La largeur de la bande interdite photonique est proportionnelle au contraste d'indice des deux milieux, elle suit la relation suivante  $\Delta\omega/\omega \sim (2/\pi)\Delta n/n$ .

Considérons maintenant les champs pour les fréquences  $\omega_1$  et  $\omega_2$  situées de part et d'autre de la bande interdite photonique rapportés sur la figure II.6 (c). Ainsi, à petite fréquence par rapport à la période  $a$ , le champ n'est pas perturbé par le milieu périodique parce que l'onde électromagnétique voit un milieu effectif dont l'indice de réfraction  $n_{eff}$ , est une moyenne des deux couches [II-6].

Plus on rapproche de la bande interdite, plus le profil du champ est modifié par le milieu périodique, car l'onde voit une succession d'interfaces entre des milieux d'indices optiques différents. On remarque que les extrema de champ et les maxima d'énergie se trouvent soit dans la couche de haut indice  $n_2$  pour  $\omega_1$ , soit dans la couche de bas indice  $n_1$  pour  $\omega_2$ .

Entre les deux cas précédents, c'est-à-dire dans la bande interdite photonique, la lumière subit fortement l'influence du milieu périodique et les ondes réfléchies aux différentes interfaces sont en phase, alors l'onde est complètement réfléchie.

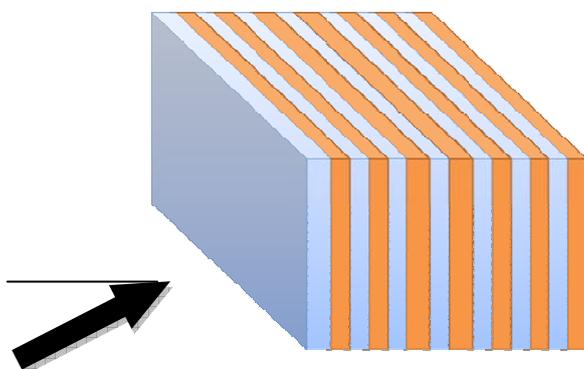


Figure II.7 : Onde incidente hors d'axe sur un empilement de Bragg

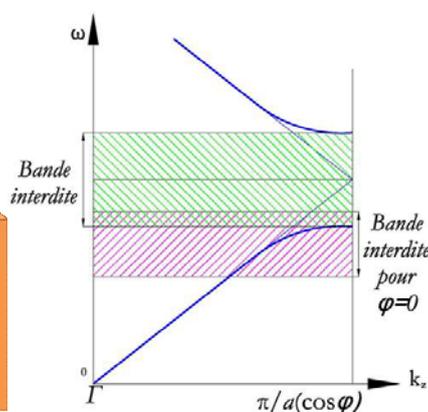


Figure II.8 : Diagramme de bande modifié suivant l'angle d'incidence  $\varphi$

### 3.2 Incidence hors la normale

Dans le cas où, l'onde incidente se propage hors la normale avec un angle  $\varphi$  (Figure II.7), le diagramme de bandes est modifié, la période  $a$  de l'empilement de Bragg vue par l'onde devient  $a/\cos\varphi$ . La bande interdite photonique monte en fréquence ( $\omega \approx \sqrt{k_z^2 + k_x^2}$ ) et sa largeur varie selon la polarisation de l'onde incidente (Figure II.8).

### 3.3 Défauts ponctuels dans une structure périodique unidimensionnelle

L'introduction des défauts sur les cristaux photoniques permet de réaliser de véritables fonctions optiques et de contrôler les flux de lumière. Le fait de rompre la périodicité d'une structure permet, par exemple, d'autoriser la propagation d'une onde de fréquence  $\omega_0$  comprise dans la bande interdite photonique. Des filtres très sélectifs peuvent être ainsi réalisés. Une simple variation dans l'épaisseur d'une seule couche dans la structure, peut former ce défaut (Figure II.9).

Pour étudier l'influence d'un défaut, on se restreint à l'axe de propagation et on examine un mode dont la fréquence  $\omega$  se trouve dans la bande photonique interdite. Il n'y a pas de modes propagatifs à la fréquence  $\omega$  dans la structure périodique même si un défaut de périodicité existe dans la structure, en effet on ne peut pas retracer les modes avec le vecteur d'onde  $k$  dès lors que la périodicité est rompue, mais il est possible de savoir si une certaine fréquence peut supporter des états propagatifs dans le reste du cristal. Dans ce cas, on peut scinder en espaces de fréquence les endroits dans lesquelles les états sont propagatifs ou évanescent, ce qui est schématisé dans la figure II.10. L'introduction d'un défaut ponctuel revient à créer une cavité optique, des modes à des fréquences incluses dans la bande interdite photonique pourront apparaître [II-6].

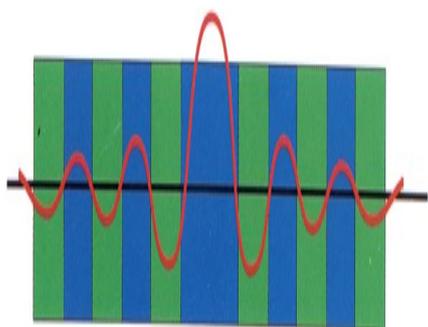


Figure II.10 : Défaut dans une structure périodique unidimensionnelle

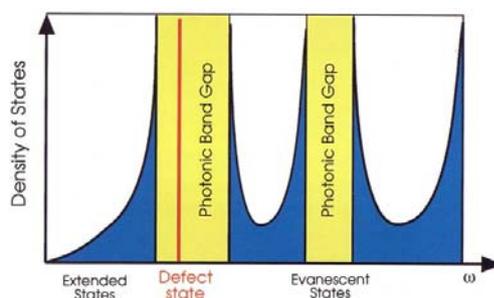


Figure II.9 : Densité d'états en bleue, nulle dans la bande photonique interdite, sauf dans un défaut, les modes peuvent exister ligne en rouge [II-6]

## 4 Les cristaux photoniques bidimensionnels et tridimensionnels

Les matériaux à Bandes Interdites Photoniques unidimensionnelle (BIP 1D) ou encore réseau de Bragg, contrôlent les ondes lumineuses incidentes avec un angle autour de la normale, le contrôle de la lumière dans un plan respectivement dans l'espace est possible en utilisant des matériaux à BIP 2D respectivement 3D (Figure II.11).

Les cristaux photoniques 3D permettent de contrôler la lumière dans tout l'espace et obtenir vraiment une bande interdite photonique omnidirectionnelle. Le problème majeur de ce type de structure est leur complexité.

Plus faciles à réaliser, mais de complexité intermédiaire, les cristaux photoniques 2D seront notre choix pour leurs compatibilités à l'optique intégrée planaire. En effet, si l'on arrive à confiner la lumière dans une fine couche de la troisième dimension d'un cristal photonique bidimensionnel, on peut contrôler totalement la propagation de la lumière dans un plan. En réalité, c'est difficile de réaliser cette couche qui ne laisse pas s'échapper la lumière hors du plan. De façon générale, l'analyse d'un cristal photonique de taille finie considéré comme de taille infinie pose toujours des difficultés de modélisations comme nous verrons dans le reste de cet ouvrage.

Pareil aux réseaux de Bragg, les cristaux photoniques 2D profitent des interférences entre une onde incidente et les ondes réfléchies par chaque milieu pour accomplir des fonctions optiques planaires.

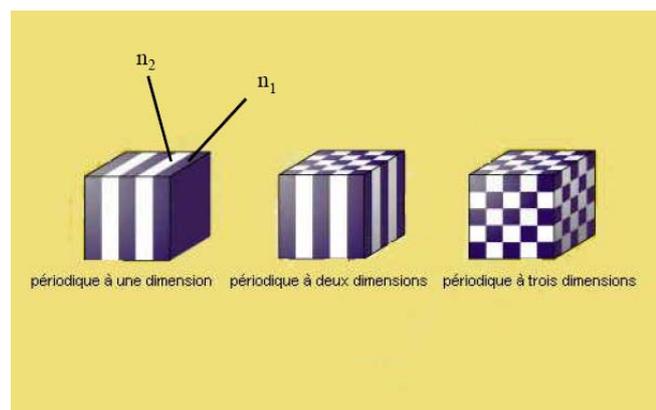


Figure II.11 : Représentations de cristaux photoniques à une, deux et trois dimensions. [II-6]

Le recouvrement des bandes interdites unidimensionnelles dans toutes les directions du plan ou de l'espace forme une bande interdite des CP 2D ou des CP 3D. Les paramètres géométriques du réseau périodique et la modulation d'indice conditionnent l'existence d'une bande interdite photonique de largeur raisonnable à deux ou trois dimensions. Le cristal doit être relativement isotrope comme dans le cas du niobate de lithium dans une direction déterminée (coupe X propagation Z) (i.e. la première zone de Brillouin la plus circulaire ou sphérique possible pour que les différentes bandes interdites unidimensionnelles ne soient pas trop décalées en énergie) et la modulation d'indice doit être suffisante (pour que les cônes d'acceptance des gaps unidimensionnels soient assez larges et se recouvrent), contrairement au cas unidimensionnel où le gap dans la direction normale existe quelles que soient ces caractéristiques. En réalité, il suffit d'effectuer le calcul dans les directions de symétrie de la première zone de Brillouin où se trouvent les extremums des bandes. Dans le cas bidimensionnel, outre le fait qu'il faut considérer deux directions de propagation au lieu d'une seule, il faut prendre en considération les aspects de polarisations de l'onde. De ce fait, une bande interdite des CP 2D est dite complète, lorsqu'elle est étendue dans les deux directions de propagation et pour les deux polarisations.

Le cas des cristaux photoniques bidimensionnels sera étudié plus précisément plus loin dans ce manuscrit. Dans leur cas, il est relativement facile d'obtenir une bande interdite complète avec des différences d'indice raisonnables et des réseaux simples. Pour ce qui est des cristaux tridimensionnels, la réalisation d'un gap complet est beaucoup plus difficile. La recherche de la structure (réseau et motif) qui maximise l'ouverture d'un gap photonique est très complexe du fait du grand nombre de variables et du fait du caractère vectoriel de la lumière (en pratique, il faut distinguer les deux polarisations dans les cristaux bi- et tridimensionnels).

## 5 Applications des cristaux photoniques bidimensionnels

La majorité des échanges de données à grande distance s'effectue par propagation d'un signal optique à l'intérieur d'une fibre optique. Les fonctions de traitement du signal se font en revanche toujours sur des signaux électriques : ils nécessitent donc une conversion du signal optique en signal électrique. Les interconnexions électriques constitueront une limitation sévère à l'augmentation du débit des informations échangées. L'objectif à terme est de parvenir à un traitement tout optique de l'information, en s'affranchissant ainsi des étapes de conversion optique-électrique et électrique-optique.

C'est le domaine de l'optique intégrée, qui forme le vaste champ d'applications des cristaux photoniques. La miniaturisation des composants existants, ainsi que l'exploitation de propriétés nouvelles, comme celles qui seront présentées dans ce manuscrit, sont les principales motivations des recherches dans le domaine des cristaux photoniques. Comparée à l'optique intégrée classique, la

promesse d'un moindre encombrement est liée à l'absence de perte par rayonnement dans le plan. On peut classer les cristaux photoniques suivants leur applications en deux grandes secteurs les cristaux photoniques passifs et actifs.

### 5.1 Cristaux photoniques bidimensionnels passifs

Les cristaux photoniques bidimensionnels étant d'excellents miroirs dans la bande interdite photonique, ils peuvent guider à volonté un signal lumineux, fonctionnalité de base de l'optique intégrée. Dans l'état de l'art actuel, les pertes dans des guides à cristaux photoniques sont du même ordre que celles de très honorables guides à contraste d'indice. L'émergence du concept de cristal photonique bidimensionnel avait soulevé notamment de grands espoirs pour la réalisation de virages compacts, c'est à dire à l'échelle de la longueur d'onde optique. Cet espoir a été quelque peu déçu par les premiers résultats théoriques et expérimentaux. L'heure est maintenant à l'optimisation généralisée, et la solution finale n'est pas nécessairement un cristal photonique.

Hormis la fonction simple du guidage, l'autre grande fonctionnalité passive intervenant dans des circuits intégrés optiques est celle du filtrage des longueurs d'onde. L'information lumineuse est en effet véhiculée sur plusieurs longueurs d'onde, typiquement une trentaine entre 1530nm et 1560nm pour la bande C du WDM ("Wavelength Division Multiplexing") dans des réseaux locaux, ou les distances entre utilisateurs n'excèdent pas 50kms et ou les débits restent modestes, on préfère souvent le C-WDM ("Coarse- Wavelength Division Multiplexing") aux nœuds du réseau, il faut être en mesure d'extraire ou d'insérer certaines longueurs d'onde, pour leur contrôle ou pour leur routage.

De nombreuses solutions à base de cristaux photoniques bidimensionnels sur niobate de lithium ont été proposées, [II-7, 8]. En plus de la propriété de confinement, les cristaux photoniques possèdent des propriétés de diffraction très spécifiques dans les bandes permises, il existe notamment des modes de faible vitesse de groupe et de forte dispersion qui donnent lieu à l'effet superprisme [II-9, 10, 11]. Dans la bande interdite photonique, les modes de défauts présentent également des propriétés diffractives spécifiques.

### 5.2 Cristaux photoniques bidimensionnels actifs

Du côté des fonctionnalités actives, les cristaux photoniques sont également très intéressants pour leurs propriétés de confinement et de diffraction. Ces deux propriétés assurent en effet un

contrôle modal des émetteurs pour redistribuer l'énergie dans des directions privilégiées, et éventuellement pour la redistribuer spectralement.

### 5.2.1 Contrôle de l'émission spontanée

Les cristaux photoniques ont été introduits pour inhiber l'émission spontanée d'un dipôle inséré dans un tel arrangement et émettant aux alentours d'une fréquence dans la bande interdite photonique [II-12]. Toutefois les démonstrations d'exaltation ou d'inhibition spectaculaires de l'émission spontanée sont encore tenues. Les cristaux photoniques tridimensionnels luttent contre les imperfections de fabrication et la taille limitée de l'arrangement périodique [II-13]. Théoriquement, les cristaux photoniques bidimensionnels quant à eux peuvent contrôler l'émission spontanée. Ce qui est encore plus remarquable est que la position des émetteurs n'a nullement besoin d'être optimisée, à l'opposé des CP 1D par exemple. Ainsi, les CP 2D tels que les guides à cristaux photoniques bidimensionnels pourrait combiner les avantages de la densité d'états des CP 1D, avec celui de ne pas imposer drastiquement la position des émetteurs.

L'attrait des cristaux photoniques réside dans le contrôle des modes, largement renforcé. On note que l'émission sur le bord d'une bande interdite photonique où la vitesse de groupe est faible, dans une structure combinant un guide Ti:Er:LiNbO<sub>3</sub> et un cristal photonique, a été reportée et l'effet Purcell a été observé en relevant le spectre pour différentes puissances de pompage [II-14].

On se concentre dans le reste du manuscrit sur des cristaux photoniques bidimensionnels aux longueurs d'onde optiques, dont la géométrie est particulièrement adaptée aux applications de type circuits intégrés tout optiques. Les cristaux photoniques 1D, type miroir de Bragg, sont en effet connus depuis bien longtemps, mais ils n'offrent qu'un contrôle modal limité à un faible cône angulaire, on parle de réflecteurs à bande interdite photonique omnidirectionnels, à la condition supplémentaire que leur fréquence soit comprise dans la bande interdite photonique. En ce qui concerne les cristaux photoniques tridimensionnels, qui permettent en théorie d'atteindre un contrôle modal ultime, les applications ne sont pas pour un futur proche, même si on doit souligner les efforts technologiques déployés pour étudier les propriétés de ces arrangements tridimensionnels.

### 5.2.2 Microsource

La microsource ultime n'est à la limite constituée que d'un seul et unique mode. Or puisque les miroirs en cristaux photoniques ont des réflexions qui avoisinent l'unité, ils permettent la réalisation de micro-lasers de très faibles dimensions de cavités et donc de très faible nombre de modes.

Les propriétés de diffraction spécifiques, en particulier le ralentissement de la vitesse de groupe de certains modes du fait de la périodicité de la structure, sont également exploitées pour la réalisation de sources de plus haute brillance, de plus grande efficacité.

Le régime amplificateur, entre la transparence de ces structures et le seuil de l'émission laser, n'est toutefois que rarement évoqué. Dans le chapitre 3, nous verrons que le gain d'amplification autour de  $\lambda=1,55\mu\text{m}$  tire profit du ralentissement du mode sur lequel se propage une onde incidente à 980nm : en d'autres termes, les structures actives à cristaux photoniques peuvent augmenter le temps d'interaction de l'onde incidente avec le milieu actif.

### 5.2.3 Extraction

Les cristaux photoniques peuvent également servir à améliorer le rendement d'extraction de diodes électroluminescentes, en redirigeant le signal lumineux produit par ces diodes vers des directions exploitables dans la bande permise de ces cristaux photoniques.

## 6 Conclusion du chapitre 2

Dans ce chapitre, nous avons rappelé les phénomènes physiques clés qui régissent les bases théoriques des cristaux photoniques, en partant du concept bien connu de cristal photonique unidimensionnel et en le généralisant ensuite à deux puis à trois dimensions.

Les propriétés essentielles des cristaux photoniques sont :

- Le comportement en miroir interférentiel des cristaux photoniques aux fréquences de leur bande interdite et la valeur quasi unitaire atteinte pour la réflectivité.
- Les propriétés de diffraction spécifiques des cristaux photoniques, dues à la structuration à l'échelle de la longueur d'onde de l'indice optique.

Les cristaux photoniques bidimensionnels offrent le meilleur compromis entre des propriétés intéressantes, notamment pour le domaine des composants pour l'optique intégrée, et une technologie de fabrication parvenue à maturité.

Le prochain chapitre sera consacré à la présentation d'une structure originale à base des cristaux photoniques bidimensionnels sur niobate de lithium actif.

## Bibliographie du chapitre 2

- [II-1] A. Parker, Natural photonic engineers. *Materials Today*, 5, 2002.
- [II-2] A. Taflove et S. C. Hagness, "Computational Electrodynamics: The Finite-Difference Time-Domain Method, Edition II, Artec House, Norwood, 2000.
- [II-3] C. T. Chan, Q. L. Yu, K. M. Ho, "Order N spectral method for electromagnetic waves" *Physical Review B* 51, 1995.
- [II-4] K. S. Yee, "Numerical solution of initial boundary value problems involving Maxwell's equations in isotropic media" *IEEE Trans. Antennas Propagation*, Vol. 14, 1966.
- [II-5] J. P. Berenger, "A perfectly matched layer for the absorption of electromagnetic waves" *J. Computational. Physics*, vol 114, n<sup>o</sup> 2, 1994.
- [II-6] Joannopoulos J.D., Meade R. D., and Winn J. N., "Photonics Crystals, Molding the flow of light". Princeton University Press, 1995.
- [II-7] M. Roussey, M.-P. Bernal, N. Courjal, D. Van Labeke, F.I. Baida, "Electro-optic effect exaltation on lithium niobate photonic crystals due to slow photons", *Appl. Phys. Lett.* 89 (24), 2006.
- [II-8] M. Roussey, F.I. Baida, M.-P. Bernal, "Experimental and theoretical observation of the slow light effect on a tunable photonic crystal", *J. Opt. Soc. Am. B* 24 (6), 1416–1422, 2007.
- [II-9] J. Amet, F.I. Baida, G.W. Burr, M.-P. Bernal, " The superprism effect in lithium niobate photonic crystals for ultra-fast, ultra-compact electro-optical switching" *Opt. Materials*, Vol. 27, pp. 47- 59, 2008.
- [II-10] J. Amet, G. Ulliac, F. Baida, M.-P. Bernal, "Experimental evidence of enhanced electro-optic control on a lithium niobate photonic crystal superprism", *App. Phys. Letters*, 96 (10), 2010.
- [II-11] S.Dizian, J. Amet, F.I. Baida, M.-P. Bernal, "Optical far-field and near-field observations of the strong angular dispersion in a lithium niobate photonic crystal superprism designed for double (passive and active) demultiplexer applications" *App. Phys. Lett.* 93 (26), 2008.
- [II-12] Yablonovitch, E., "Inhibited Spontaneous Emission in Solid-State Physics and Electronics", *Phys. Rev. Lett.* 58, p.2059-2062, 1987.
- [II-13] Koenderink, A. F., Johnson, P. M., Lopez, J. F. G. and Vos, W. L., "Three-dimensionnal photonic crystals as a cage for light", *C.R. Physique* 3, p.67-77, 2002.
- [II-14] C.-H. Hou, M.-P. Bernal, C.-C. Chen, R. Salut, C. Sada, N. Argiolas, M. Bazzan, M.V. Ciampolillo, "Purcell effect observation in erbium doped lithium niobate photonic crystal structures", *Optics communications*, 281, 4151-4154, 2008.

# 3

*Faisabilité des structures périodiques  
sur  $\text{LiNbO}_3$  pour la réalisation d'un  
amplificateur à  $1.55\mu\text{m}$*

## Sommaire du chapitre 3

<b>1 Introduction.....</b>	<b>67</b>
<b>2 Utilisation d'un cristal photonique parfait sur un guide d'ondes .....</b>	<b>68</b>
2.1 Simulation du réseau bidimensionnel .....	69
2.1.1 Choix du réseau .....	69
2.1.2 Choix de la polarisation .....	69
2.1.3 Dimensionnement du réseau .....	70
2.1.4 Diagramme de bande .....	73
<b>3 Le défaut linéique W5 dans un cristal photonique.....</b>	<b>74</b>
3.1 Direction cristallographique.....	75
3.2 Simulations en supercellule .....	75
3.3 Diagramme de dispersion de W5 .....	76
3.4 Etude du confinement latéral du guide à cristaux photoniques W5 .....	78
3.4.1 Guide réfractif équivalent au W5 .....	79
3.4.2 Modes réfractifs .....	80
3.4.3 Modes de Bragg .....	80
3.4.4 Densité d'états et vitesse de groupe.....	82
<b>4 LOM pour "Laterally Over Modulated".....</b>	<b>83</b>
4.1 Simulations en supercellule .....	83
4.2 Diagramme de dispersion et spectre de LOM .....	84
<b>5 Conclusion du chapitre 3.....</b>	<b>89</b>

## 1 Introduction

Les cristaux photoniques désignent des matériaux à bandes interdites photoniques (BIP), le terme cristal photonique se rapporte directement à la périodicité des structures diélectriques sur une ou plusieurs directions de l'espace. Cette périodicité provoque un changement important des propriétés de dispersion optique d'un milieu, générant des bandes interdites de propagation multidirectionnelles lorsque l'indice de réfraction est modulé d'une manière suffisante. Leurs propriétés de réflexion et de dispersion peuvent être utilisées pour réaliser des fonctions optiques intégrées compactes et originales. C'est le cas pour les fameux miroirs de Bragg qui symbolisent les cristaux photoniques 1D. Dans le cadre de l'optique guidée planaire, on met en profit les propriétés des cristaux photoniques 2D pour contrôler latéralement et à l'échelle de la longueur d'onde la propagation de la lumière.

On souhaiterait mettre à profit cet acquis pour s'intéresser à la faisabilité d'un laser à cristaux photoniques émettant à 1550 nm. On exploite la géométrie d'un guide d'onde réalisé par diffusion de titane (Ti) sur un substrat de niobate de lithium dopé à l'erbium. Des cylindres d'air gravés directement dans le guide forment ainsi le cristal photonique 2D. L'émission à 1550 nm sera obtenue au moyen d'un pompage optique à 980 nm.

La diffusion d'un ruban de titane dans le niobate de lithium permet d'augmenter localement l'indice de réfraction du matériau. Ceci va donc former un guide d'onde optique bidimensionnel poche de la surface du composant. Cette approche permet de réduire la profondeur de gravure des cristaux à la profondeur du mode guidé et d'assurer le confinement vertical.

Ce chapitre sera ainsi consacré à la présentation d'une structure originale et à l'exploration des cristaux photoniques sur niobate de lithium dopé erbium, en vue de réaliser un amplificateur optique à 1,55  $\mu$ m pour arriver à un laser, donc ce chapitre c'est la fusion des deux premiers chapitres pour envisager des composants optiques intégrées, planaires, compacts et originaux. C'est dans ce vaste cadre que ce travail trouve une justification.

Une étude numérique détaillée sera présentée, les propriétés modales et les spectres s'en dérivent pour un cristal parfait dans un premier temps, pour un guide W5 dans la deuxième partie.

Enfin l'étude numérique de LOM sera détaillée dans la dernière partie, une sorte de cavité sera créée pour confiner des photons de fréquence bien choisie, ce LOM peut changer le comportement radiatif du milieu actif placé en son sein, en particulier le taux d'émission spontanée du matériau peut être augmenté.

## 2 Utilisation d'un cristal photonique parfait sur un guide d'ondes

C'est évidemment la plus grande maturité des systèmes de cristaux photoniques 2D, comparés aux systèmes 3D, qui nous motive à tenter de contrôler la lumière par de tels systèmes à deux dimensions, tout en assurant le confinement grâce à un contraste d'indice, c'est-à-dire, grâce au concept de réflexion totale. Il est donc important que nous abordions les aspects spécifiques de ces structures hybrides qui sont d'un enjeu stratégique pour l'optique guidée à cristal photonique.

Nous introduisons une manière intelligente d'utiliser les cristaux 2D. Il s'agit de réaliser ces cristaux dans un guide d'onde optique sur niobate de lithium par diffusion de titane (Figure III.1). Les modes guidés interagissent avec la structure et s'interfèrent pour apporter essentiellement les trois éléments suivants :

- (1) Une structure qui confine la lumière dans les trois dimensions de l'espace à partir d'un cristal photonique 2D.
- (2) Exploitation des propriétés originales des cristaux photoniques dans le domaine de l'optique guidée planaire classique.
- (3) Limitation de la gravure des motifs du cristal à la profondeur du mode guidé qui est proche de la surface ce qui permet d'utiliser les techniques de gravure par « F.I.B » (Focused Ion Beam) sur niobate de lithium (gravures ioniques).

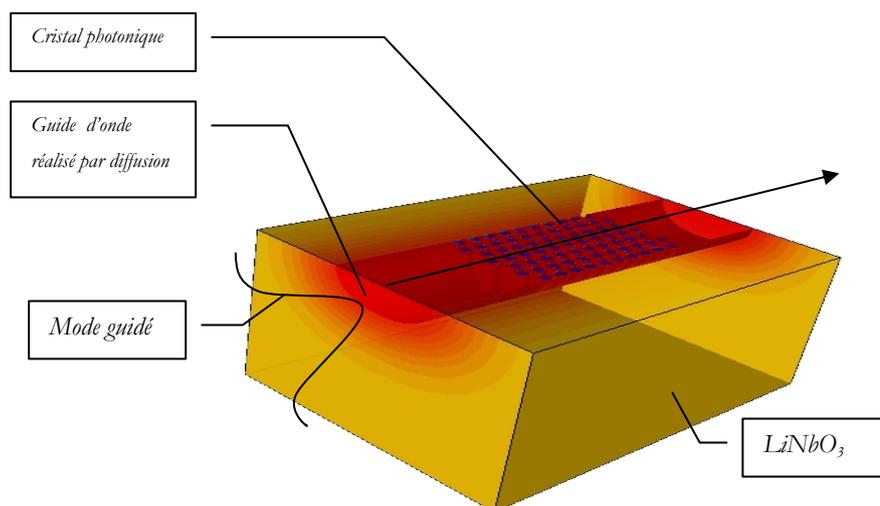


Figure III.1 : Structure d'un cristal photonique en géométrie de guides d'ondes

## 2.1 Simulation du réseau bidimensionnel

Le guide d'onde optique sur niobate de lithium créé par diffusion d'un ruban de titane n'est bien sûr que le support pour accueillir un dispositif à cristaux photoniques bidimensionnels.

Les cristaux photoniques à deux dimensions se présentent sous deux formes principales :

- Le réseau carré : Les nœuds du réseau sont situés sur un carré de côté " $a$ " (Figure III-2 (d)). Cette structure réalisée à partir de trous d'air supposés infinis comporte quatre axes de symétrie qui se déduisent les uns des autres par des rotations de 45°, ce qui la rend sensible à l'angle d'incidence et à la polarisation de l'onde électromagnétique. Il est ainsi difficile de former une bande interdite complète, c'est-à-dire une bande interdite qui interdit la propagation dans toutes les directions et pour toutes les polarisations.
- Le réseau triangulaire : Chaque nœud du réseau est éloigné de son prochain d'une même distance " $a$ " (figure III-2 (b)). Cette structure possède six axes de symétrie qui se déduisent les uns des autres par des rotations de 30°, ce qui la rend moins sensible à l'angle d'incidence que le réseau carré mais la bande interdite complète reste difficile à obtenir.

Nous avons tout d'abord simulé des réseaux bidimensionnels triangulaires, car ils permettent d'obtenir une bande interdite plus large que pour un réseau carré, pour les deux polarisations.

### 2.1.1 Choix du réseau

Il s'agit de structurer périodiquement à l'échelle de la longueur d'onde optique un matériau dans deux directions de l'espace. Pour ce faire la solution couramment utilisée consiste à graver des cylindres. On a alors le choix sur le motif élémentaire de ce réseau périodique de trous. Le réseau triangulaire, est le réseau 2D de plus haute symétrie dès lors que l'on se limite à un seul « atome » par maille. La zone de Brillouin est un hexagone. Le fait qu'elle soit « proche » du cercle confère au cristal un fort degré d'isotropie, propice à l'ouverture de bandes interdites omnidirectionnelles.

### 2.1.2 Choix de la polarisation

Le cristal photonique 2D découple deux polarisations TE et TM. La polarisation TE transverse électrique (respectivement TM transverse magnétique) est définie lorsque le vecteur champ électrique  $E$  (respectivement magnétique  $H$ ) est perpendiculaire aux cylindres d'air du réseau considéré. Ainsi, une bande interdite complète pour les deux polarisations simultanément n'est

possible même à très haut facteur de remplissage en air (Figure III.3). Les valeurs typiques du facteur de remplissage sont autour de  $f=32\%$ . En effet, pour des raisons de fabrication (risque de chevauchement des trous étant données les imprécisions de réalisation de composants à ces dimensions) et pour limiter les pertes intrinsèques hors du plan du cristal il est nécessaire de conserver un facteur de remplissage modéré.

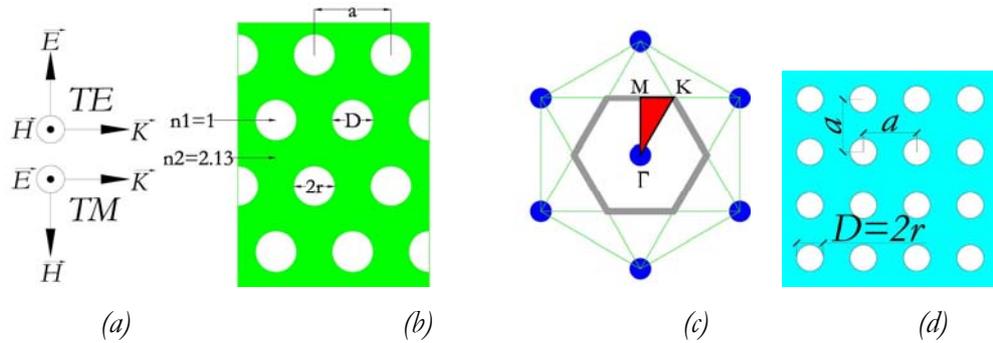


Figure III.2 : (a) Conventions de polarisation : TE transverse électrique, TM transverse magnétique.  
 (b) Réseau réel pour un motif triangulaire de trous d'air de période  $a$  et de rayon  $r$ .  
 (c) Réseau réciproque associé montrant la première zone de Brillouin.  
 (d) Réseau réel pour un motif carré de trous d'air de période  $a$  et de rayon  $r$ .

### 2.1.3 Dimensionnement du réseau

Avant de réaliser un réseau bidimensionnel de trous d'air dans LiNbO<sub>3</sub>, il est nécessaire de connaître les dimensions requises pour que le système présente une bande interdite à 1,55μm. C'est ce que nous nous proposons de faire dans cette partie.

Dans un premier temps, les simulations seront effectuées pour les modes TE et TM pour connaître le comportement des structures à BIP dans leur globalité puis s'orienteront vers le mode TM étant donné que seul ce mode nous intéressera dans la partie expérimentale.

Si on note :

- $f_n$  : La fréquence normalisée.
- $f$  : La fréquence.
- $c$  : La vitesse de la lumière.
- $\lambda$  : La longueur d'onde.
- $a$  : La période du réseau.

$r = \frac{D}{2}$  : Le rayon de trous d'air.

On peut définir la relation suivante :  $f = \frac{c}{\lambda} = \frac{f_n \cdot c}{a}$  d'où  $a = f_n \cdot \lambda$  (3.1)

La période  $a$  du réseau dépend de la valeur de  $f_n$  : plus sa valeur sera faible, plus la période du réseau sera petite à une longueur d'onde donnée comme nous le montre la relation (3.1).

Un réseau dont la plus large bande interdite est centrée autour d'une fréquence normalisée faible présentera, lors de sa réalisation, des problèmes technologiques quelle que soit la technologie utilisée.

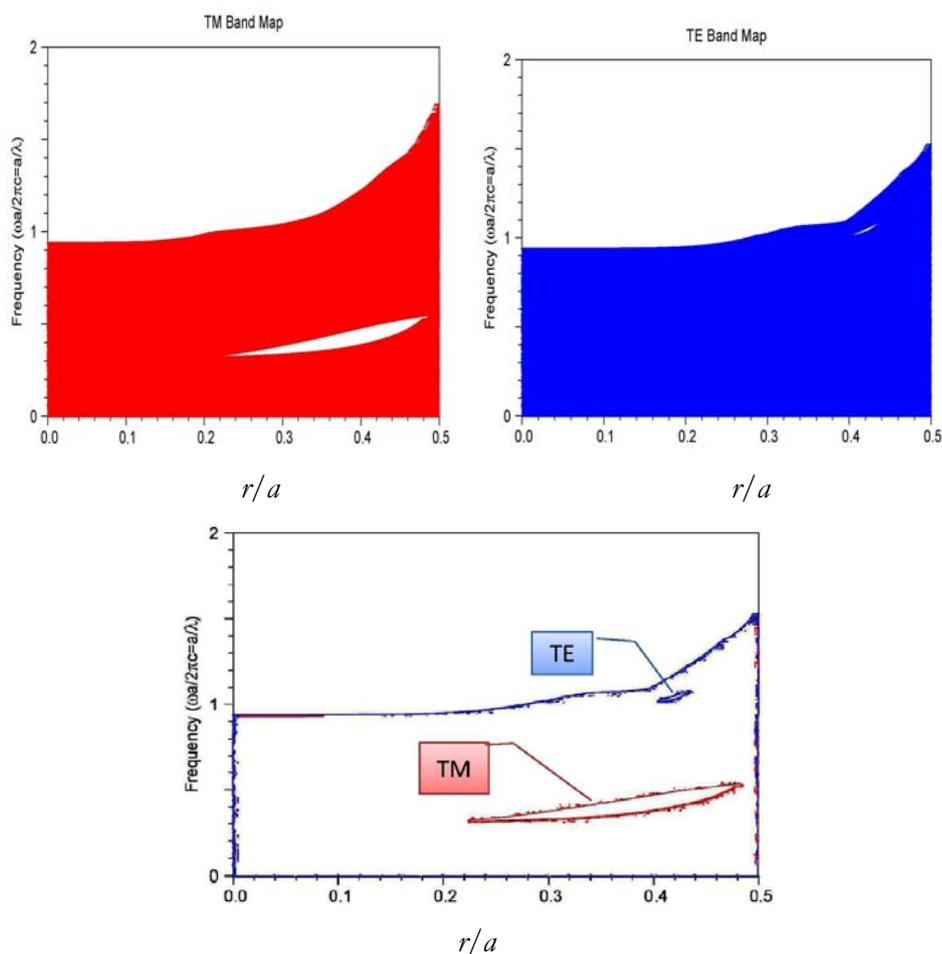


Figure III.3 : Diagramme des bandes interdites pour les deux polarisations dans le cas d'un cristal photonique triangulaire de trous d'air dans le niobate de lithium

En ce qui concerne le rapport  $r/a$  pour un réseau triangulaire de trous d'air dans LiNbO<sub>3</sub>. Nous avons utilisé le logiciel de simulation (BANDSOLVE de RSoft) pour optimiser les premières bandes interdites (TE et TM) par rapport à la valeur  $r/a$  (Cf. Figure III.3). Ce rapport peut varier théoriquement de 0 à 0,5. La valeur  $r/a = 0,5$  n'est cependant pas significative. En effet, un tel réseau de trous d'air adjacents dans LiNbO<sub>3</sub> constitue un réseau non périodique de tiges de LiNbO<sub>3</sub> à section triangulaire dans l'air (figure III.4). De plus, les conditions de guidage de la lumière ne sont pas optimales car la lumière est guidée dans l'air. L'évolution de la largeur de bande en fonction du rapport  $r/a$ , présentée sur les graphiques de la figure III.3, traduit exactement ces conditions, en effet à partir de la valeur 0,42 de  $r/a$  nous remarquons une diminution de la largeur de bande interdite, et à partir de 0,48 nous remarquons la disparition de la bande interdite.

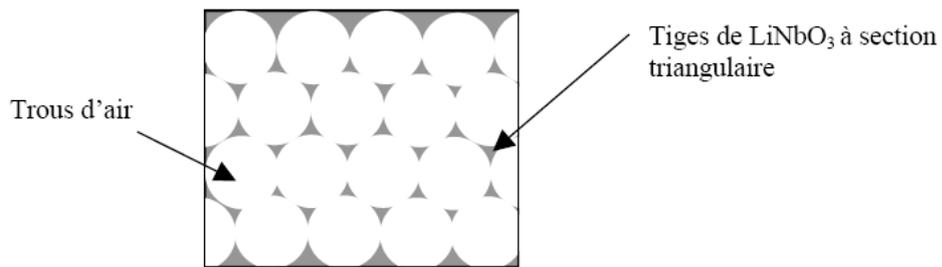


Figure III.4 : Réseau de trous d'air adjacents  $r/a=0,5$  dans le niobate de lithium

La plus large bande interdite est centrée autour d'une fréquence normalisée de 0,4 avec un rapport  $r/a = 0,42$ , Cependant, le fort facteur de remplissage risque d'induire des problèmes technologiques : en effet, plus le facteur de remplissage est fort, plus les motifs risquent de se chevaucher étant données les imprécisions de réalisation de composants à ces dimensions. Pour relâcher ces contraintes technologiques de fabrication et pour limiter les pertes intrinsèques hors du plan du cristal il est nécessaire de conserver un facteur de remplissage modéré, les valeurs typiques du facteur de remplissage  $r/a$  ne doit pas dépasser 0,3.

Suite à plusieurs simulations et calculs concernant notre structure finale contenant une sur-modulation, le choix optimal du rapport  $r/a$  est fixé à 0,27. Dans ce cas la bande interdite apparaît autour d'une fréquence normalisée de 0,35. La période du réseau doit être, pour obtenir une bande interdite à  $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$  :  $a = 0,35 \times 1,55 \cdot 10^{-6}$  m soit 540 nm, ce qui implique un motif de rayon  $r=0,27 \times 540 \cdot 10^{-9}$  m soit 146 nm.

### 2.1.4 Diagramme de bande

Nous avons choisi de présenter les structures de bande TM (Cf. Figure III.5) d'un réseau triangulaire de trous d'air dans le niobate de lithium, de rapport  $r/a = 0.27$  (meilleur compromis dans notre cas pour la réalisation d'une structure 2D sur  $\text{LiNbO}_3$ ) limitées à 8 bandes pour minimiser le temps de calcul.

Les résultats de simulation d'une large bande du spectre ( $800\text{nm} < \lambda < 1800\text{nm}$ ) sont représentés à la Figure III.6 (a). Dans cette gamme de transmission, un creux très net de transmission apparaît aux alentours de  $\lambda = 1,55\mu\text{m}$  ou de  $a/\lambda = 0,34$ , en très bonne correspondance avec la bande interdite photonique sur la figure III.5. De même la méthode FDTD utilisée pour calculer le champ localisé dans le cristal photonique (Cf. Figure III.6 (b)) confirme l'interdiction de tout mode propagatif dans le cristal à  $\lambda = 1,55\mu\text{m}$  située dans la bande interdite photonique allant de  $1484\text{nm} < \lambda < 1656\text{nm}$  ou  $0.364 > a/\lambda > 0.326$  (Cf. Figure III.5), couvrant largement la gamme d'émission de l'erbium dopé dans le substrat de niobate de lithium.

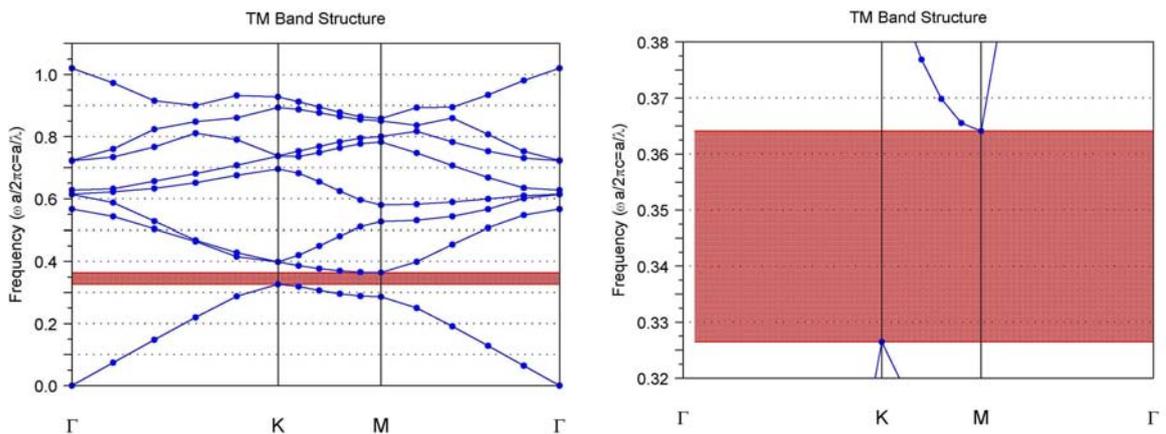


Figure III.5 : Diagramme de bande en mode TM d'un réseau triangulaire de trous d'air  $r/a=0,27$  dans  $\text{LiNbO}_3$

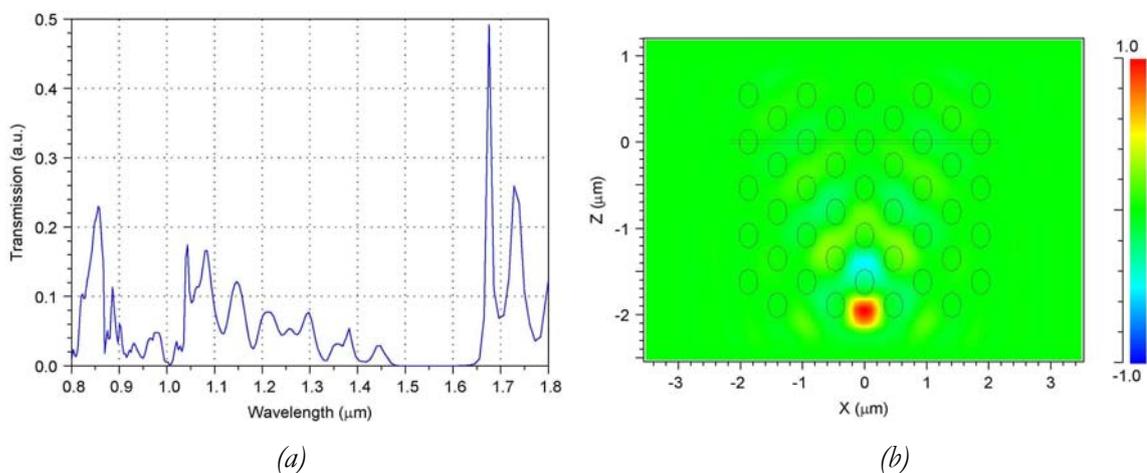


Figure III.6 : présentation du spectre (a) et du champ local à  $1.55\mu\text{m}$  (b) obtenus par simulation du cristal parfait en mode TM dans la direction  $\Gamma\text{K}$  d'un réseau triangulaire de trous d'air  $r/a=0,27$  dans  $\text{LiNbO}_3$

### 3 Le défaut linéique W5 dans un cristal photonique

L'insertion justifiée de défauts de périodicité au sein du cristal lors de sa fabrication constitue un attrait majeur des structures à cristaux photoniques. Les défauts peuvent avoir une infinité de géométries possibles qui passent par la modification de la taille ou de l'indice d'un seul motif du cristal jusqu'au retrait de rangées entières de motifs qu'on les appelle défauts linéiques. Ces défauts génèrent des modes dans la bande interdite du cristal parfait et contrôlent la propagation de la lumière au sein du cristal et à l'échelle de la longueur d'onde. Ces modes forment des supports pour le champ électromagnétique propagatif [III-1]. L'utilisation de ces structures rend possible la miniaturisation des composants d'optique intégrée et améliore leurs performances. Le confinement de la lumière sur des dimensions submicroniques qui peut être atteint [III-2] en fait aussi des objets de choix pour l'étude expérimentale de processus physiques, comme le couplage fort atome-cavité [III-3].

Parmi l'infinité des structures contenant de défauts linéiques réalisables, permettant l'apparition de modes guidés à une fréquence appartenant à la bande interdite du cristal parfait [III-4,5], nous nous sommes limités, dans cette partie, à une seule géométrie de défaut. Il consiste en cinq rangées manquantes dans un cristal photonique triangulaire de période  $a$ , suivant la direction des plus proches voisins (direction  $\Gamma K$ ). Ce défaut a été nommé W5 dans la littérature [III-6] (Wn pour n rangées omises).

Un guide d'onde peut alors être créé entre les deux demi-plans de cristaux photoniques de fort confinement latéral. Cette structuration planaire est réalisée sur le niobate de lithium présentée précédemment (Cf. Figure III-7).

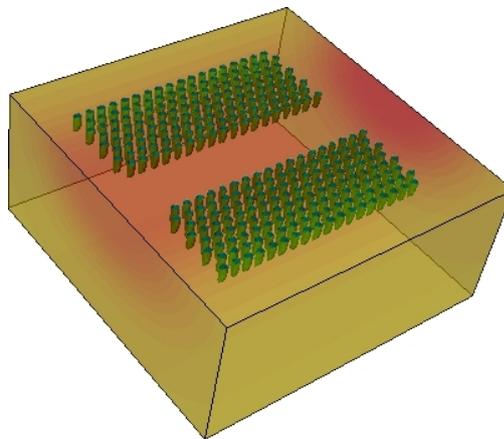


Figure III.7 : Schéma du défaut linéique W5 dans la direction  $\Gamma K$  du cristal photonique triangulaire

### 3.1 Direction cristallographique

Par analogie avec la cristallographie des solides, à chaque réseau périodique d'indice optique, on peut associer un réseau réciproque. Dans l'espace réciproque, il existe des directions de plus haute symétrie. Il suffit de décrire le comportement d'une onde se propageant suivant ces directions pour décrire complètement le cristal photonique.

Considérons le cas de notre structure, un réseau triangulaire constitué de trous d'air, de période  $a$  (la période c'est la distance entre deux trous les plus proches). Les deux directions privilégiées sont  $\Gamma K$  et  $\Gamma M$ . Deux types de défauts linéiques W5 peuvent être créés suivant la périodicité des bords du cristal (Cf. Figure III.8).

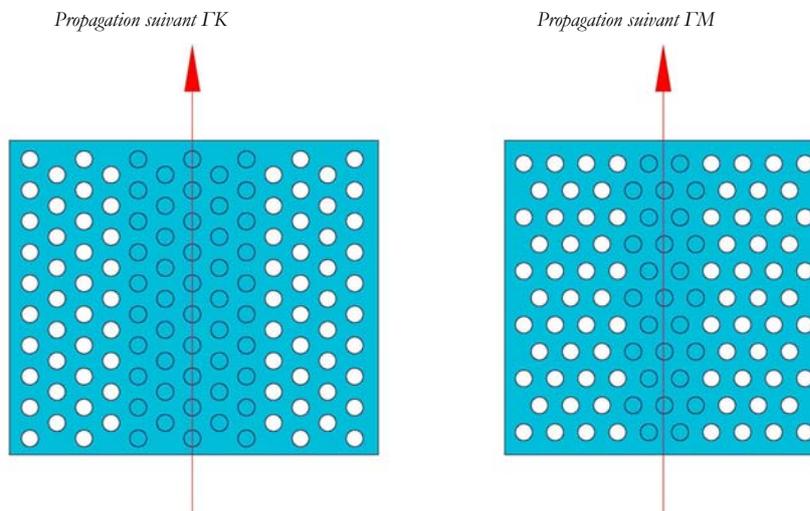


Figure III.8 : Schéma de guide W5 créée dans un réseau triangulaire de trous d'air suivant les deux directions cristallographiques  $\Gamma K$  et  $\Gamma M$

### 3.2 Simulations en supercellule

Le calcul des relations de dispersion,  $\omega(k_z)$ , est effectuée par la méthode des ondes planes en supercellule [III-7,8]. Pour tenir compte de la présence du défaut dans le cristal photonique, la cellule élémentaire du cristal est remplacée par une cellule plus grande dupliquée périodiquement dans les deux directions orthogonales du plan, huit rangés de trous ont été pris de part et d'autre du guide de haut indice pour affiner les calculs (Figure III.9). Le confinement vertical est pris indirectement en compte dans le calcul bidimensionnel, en prenant l'indice effectif du mode guidé à la place de celui de Ti:LiNbO<sub>3</sub>.

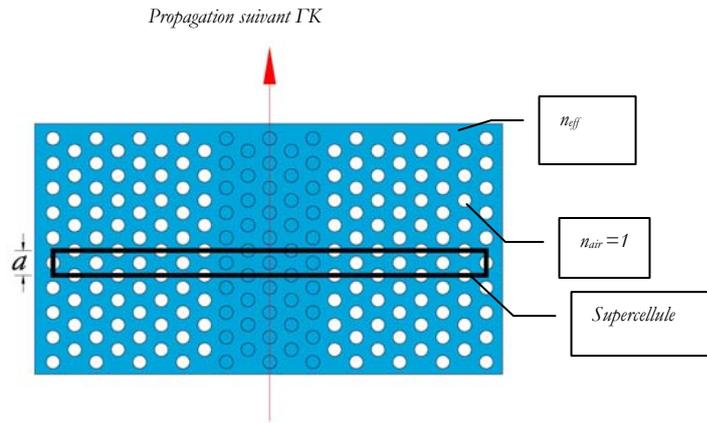


Figure III.9 : Supercellule utilisée dans la simulation du guide W5 par la méthode du développement en ondes planes

### 3.3 Diagramme de dispersion de W5

Le diagramme des relations de dispersion, repliées dans la première zone de Brillouin, pour un guide W5 est reproduit sur la Figure III.10. Il est issu de la simulation en supercellule, en utilisant « RSoft », d'un guide W5 défini dans le réseau bidimensionnel de trous d'air gravés directement dans le guide Ti:LiNbO<sub>3</sub> avec les paramètres : la période  $a= 540$ , le facteur de remplissage  $r/a=0.27$ , mode TM, l'indice de réfraction du guide titane diffusé dans le niobate de lithium  $n=2,13$ . La bande rouge délimite la bande interdite du cristal photonique parfait avant l'omission de cinq rangés de trous.

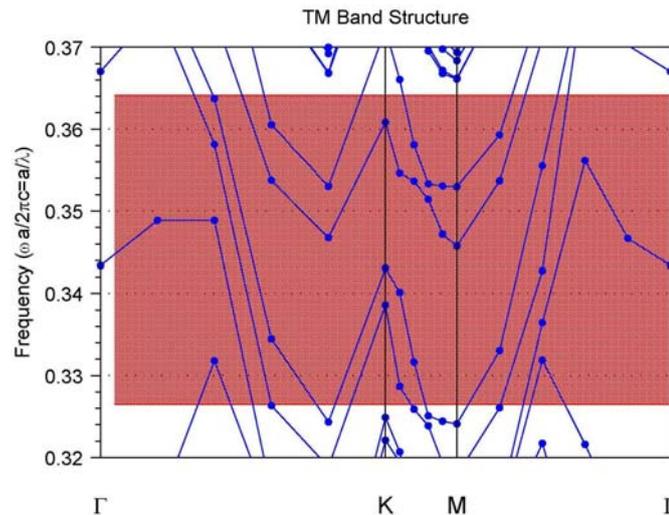


Figure III.10 : Diagramme de bande en mode TM d'une structure W5 de réseau triangulaire de trous d'air de facteur de remplissage  $r/a=0,27$  dans Ti :LiNbO<sub>3</sub>

Ce diagramme montre que l'introduction de W5 dans ce cristal photonique induit, dans la bande interdite photonique, des modes optiques localisés par le défaut. Entre les fréquences normalisées 0.326 et 0.364, passent six bandes de dispersion, correspondant à six modes transverses propagatifs du guide W5.

Dans la bande interdite, Les réflexions multiples et cohérentes sur les parois du cristal provoquent un confinement latéral et les courbes de dispersion sont fortement perturbées. Ceci se traduit par un aplatissement des courbes de dispersion  $\omega(\mathbf{k}_x)$ . En effet le repliement du diagramme de dispersion dans la première zone de Brillouin provoque la coexistence de modes de vitesse de groupe de signes opposés. On note également la présence de croisements et d'anticroisements des relations de dispersions de différents modes. La figure III.11 représente le spectre de transmission d'une structure W5, on remarque que la bande interdite photonique n'apparaît pas, mais au contraire la transmission est favorisée autour  $1,55\mu\text{m}$  confirmant les résultats présentés dans le diagramme de bande.

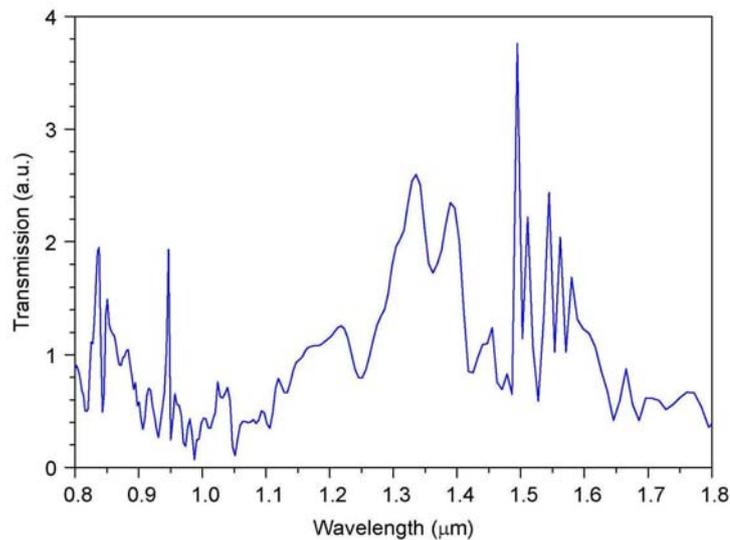


Figure III.11 : Spectre de transmission en mode TM dans la direction de propagation  $\Gamma K$  d'une structure W5 de réseau triangulaire de trous d'air de facteur de remplissage  $r/a=0,27$  dans  $\text{Ti}:\text{LiNbO}_3$

### 3.4 Etude du confinement latéral du guide à cristaux photoniques W5

Le guide Ti:LiNbO<sub>3</sub> est un guide réfractif classique, les modes sont confinés dans la zone de fort indice (guide titane) s'ils vérifient la condition de réflexion totale à l'interface entre le guide d'indice  $n_T$  et son milieu extérieur LiNbO<sub>3</sub> d'indice  $n$ . Cette condition s'écrit :

$$K_z < \frac{n \cdot \omega}{c} \quad (3.2)$$

La zone où cette condition n'est pas vérifiée est indiquée par la partie hachurée dans le diagramme  $\omega(k_z)$ . Cette zone est communément appelée cône de lumière [III-9] (Figure III.12).

La comparaison des diagrammes de dispersion du guide W5 et du guide réfractif classique permet de déterminer la nature du guidage pour chacun des modes s'y propageant. La projection des relations de dispersion suivant la direction de propagation  $\Gamma K$  modélise le guide à cristal photonique W5. Cette projection aboutit à un continuum d'états possibles dans le diagramme de bande qui peut être vu comme le cône de lumière du cristal photonique (Figure III.12). A cause de la périodicité, on peut restreindre l'intervalle d'étude du diagramme de dispersion à l'intervalle  $0 < k_z < \pi/a$  de la première zone de Brillouin. On distingue une différence entre un guide réfractif et un guide W5, c'est la bande interdite qui apparaît pour W5 dans ce cône pour  $0,326 < a/\lambda < 0,364$ , permettant le confinement latéral de nouveaux modes.

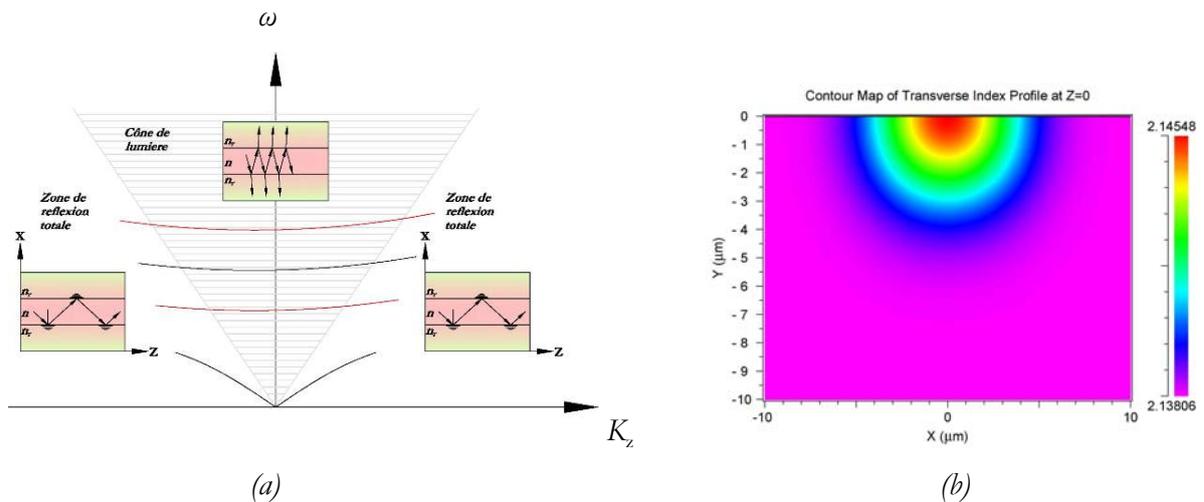


Figure III.12 : (a)-Courbe de dispersion schématisée du guide réfractif Ti : LiNbO<sub>3</sub>, et son cône de lumière. (b)-présentation des indices de réfraction du guide Ti : LiNbO<sub>3</sub>, dans le plan XY qui varie de 2.13 l'indice du substrat de niobate jusqu'au 2.14 l'indice du guide formé par diffusion titane.

Issue du calcul FDTD la Figure III.13 représente la distribution spatiale d'une excitation de type continue (CW). Nous constatons que le champ est confiné pour la polarisation TM.

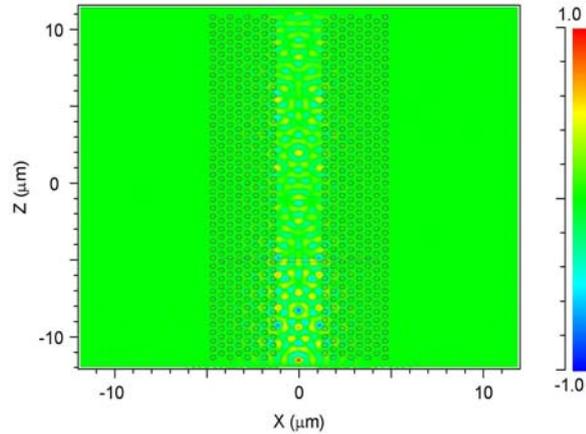


Figure III.13 : *Champ local à 1.55μm obtenu par simulation FDTD en mode TM dans la direction ΓK d'un réseau triangulaire de trous d'air  $r/a=0,27$  dans LiNbO<sub>3</sub>*

### 3.4.1 Guide réfractif équivalent au W5

Le guide réfractif équivalent au guide en cristal photonique W5 est un guide dont le cœur a pour largeur la largeur du guide en cristal photonique, pour constante diélectrique de cœur l'indice effectif du mode guidé  $n_{eff}$ , et dont la gaine a pour constante diélectrique celle du cristal photonique moyennée  $n_{moy}$ .

Par similitude avec un guide réfractif symétrique, on divise les modes en deux groupes pairs et impairs suivant la parité de leur profil de champ suivant l'axe de symétrie du guide. On doit également retrouver, en  $k_z = 0$ , une apparition progressive des modes d'ordres supérieurs lorsque  $\omega$  augmente. La classification des modes est complétée par l'ordre d'apparition pour leurs fréquences de coupure au point  $\Gamma$ . On doit ainsi successivement trouver pour  $k_z = 0$  : 0 (mode fondamental sans coupure), puis 1 (premier mode impair), 2, 3...

Afin de comparer les relations de dispersion du guide équivalent et du guide W5, on peut introduire une périodicité fictive  $a$  sur les bords du guide équivalent, ce qui se traduit par un repliement des bandes permises aux bords de la première zone de Brillouin (Figure III.14.a). Il en résulte des modifications drastiques des ondes guidées lorsque les deux branches de dispersion se croisent, c'est dû à l'interaction entre deux ondes déphasées de  $2\pi/a$ . En bord de zone cela permet

d'avoir une bande interdite photonique. Les croisements des deux branches de dispersion en dehors des bords de zone couplent les deux modes associées et expédient l'énergie d'un mode à l'autre à condition que les symétries le permettent. Cette interaction fait apparaître une levée de dégénérescence au point de croisement, et création de mini bandes interdites

### 3.4.2 Modes réfractifs

Le confinement latéral dans ce type de structure peut être différencié en deux caractères: confinement latéral par réflexion totale interne on appelle ces modes les modes réfractifs et le confinement latéral par réflexion de Bragg, appelés les modes de Bragg.

Dans une première région ou  $a/\lambda < k_z(2\pi/a)/n_{eff}$ , (où  $n_{eff}$  est l'indice du cristal photonique homogène), la lumière guidée aperçoit le cristal photonique comme un milieu homogène et les relations de dispersion collent à celui d'un guide réfractif classique.

Il existe encore des mécanismes de guidage des modes dans le guide à cristal photonique mixte: la réflexion totale interne, joue un rôle pour ces modes de vitesse de groupe élevée, se conjugue au confinement latéral par réflexion de Bragg qui existe dans la bande interdite photonique.

### 3.4.3 Modes de Bragg

Contrairement au guide équivalent, le guide en cristal photonique est variant par une translation continue dans la direction de propagation : les modes guidés voient une modulation périodique de la constante diélectrique des bords du guide. Par analogie avec la physique des solides, la structure de bandes peut être repliée dans la première zone de Brillouin. Ce repliement a pour conséquence l'introduction de croisements et d'anti-croisements des relations de dispersion.

L'origine physique de cet effet est la diffraction de Bragg, les modes à forte composante transverse du vecteur d'onde,  $k_z$  ne sont pas guidés par réflexions totale interne, mais grâce à la réflexion de Bragg bidimensionnelle distribuée le long du guide. Ce mécanisme est analogue à celui de la réflexion de Bragg 1D.

En bord de zone de Brillouin, on observe sur les relations de dispersion de chacun des modes guidés supportés par le guide l'ouverture d'une mini-bande interdite photonique analogue de la bande interdite photonique pour un cristal parfait sans défaut.

Le mode se propageant dans un guide en cristal photonique bidimensionnel rencontre des interfaces successives qui réfléchissent une partie du champ, générant ainsi un mode contra-

propagatif de même ordre. A la fréquence centrale de la mini-bande interdite, les réflexions successives sont en phase, ce qui implique que la transmission d'un guide à cette fréquence pour le mode concerné est nulle.

A l'intérieur de la zone de Brillouin une mini-bande interdite analogue s'ouvre également pour deux modes de parité différents se croisant (Figure III.14.a). La périodicité des bords du guide couple cette fois-ci, toujours par diffraction de Bragg, deux modes d'ordres différents, le plus souvent contrapropagatifs. La présence de ces mini-bandes interdites dans les guides multimodes à cristaux photoniques ouvre la porte à la réalisation des fonctions de traitement optique de l'information, cette spécificité des guides à cristaux photoniques rend possible la diffraction d'un signal lumineux de manière sélective et contrôlable.

Les mini-bandes interdites sont des régions de couplage entre des modes de nature souvent différente : les modes d'ordre peu élevé, comme le mode fondamental, qui sont des modes propagatifs à faibles pertes et des modes d'ordre plus élevé, plus particulièrement ceux dont le guidage est assuré par réflexion de Bragg. Ces derniers modes ont une grande composante transverse de leur vecteur d'onde,  $k_z$ , et sont de fait comparables à des modes Fabry Péro (Figure III.14.b). On peut utiliser ce couplage entre des modes propagatifs et des modes quasiment résonnant pour la réalisation d'un amplificateur compact en optique intégré. L'idée principale est la possibilité de rediriger l'énergie d'un mode propagatif vers un mode se propageant de façon plus lente, grâce au couplage par diffraction de Bragg entre les deux modes.

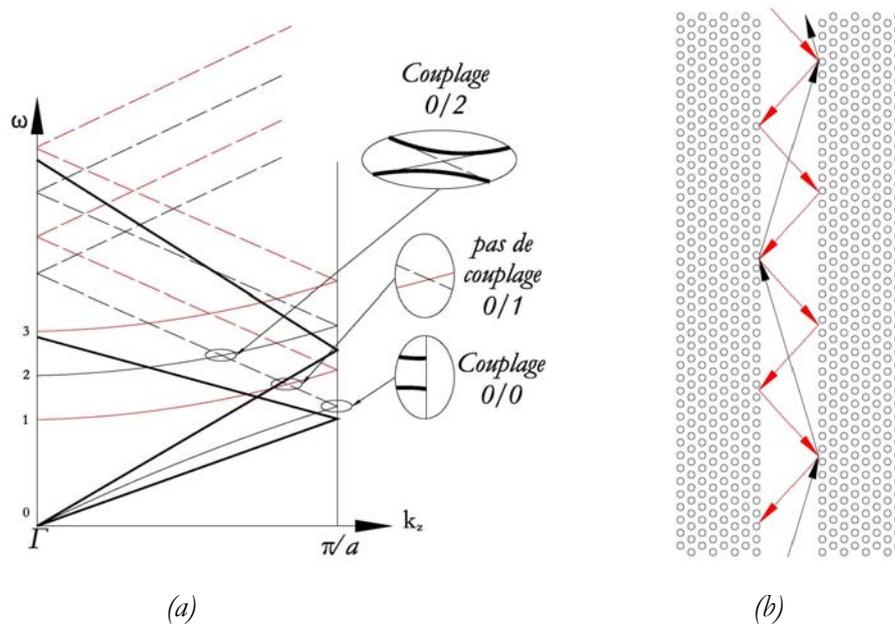


Figure III.14 : (a)- Courbe de dispersion schématisant le guide réfractif Ti : LiNbO<sub>3</sub> et son cône de lumière.

(b)- Trace schématisant des rayons de la propagation d'un mode d'ordre peu élevé (longues flèches noir)

et d'un mode d'ordre élevé contra-propagatif (courtes flèches rouge).

### 3.4.4 Densité d'états et vitesse de groupe

Par définition la densité d'états *DOS* « *Density Of States* » est le nombre d'états radiatifs de modes électromagnétiques permis par unité de fréquence. Sa modification dans une région de l'espace influe en retour sur le temps de vie radiatif d'un émetteur de lumière situé dans cette région.

La densité d'états typique d'un cristal photonique s'annule pour les fréquences correspondant à une bande interdite et présente des maxima non loin des bords de cette bande avec des valeurs tendant vers l'infini.

Le nombre des modes à une fréquence donnée et leur disposition permettent de déterminer la valeur de la densité totale d'états. La courbe de dispersion s'aplatit souvent lorsqu'une fréquence de coupure est atteinte ( $d\omega/dK=0$ ) et la densité d'état diverge ( $DOS \sim dK/d\omega \rightarrow \infty$ )

De façon générale, des maxima peuvent apparaître chaque fois que les courbes de dispersion du cristal présentent une tangente horizontale ( $d\omega/dK=0$ ) pour certaines directions de propagation. Ces domaines de dispersions singulière, où la vitesse de groupe ( $v_g = d\omega/dK$ ) est quasiment nulle, sont importants non seulement pour l'émission ou l'absorption de lumière mais aussi pour la conversion de fréquence et les effets d'optique non linéaire en général, en effet, la vitesse de groupe est la vitesse à laquelle se propage l'énergie de l'onde électromagnétique et un ralentissement de cette vitesse se traduit par un renforcement de l'interaction entre l'onde et la matière.

La présence de défauts dans le cristal photonique donne aussi lieu à des singularités de la densité d'états.

Sur les côtés des mini-bandes interdites, les relations de dispersion des modes couplés sont fortement modifiées. En particulier, si on trace à partir de la simulation bidimensionnelle en supercellule, la transmission dans un guide à cristaux photoniques W5 présentant une mini-bande interdite (Cf. Figure III.11), on note une augmentation spectaculaire en comparaison de la transmission dans les régions environnantes.

Une densité d'états élevée est une opportunité pour les micro-sources. Le phénomène recherché dans de telles sources est le contrôle de l'émission dans les modes d'intérêt, en augmentant la densité d'états photoniques accessibles pour favoriser l'émission à une longueur d'onde particulière (1,55µm dans le cas présent).

Aux bords de ces mini-bandes interdites, l'observation des relations de dispersion montre que la vitesse de groupe s'annule. Cela signifie que les modes guidés couplés par diffraction de Bragg sont fortement ralentis pour certaines fréquences bien choisies. Cet effet s'avère digne d'intérêt dans les amplificateurs à cristaux photoniques qui nécessitent des guides larges, tel que le W5, pour maximiser l'injection.

## 4 LOM pour “Laterally Over Modulated”

Nous utiliserons comme milieu actif un substrat de niobate de lithium ( $\text{LiNbO}_3$ ) dopé à l'erbium (Er), dans lequel un guide d'onde est réalisé par diffusion de titane (Ti). Les cristaux photoniques, sous forme de trous d'air cylindriques, seront directement gravés dans le guide avec omission de quelques trous manquants. Une nouvelle structure, provenant de l'idée d'une imitation de la configuration DFB, appelée LOM pour “Laterally Over Modulated”(Figure III.15). Elle consiste à créer une corrugation latérale en laissant quelques trous sans gravure sous forme d'une sinusoïde, l'onde voyageant dans une telle structure rencontre une double périodicité celle du cristal photonique et celle de l'ondulation, c'est une sur-modulation latérale. Cette sur-modulation latérale LOM dans le guide, est simultanément réalisée pour favoriser un effet de Bragg. Dans ce contexte, cette configuration a été simulée, en utilisant les méthodes des ondes planes et FDTD. En particulier, le pompage optique à 980 nm, des structures dans la direction  $\Gamma\text{K}$  d'une maille triangulaire de polarisation TM a été fructueux. L'analyse de ce dispositif permet de comprendre son comportement modal par l'exploitation de son diagramme de dispersion. Nous reportons ici cette étude originale sur l'investigation de ces types de structure dans le matériau évoqué.

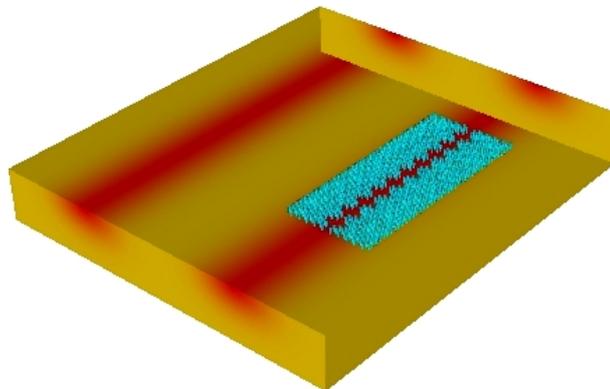


Figure III.15 : Présentation schématique des guides

(gauche): guide référence  $\text{Ti:Er:LiNbO}_3$ ; (droite): guide LOM

### 4.1 Simulations en supercellule

Comme précédemment le calcul des relations de dispersion,  $\omega(k_x)$ , est effectuée par la méthode des ondes planes en supercellule. La supercellule élémentaire dupliquée périodiquement dans les deux directions orthogonales du plan, dix rangés de trous de part et d'autre du guide et huit rangés de trous verticales ont été pris de haut indice pour affiner les calculs (Figure III.16). Le confinement vertical est pris indirectement en compte dans le calcul bidimensionnel, en prenant l'indice effectif du mode guidé à la place de celui de  $\text{Ti:LiNbO}_3$ .

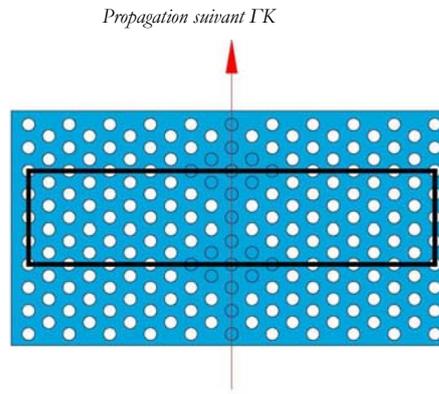


Figure III.16 : Supercellule utilisée dans la simulation du guide LOM par la méthode des ondes planes

#### 4.2 Diagramme de dispersion et spectre de LOM

Le diagramme des relations de dispersion, repliées dans la première zone de Brillouin, pour un guide LOM est reproduit sur la Figure III.17. Il est issu de la simulation en supercellule suivant la polarisation TM, en utilisant les mêmes paramètres qu'avant :  $a=540$ ,  $r/a=0.27$ . Les deux droites noires délimitent la bande interdite du cristal photonique parfait avant la réalisation de LOM. La bande rouge délimite une bande interdite dans la direction  $\Gamma K$  résultant de l'introduction de LOM.

Ce diagramme montre que l'introduction de LOM dans ce cristal photonique induit, dans la bande interdite photonique, des modes optiques localisés par le défaut. Entre les fréquences normalisées 0.326 et 0.364, passent des bandes de dispersion, correspondant à des modes propagatifs du guide LOM. Dans la bande interdite initiale, le confinement latéral est le résultat des réflexions cohérentes multiples sur les motifs du cristal, et les courbes de dispersion sont fortement perturbées. Pour la structure LOM, les courbes deviennent plus plates et très semblables à des droites horizontales ce qui engendre deux nouvelles mini bandes interdites entre les fréquences normalisées 0,335 et 0.348, la fréquence normalisée  $a/\lambda=0,341$  avec une période  $a=0.54 \mu\text{m}$  ce qui correspond à  $\lambda=1,58 \mu\text{m}$ .

Ces bandes d'énergie relativement plates du diagramme de dispersion peuvent être utilisées afin de contrôler la durée de vie des photons. Cet effet est dû à l'interaction d'une onde de Bloch bidimensionnel avec le LOM et est comparable à l'effet DFB unidimensionnel. Des faibles vitesses de groupe peuvent être obtenues lorsque le matériau émetteur voit une modulation périodique de l'indice, ce qui signifie que le temps moyen d'interaction des photons avec ce matériau peut être grand, même dans des structures d'étendue limitée. Des lasers basés sur ce principe présentent l'avantage d'une plus grande directivité et d'un meilleur contrôle de polarisation [III-10] par rapport aux lasers à cavités.

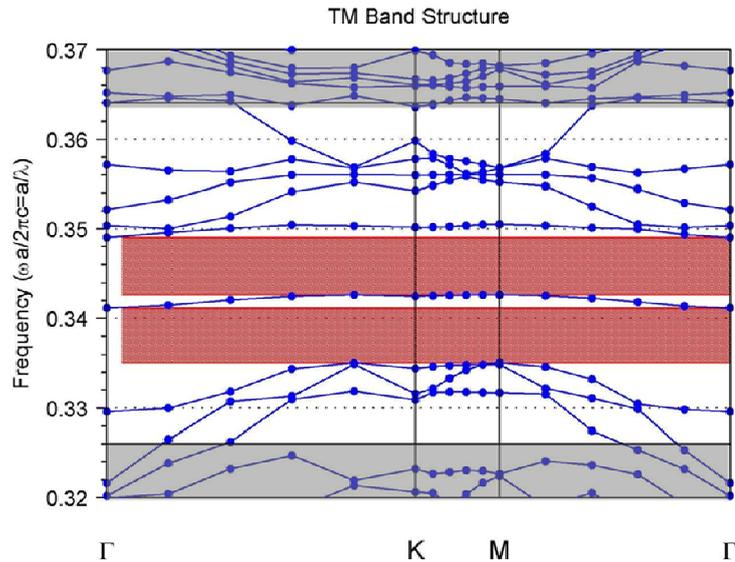


Figure III.17 : Diagramme de bande en mode TM du LOM, les zones grisées délimitent la bande interdite du cristal parfait, les zones rouges indiquent celles du LOM.

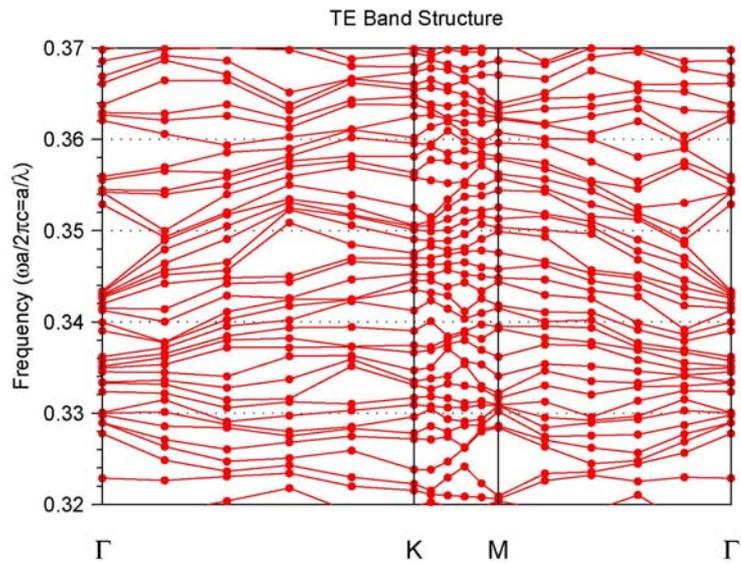


Figure III.18 : Diagramme de bande en mode TE du LOM

La figure III.18 représente le diagramme des relations de dispersion, repliées dans la première zone de Brillouin, pour un guide LOM issue de la simulation en supercellule suivant la polarisation TE, ce diagramme ne comporte pas des bandes interdites photoniques et un grand nombre de bandes passe dans toutes les directions, dans le présent cas en mode TE le motif du cristal photonique perd le confinement latéral suite à l'absence de la bande interdite photonique.

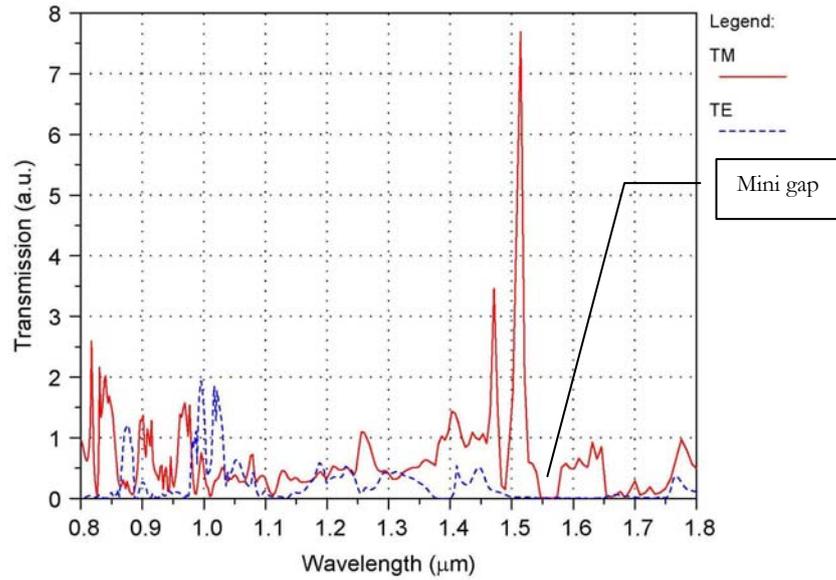


Figure III.19 : Spectre de transmission pour les polarisations TE et TM dans la direction de propagation  $\Gamma K$  du LOM de réseau triangulaire de trous d'air de facteur de remplissage  $r/a=0,27$  dans  $Ti:LiNbO_3$

Un calcul FDTD fait par le logiciel FullWAVE de RSoft, permet de tracer le spectre de transmission en puissance (Figure III.19), un pic de transmission est observé vers  $1,53 \mu m$ . Une mini bande interdite est identifiée entre  $1,55 \mu m$  et  $1,58 \mu m$ . L'analyse de ces résultats à partir du diagramme de bandes associé permet d'identifier ce mode de fonctionnement. En effet, les courbes de dispersion (issues de la méthode de l'onde plane) représentées à la figure III.17 sont calculées en mode TM. La longueur d'onde  $\lambda=1,53 \mu m$  ( $a/\lambda=0,34$ ) correspondant au pic de plus grande amplitude est à la fois celle du mode guidé fondamental et celle d'un mode lent caractérisé par une très faible vitesse de groupe, en bord de la mini bande interdite, favorable à une émission laser. La présence de cette bande plate dans la direction  $\Gamma K$  à la limite de la mini-bande interdite explique le pic observé à la longueur d'onde  $\lambda=1,53 \mu m$ .

Le LOM a pour but de fixer la fréquence d'oscillation des lasers en réalisant des conditions de rétroaction les plus favorables [III-11] lorsque la demi période spatiale de l'onde guidée  $m\lambda_B/2n_{eff}$  coïncide avec le pas  $\Lambda$  du réseau LOM c'est la condition de Bragg, l'émission laser se produit en bord de bande interdite, là où l'effet de rétroaction distribuée des ondes en propagation est prononcée sans que la propagation des ondes ne soit elle-même interdite.

Dans le présent cas  $\Lambda=2,16 \mu\text{m}$ ,  $\lambda_B=1,55\mu\text{m}$ ,  $n_{eff}=1,8$  ce qui nous permet de dire que le pas de la sur-modulation du réseau  $\Lambda$  est un multiple de 5 de la demi période spatiale  $\lambda_B/2n_{eff}$ .

$\lambda_B=1,55 \mu\text{m}$  est prise au milieu de la bande interdite photonique de manière à ce que  $1,53 \mu\text{m}$  soit au bord de cette bande pour favoriser la transmission à cette longueur d'onde.

L'indice effectif doit être compris entre l'indice de réfraction de l'air qui est 1 et l'indice de réfraction du niobate de lithium diffusé titane qui est de l'ordre 2,13. Un calcul approximatif de l'indice effectif a donné un ordre de grandeur de 1,8.

Ces résultats de simulation permettent de conclure, que la forme et le dimensionnement de LOM est gagné. La résonance obtenue à la bonne longueur d'onde et sur le bord de la bande interdite favorisant ainsi une émission laser cherchée.

Sur la figure III.19, la transmission en mode TE est représentée en courbe bleue pointillée, cette courbe confirme les résultats du diagramme de bande et la propagation issue d'une simulation FDTD en mode TE représentée sur la figure III.20, la fuite aux extrémités suite à l'absence de la bande interdite rend la transmission autour  $1,55 \mu\text{m}$  à la sortie de LOM très faible.

Issue du calcul FDTD la Figure III.21 représente la distribution spatiale d'une excitation de type continue (CW). Nous constatons que le champ est confiné pour la polarisation TM et la rétroaction crée des zones de résonance en couleur blanche pour indiquer des valeurs élevées du champ hors du code de couleur.

Le taux d'émission spontanée d'un atome dépend de deux manières de son environnement électromagnétique : d'une part, de la densité d'états photoniques, et d'autre part du recouvrement avec le champ électromagnétique. Les résultats des simulations ont permis de trouver autour de  $1,55 \mu\text{m}$ , une densité de mode élevée (courbe plate et au bord de la bande interdite) et le champ électromagnétique est présent dans le guide c'est-à-dire le milieu actif d'erbium se trouve dans un lieu favorisant l'émission spontanée.

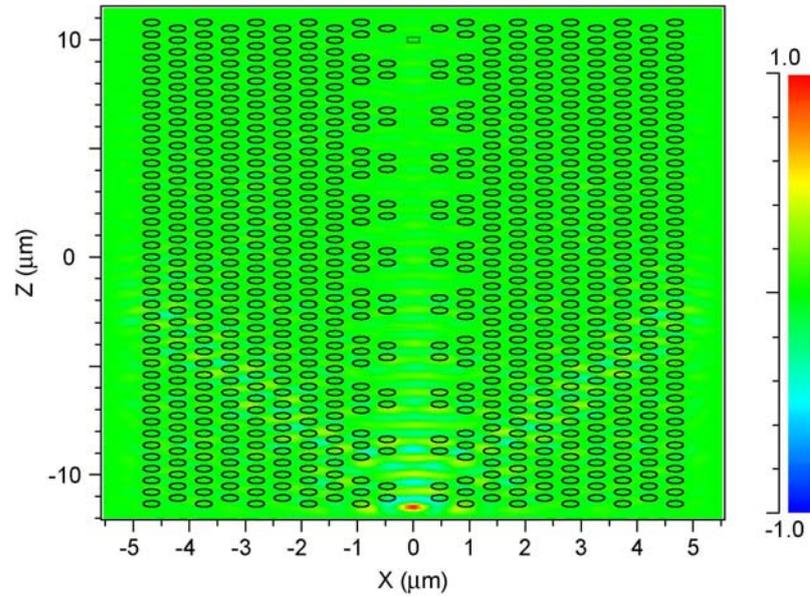


Figure III.20 : Distribution spatiale de l'amplitude du champ à la suite d'une simulation de type FDTD et une excitation de type continue CW, pour une polarisation TE

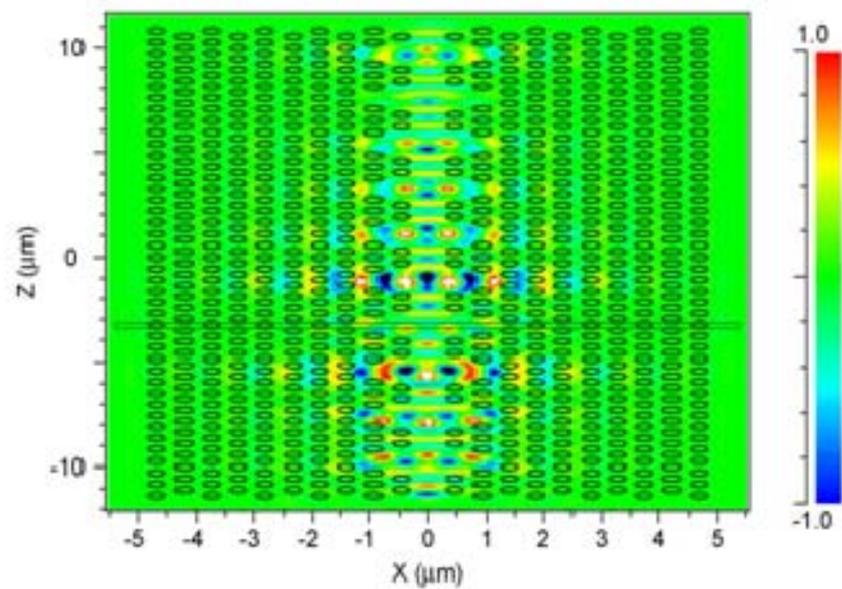


Figure III.21 : Distribution spatiale de l'amplitude du champ à la suite d'une simulation de type FDTD et une excitation de type continue CW, pour une polarisation TM

## 5 Conclusion du chapitre 3

Une observation claire du guidage le long de W5 de défaut réalisée suivant la direction  $\Gamma$ K d'un cristal triangulaire reposant sur un substrat de niobate de lithium a pu être faite à partir des simulations onde plane et FDTD. Ces simulations ont permis d'étudier, sur une largeur spectrale d'environ 900 nm, le spectre de transmission de ce guide qui apparaissent au cours de la propagation.

Il est légitime d'attribuer la transmission observée au mode résonant du guide. Une bande interdite de propagation, a pu être mise en évidence, et avec un bon accord avec les courbes de dispersion numériques.

Une sur-modulation a été intégrée à un guide W5 en insérant des motifs dans le guide. Le LOM a été dans un premier temps utilisé et a permis d'obtenir une transmission résonnante présentant un pic autour de 1,55  $\mu$ m. ce résultat de couplage, avec sur-modulation sur un guide W5 qui constitue un seul motif c'est-à-dire une seule étape de fabrication, n'avait à ma connaissance pas encore été étudié en géométrie de guide d'onde. L'utilisation de LOM pour des circuits intégrés optiques compacts semble donc faisable suite à la transmission observée.

On a pu mettre en évidence, à partir de cette structure, des modes à faibles vitesses de propagation. Ces modes permettent l'apparition de fortes résonances suivant l'axe du guide, qui pourraient être utilisées pour créer un effet laser un effet laser sans cavité traditionnelle. Ces premiers résultats de simulation sont très encourageants pour réaliser des structures profitant des propriétés de dispersions de ces guides et en particulier mettre à profit ces photons lents.

La fabrication et la caractérisation optique de LOM sont abordées dans le chapitre suivant.

### Bibliographie du chapitre 3

- [III-1] J. D. Joannopoulos, R. D. Meade, J. N. Winn, "Photonic crystals. Molding the Flow of Light" Princeton University Press, Princeton, 1995.
- [III-2] R. Coccioli, M. Boroditsky, K.W. KIM, Y. Rahmat-Samii, E. Yablonovitch, "Smallest possible electromagnetic mode volume in a dielectric cavity" IEE Proceedings optoelectronics, vol. 145, n° 6, 1998.
- [III-3] J. Vuckovic, M. Loncar, H. Mabuchi, A. Scherer, "Photonic crystal microcavities for strong coupling between an atom and the cavity field" Proceedings of LEOS, Puerto Rico, 2000.
- [III-4] S. G. Johnson, P. R. Villeneuve, S. Fan, J.D. Joannopoulos, "Linear waveguides in photonic-crystal slabs." Physical Review B, vol. 62, n° 12, 2000.
- [III-5] H. Benisty, "Modal analysis of optical guides with two-dimensional photonic band-gap boundaries." J. Appl. Phys., vol. 79, n° 10, 1996.
- [III-6] C. J. M. Smith, H. Benisty, S. Olivier, M. Rattier, C. Weisbush, T. F. Krauss, R. M. De la rue, R. Houdre, U. Oesterle. "Low-loss channel waveguides with two-dimensional photonic crystal boundaries." Applied Physics Letters, vol. 77, n° 18, 2000.
- [III-7] M. Plihal, A. A. Maradudin Oesterle. "Photonic band structure of two-dimensional systems: The triangular lattice." Phy. Rev. B 44, 1991.
- [III-8] S. Olivier, "Nouvelles structures miniatures dans des cristaux photoniques bidimensionnels planaires pour les fonctions de l'optique intégrée." Thèse Paris VI, 2002.
- [III-9] D. L. LEE, "Electromagnetic principles of integrated optics. New York :John Wiley & sons. 1986.
- [III-10] M. Imada, S. Noda, A. chutinan, T. Tokuda, M. Murata et G. Sasaki, « Coherent two-dimensional lasing action in surface emitting laser with triangular lattice photonic crystal structure », Applied Physics Letters 75, 1999.
- [III-11] J.M. Lourtioz, H. Benisty, V. Berger, J.M. Gérard, D. Maystre et A. Tchelakov, « Les cristaux photoniques ou la lumière en cage », Lavoisier hermes science publications.

# 4

## *Fabrication et caractérisation de LOM*

## Sommaire du chapitre 4

<b>1 Introduction .....</b>	<b>93</b>
<b>2 Réalisation du composant .....</b>	<b>93</b>
2.1 Dopage Erbium .....	94
2.2 Guide d'onde .....	96
2.3 Fabrication du cristal photonique par gravure du substrat .....	98
<b>3 Caractérisations optiques et spectroscopie .....</b>	<b>104</b>
3.1 Banc de mesure.....	104
3.2 Mesures optiques sur l'échantillon passif.....	105
3.2.1 Description de l'échantillon passif.....	105
3.2.2 Spectroscopie.....	106
3.2.3 Résultats et discussions .....	107
3.3 Caractérisation de l'échantillon dopé.....	111
3.3.1 Description de l'échantillon dopé.....	111
3.3.2 Spectroscopie du niobate de lithium dopé erbium en présence du LOM.....	112
3.3.3 Pompage optique et principe de la mesure.....	114
3.3.4 Résultats et discussions .....	116
<b>4 Impact de la forme conique des trous sur la structure LOM .....</b>	<b>119</b>
4.1 Variation de la période.....	120
4.2 Variation du rayon.....	121
<b>5 Conclusion du chapitre 4.....</b>	<b>123</b>

## 1 Introduction

Ce chapitre est consacré à la réalisation et caractérisation de structures périodiques bidimensionnelles sur  $\text{LiNbO}_3$ . Parmi les différentes applications (superprisme [IV-1, 2, 3], guides d'onde [IV-4], lumière lente [IV-5, 6, 7], modulateur [IV-8], ...), notre choix s'est orienté sur un amplificateur pour arriver à un laser à  $1,55\mu\text{m}$  qui semble très utile pour des applications en optique intégrée, cet amplificateur est difficile à réaliser et à caractériser pour une première étude. Dans le chapitre précédent, des calculs permettant de déterminer les dimensions exactes de la structure à BIP et la forme du réseau ont été présentés.

Le principe fondamental du dopage de niobate de lithium par les atomes d'erbium a été présenté au premier chapitre. L'aspect expérimental du dopage est abordé maintenant en présentant la méthode utilisée. Dans un premier temps les dispositifs expérimentaux nécessaires à la réalisation du dopage d'erbium et des diffusions de titane et puis des structures périodiques bidimensionnelles sur niobate de lithium seront détaillés. Il est nécessaire d'avoir une structure guidante pour confiner la lumière dans la troisième dimension. Une étude portant sur des échantillons avec guide titane a donc été réalisée. Etant données les dimensions requises, la technique de FIB est utilisée pour graver le LOM. Un Microscope Electronique à Balayage (MEB) permet de prendre des photos nanométriques. Nous exposerons donc en détails les principes de réalisation de deux échantillons (passif et actif) utilisées ultérieurement dans la caractérisation optique, les deux échantillons sont choisis de coupe X propagation Z, nous discuterons ensuite l'influence des paramètres de gravure afin d'obtenir les dimensions de structures requises.

Enfin, des caractérisations ont été effectuées en transmission afin de déterminer l'influence du LOM sur plusieurs bandes autour de 980 nm, 1300nm et autour de 1550 nm.

## 2 Réalisation du composant

Les échantillons  $\text{Ti}:\text{Er}:\text{LiNbO}_3$  utilisés dans le cadre de cette thèse ont été élaborés conjointement par Bruno WACOGNE et Badr-Eddine BENKELFAT en 1998 lors du séjour d'études de ce dernier au laboratoire d'optique P.-M. Duffieux.

Ils ont été nano-structurés au sein de la centrale technologie MIMENTO de l'institut FEMTO-ST en 2008-2009.

## 2.1 Dopage Erbium

L'aspect expérimental du dopage est abordé maintenant en présentant la méthode utilisée.

Le dopage du niobate de lithium par l'erbium se fait à haute température, en utilisant la micro-photolithographie pour effectuer le dopage sur une partie précise de la surface du composant. En effet, il est intéressant de pouvoir comparer le comportement des ondes dans un guide non dopé et dans un guide dopé fabriqués sur un seul substrat dans les mêmes conditions. La technique utilisée est celle du « lift-off » schématisée sur la figure IV.1.

Cette technique présente l'avantage de permettre des dopages localisés de l'erbium [IV-9]. Les étapes essentielles de cette technique sont :

- La première étape consiste à étaler, sur la surface totale d'un substrat vierge de  $\text{LiNbO}_3$ , des gouttes de résine positive telle que « Shipley S1813 » par centrifugation. La résine est ensuite étuvée à  $120^\circ\text{C}$  pendant deux minutes pour éliminer les solvants.
- La seconde étape est la photolithographie qui consiste à insoler par des rayons UV la résine étalée sur la surface déposée sur le substrat, cette insolation se fait à travers un masque positionné au dessus de l'échantillon et aligner correctement pour définir une surface par masquage et insolation ultra-violet.
- La troisième étape c'est le développement, toutes les parties polymérisées par l'exposition aux UV sont éliminées par un révélateur tel que MF26A pendant 45s. Le motif obtenu reproduit le motif inscrit sur le masque.
- La quatrième étape consiste à déposer une couche d'erbium métallique à la surface du composant. Ce dépôt est obtenu par évaporation sous vide au moyen d'un canon à électrons. L'épaisseur de cette couche varie de 10 à 20 nm selon les concentrations en ions erbium souhaitées et des temps prévus.
- L'étape suivante concerne une gravure chimique, c'est-à-dire l'échantillon est placé dans un bain d'une solution d'acétone agitée par des vibrations ultrasons permettant de dissoudre la résine restante et de ne laisser subsister le dépôt d'erbium que dans la zone défini par masquage. Cette technique présente cependant quelques inconvénients liés à la mauvaise adhérence de l'erbium métallique sur le niobate de lithium.
- La dernière étape c'est l'introduction de l'erbium dans le substrat de  $\text{LiNbO}_3$ , une fois le motif défini, l'échantillon est placée dans un four à tube de quartz susceptible d'être portée à des températures supérieures à  $1200^\circ\text{C}$ . Le dopage est réalisé à une température de l'ordre de  $1100^\circ\text{C}$ , pendant une durée de 100 heures, et dans un flux laminaire d'oxygène humide de 0,5 l/min qui permet d'éviter une désoxydation du niobate de lithium par exo-diffusion de  $\text{LiO}_2$

Le phénomène d'exo-diffusion est d'autant plus important que la température soit élevée, et présente l'inconvénient d'augmenter considérablement les pertes par atténuation dans les guides d'ondes.

On a introduit  $N_{Er}$  au premier chapitre, qui représente le nombre des atomes d'erbium dans le cristal. La distribution de  $N_{Er}$  dépend de 3 facteurs : l'épaisseur de la couche d'erbium déposée, la température et le temps de diffusion. Un compromis entre ces trois facteurs produit un gain maximal suite à une bonne interaction du profil d'erbium très concentré avec des profils des modes de pompe et de signal.

La solubilité de l'erbium dans le niobate de lithium va limiter la concentration. Elle augmente avec la température, la valeur maximum c'est  $N_{Er} = 2,3 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$  [IV-10] pour une température à 1130 °C proche de la température de Curie  $T_c = 1140$  °C.

Notant que la couche d'erbium déposée doit être totalement diffusée pour préserver l'état poli de la surface du niobate de lithium. En effet, pour limiter les pertes à la propagation, il est très important d'avoir une surface lisse ce qui implique une diffusion d'erbium complète, dans le cas contraire la couche d'erbium subsistant en surface provoque un état de surface rugueux.

L'échantillon dopé erbium, étudié expérimentalement, est un substrat de coupe X propagation Z, dont les caractéristiques de dopage par diffusion à haute température sont les suivantes :

Pour une couche homogène d'erbium d'épaisseur 15nm diffusée 100h à 1130°C on a une concentration de surface  $N_{Er} = 2,3 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$  et une profondeur de diffusion d'erbium proche de 4µm. Lorsque le dopage est réalisé, l'échantillon est prêt pour la fabrication des guides d'ondes optiques par diffusion de titane.

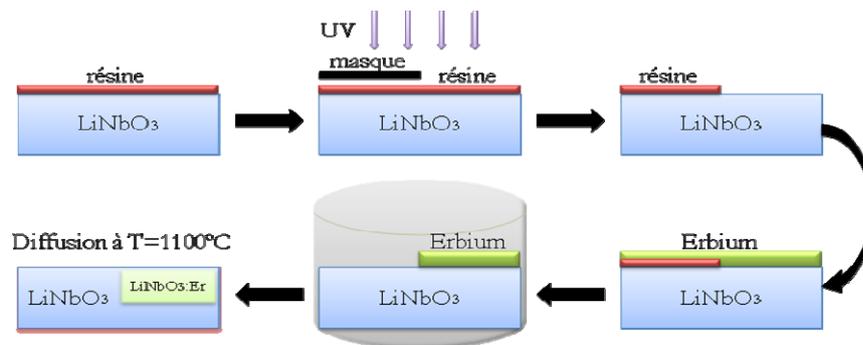


Figure IV.1 : Schéma de principe de dopage d'erbium par la technique « lift-off »

## 2.2 Guide d'onde

La fabrication des guides d'onde optiques par diffusion de titane procède à peu près du même principe que celui du dopage à l'erbium. Il s'agit de créer une diffusion localisée par des atomes de titane. Ces derniers possèdent la propriété d'augmenter les indices de réfraction du niobate de lithium après diffusion dans le matériau d'environ  $1,5 \cdot 10^{-2}$  à  $1,5 \mu\text{m}$ , en surface et au centre du ruban. La diffusion d'un simple ruban de titane permet donc de créer un guide d'onde bidimensionnel proche de la surface du substrat de l'ordre de  $4 \mu\text{m}$ . Il faut noter que le coefficient de diffusion du titane est environ 10 fois plus élevé que le dopage de l'erbium d'après les coefficients de diffusion rapportés dans la littérature [IV-11]. Le temps de diffusion est donc d'environ 9 heures alors que le dopage de l'erbium en nécessite une centaine. C'est la raison pour laquelle la diffusion de titane se fait après le dopage de l'erbium.

Pour atteindre l'objectif de guides monomodes autour de  $1,5 \mu\text{m}$  à faible perte dans des cristaux coupe X propagation Z, il faut bien choisir les paramètres suivants:

- L'épaisseur  $e_{Ti}$  de la couche de titane déposée.
- La largeur initiale  $W$  des rubans de titane définis sur cette couche.
- La durée  $t_{Ti}$  et la température de diffusion  $T_{Ti}$ .

Comme dans le cas du dopage à l'erbium en surface, le processus doit respecter la règle de consommation totale de la source de titane. C'est à cette condition que l'insertion a lieu sans trop perturber la maille cristalline et qu'on peut obtenir des guides à faibles pertes. En pratique la température  $T_{Ti}$  varie de  $950^\circ\text{C}$  à  $1050^\circ\text{C}$  pendant une durée variant de quelques heures à une journée.

Le processus technologique complet de fabrication de ce type de guides d'ondes sera vu étape par étape [IV-12]. La seule différence avec le dopage à l'erbium se situe au niveau de la méthode de photo-lithographie utilisée pour définir le motif du guide. Les étapes sont :

- Une étape de nettoyage précède le dépôt d'une couche mince de titane par évaporation. l'épaisseur  $e_{Ti}$  de cette couche varie de 50 à 100 nm. La technique d'évaporation permet d'obtenir des couches non rugueuses dont on contrôle bien l'épaisseur déposée. La précision sur l'épaisseur est de l'ordre de 1%.
- La seconde étape c'est le dépôt d'une couche de résine étalée sur toute la surface pour couvrir la couche de titane.

- La troisième étape est la photolithographie qui consiste à insoler par des rayons UV la résine étalée sur la surface de titane déposée sur le substrat, cette insolation se fait à travers un masque positionné au dessus de l'échantillon et aligné correctement grâce à un aligneur de masque muni de dispositifs de déplacement micrométriques. Après développement, toutes les parties polymérisées par l'exposition aux UV sont éliminées, le motif de résine obtenu reproduit le motif inscrit sur le masque.
- L'étape suivante concerne une gravure chimique du titane, c'est-à-dire l'attaque du titane déposé sur le niobate de lithium qui n'est pas protégé par la résine. Il ne subsiste alors que les rubans de titane de largeur  $W$  déposés sur le substrat. Cette gravure chimique de titane s'effectue en plongeant le substrat pendant une durée allant de 30 à 60 secondes (suivant l'épaisseur déposée) dans une solution composée d'un volume d'ammoniac  $NH_4OH$  mélangé avec deux volumes d'eau oxygénée  $H_2O_2$ .
- La dernière étape consiste à diffuser le titane dans le substrat, la diffusion est réalisée au moyen d'un four à une température élevée de l'ordre de 1000 °C pendant 8 à 10 heures dans un flux humide d'oxygène.

Le processus de fabrication complet est schématisé sur la figure IV.2. Un exemple d'un guide d'onde diffusé Ti:Er:LiNbO<sub>3</sub> obtenu par diffusion thermique de ruban de titane est présentée dans la figure IV.3.

L'échantillon dopé erbium présenté au paragraphe précédent, subit une diffusion à haute température de plusieurs rubans de titane espacés de 100 μm sur un substrat de coupe X propagation Z, dont les caractéristiques de diffusion de titane à haute température sont les suivantes : le ruban de titane de largeur  $W=8\mu m$  d'épaisseur  $e_{Ti}=80nm$  diffusé pendant une durée  $t_{Ti}=10h$  à une température  $T_{Ti}=1050^\circ C$ .

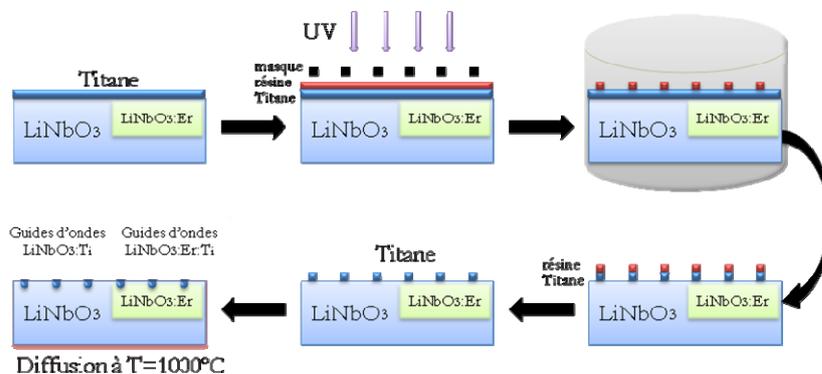


Figure IV.2 : Schéma de principe de fabrication des guides d'ondes optiques par diffusion thermique

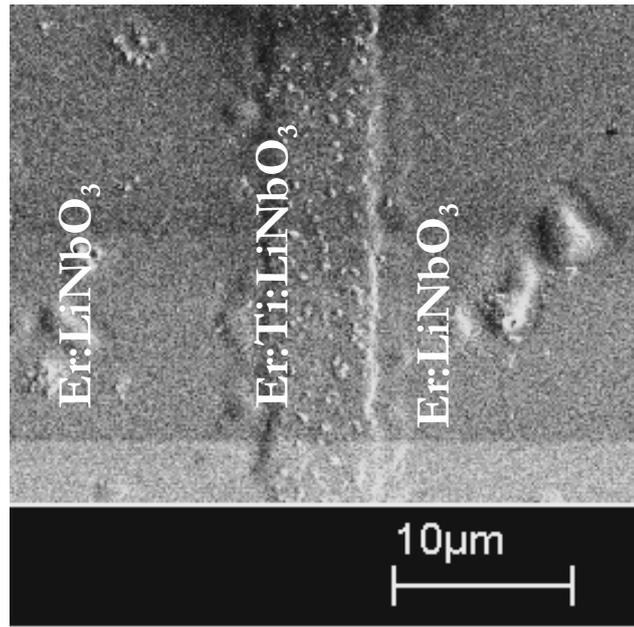


Figure IV.3 : Guide d'onde de largeur  $W=7\mu\text{m}$  fabriqué par diffusion thermique  $\text{Ti:Er:LiNbO}_3$  (photo MEB réalisé à FEMTO-ST- Besançon en 2008).

### 2.3 Fabrication du cristal photonique par gravure du substrat

Des cristaux photoniques bidimensionnels ont été obtenues par perçage du substrat. Ce perçage est réalisé par faisceau d'ions focalisés FIB « Focused Ion Beam » [IV-13]. La gravure par cette technique est de type ionique et elle s'effectue individuellement, trou par trou et d'une manière directe.

La résolution spatiale élevée, et la possibilité de graver les trous directement sur la surface du substrat, rendent la gravure par FIB une des meilleurs techniques utilisées pour réaliser des motifs d'une grande précision submicrométrique [IV-14]. Le seul inconvénient c'est le temps nécessaire à la réalisation des motifs qui dépend du nombre de trous et la profondeur gravée. Par exemple il faut prévoir une minute, dans notre cas, pour graver un seul trou d'air de profondeur  $1\mu\text{m}$  dans un réseau triangulaire de diamètre  $290\text{nm}$  de période  $540\text{nm}$ , le temps nécessaire pour graver le motif total (780 trous) c'est environ 12 heures.

Une seule contrainte à respecter c'est la métallisation de la surface du substrat et sa mise à la terre pour éviter l'accumulation des charges. Les étapes de fabrication sont schématisées sur la figure IV.4.

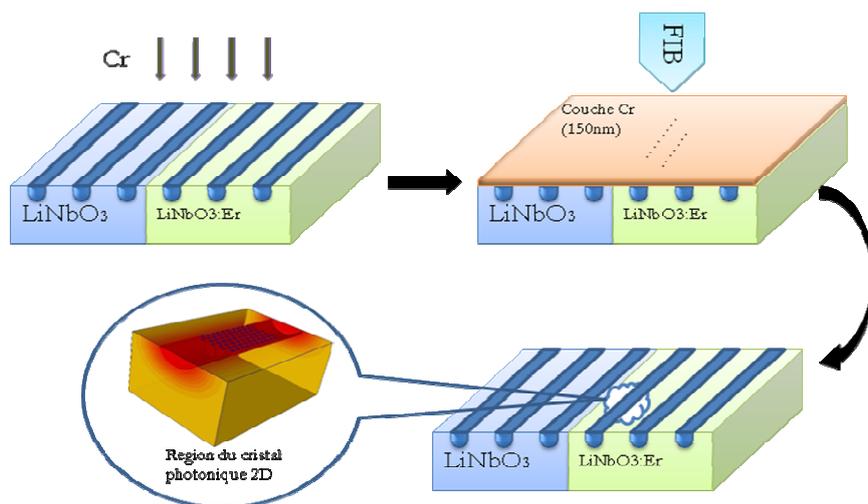


Figure IV.4 : Etapes de fabrication des nanostructures sur niobate de lithium par la technique FIB

Les étapes essentielles de la technique de gravure par FIB sont :

- La première étape consiste à déposer une couche métallique de Chrome Cr sur le substrat par pulvérisation. Ce dépôt est obtenu par évaporation sous vide au moyen d'un canon à électrons. Cette couche métallique sert à la mise à la terre pour décharger les électrons. L'épaisseur de cette couche est de 20 nm et ne change pas l'efficacité de gravure.
- La seconde étape est la gravure par FIB, l'échantillon est placé sur la platine puis introduite dans la chambre vide du FIB, ensuite l'échantillon est aligné et le diaphragme est réglé. Le FIB est commandé par un ordinateur équipé d'un logiciel de commandes, une interface graphique permet de définir les motifs à réaliser. Les ions utilisés sont Gallium  $\text{Ga}^+$ , ces ions extraits de la source à métal liquide « LMIS Liquid Metal Ion Source » sont émis avec un courant de 300pA et ils sont accélérés à une énergie de 30 keV. Le faisceau d'ions est focalisé avec des lentilles électrostatiques sur l'échantillon, le balayage et les commandes sont assurés par l'ordinateur.
- La dernière étape c'est la suppression de la couche de chrome par « Cr etching ».

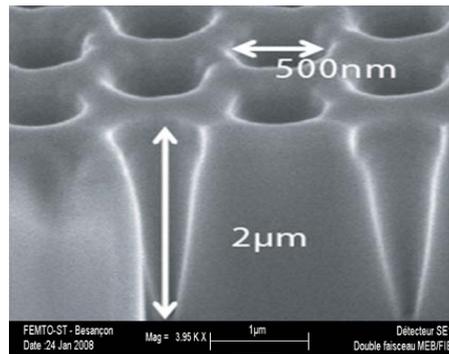


Figure IV.5 : Photo MEB d'une coupe de substrat  $\text{LiNbO}_3$   
(Réalisé à FEMTO-ST- Besançon en janvier 2008).

Le niobate de lithium est parmi les matériaux particulièrement difficiles à graver. La gravure de ce matériau fait apparaître un problème dont l'effet indésirable ne peut pas être évité, c'est le redépôt du matériau sur les parois des trous au cours de sa gravure. Les formes des trous obtenues par gravure FIB sont proches des cônes au lieu d'être des cylindres (Figure IV.5). Les parois des cylindres sont inclinées vers l'intérieur. Cette inclinaison s'explique par redéposition du matériau au cours de sa gravure. Chaque fois qu'on grave le niobate de lithium, une grande quantité de la matière enlevée vient se redéposer sur les parois gravées. La conséquence la plus importante de cet effet concerne le diamètre  $D=2r$  qui n'est pas constante en se déplaçant sur l'axe  $y$ , le diamètre est décroissant et dépend de la pente d'inclinaison tandis que la période  $a$  est constante, ce qui rend le rapport  $r/a$  décroissant suivant la profondeur c'est-à-dire sur l'axe  $y$ , la diminution du rapport  $r/a$  introduit une diminution de la largeur de la bande interdite photonique et un déplacement de la fréquence réduite [IV-15]. Sur la figure III.3 du chapitre précédent la largeur de la bande interdite photonique est représentée en fonction du rapport  $r/a$  pour les deux polarisations, nous remarquons que dans notre cas (polarisation TM) une erreur relative de  $r$  (-10% à +40%) avec  $a$  constante entraîne une faible variation de la largeur de la bande interdite ( $\sim \pm 10\%$ ) avec une fréquence réduite  $a/\lambda$  constante, en plus la largeur de la bande interdite  $0.326 < a/\lambda < 0.364$  et la bande d'émission d'erbium de 50nm aux alentours de 1550 nm, permettent une erreur relative  $\sim \pm 3\%$  sur la période «  $a$  » à «  $r$  » constant, donc heureusement une légère variation du rapport  $r/a$  n'entraîne pas un grand changement de la largeur de la bande interdite ni un grand déplacement de la fréquence réduite, mais il est très important de réduire au maximum cet effet.

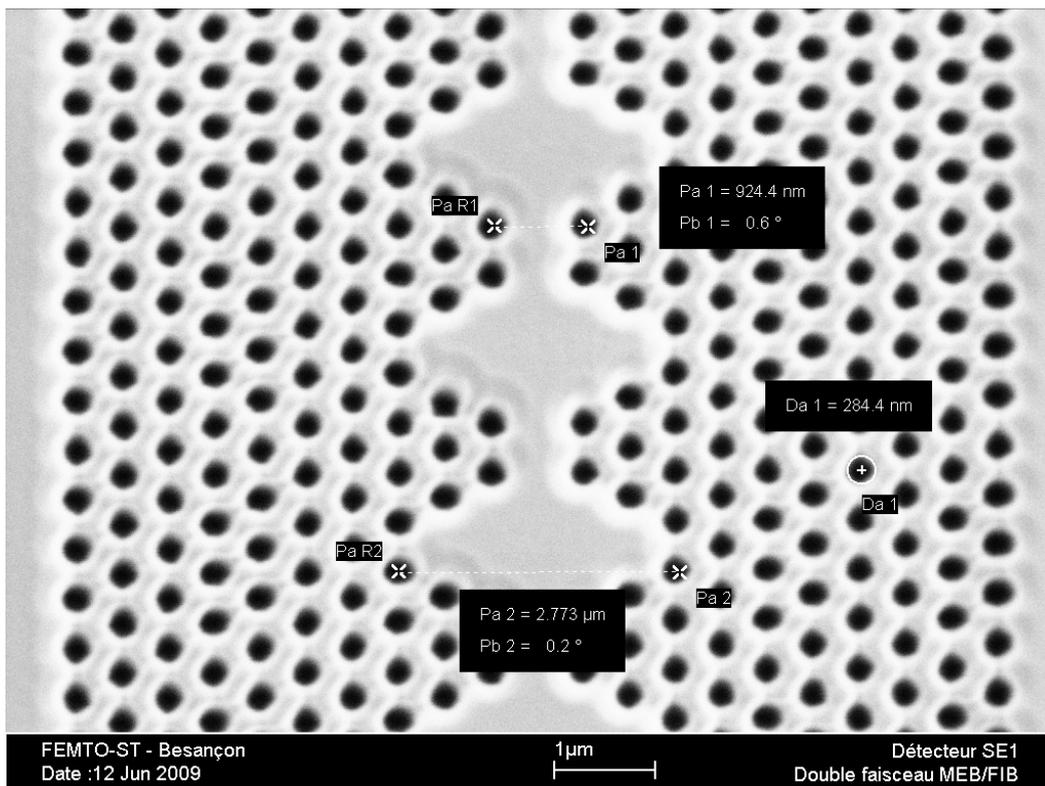


Figure IV.6 : Photo MEB de l'échantillon passif  $Ti:LiNbO_3$   
(Réalisé à FEMTO-ST- Besançon en janvier 2009).

Il existe des solutions pour réduire le redépôt :

- usage de  $XeF_2$  gaz pour éliminer le Nb diminuant ainsi le dépôt de  $LiNbO_3$
- si la commande électronique du FIB est rapide et sa résolution est élevée, on peut le programmer pour graver les parois avec un temps plus grand que le bas du trou.

Les diamètres et les hauteurs des trous gravés varient de ceux demandés (figure IV.5) et (figure IV.6). En pratique il faut programmer un diamètre un peu moins pour arriver au diamètre désiré, de même il ne faut pas dépasser un rapport de 5 entre la hauteur le diamètre et du trou pour avoir des résultats acceptables.

Sur la figure IV.7, le motif inséré dans le logiciel de pilotage du FIB est représenté. La comparaison du résultat obtenu par gravure du FIB de l'échantillon passif (figure IV.8) avec le motif demandé (figure IV.7), nous permet de conclure que la gravure est aléatoire et non uniforme. Le diamètre demandé  $D= 291,6$  nm et le diamètre obtenu après gravure  $284,4$  nm, l'erreur relative  $\sim 2,5\%$ . L'alignement de LOM mesuré est  $Pa_1= 924,4$  nm avec un désalignement de  $0,6^\circ$  au lieu de  $935,3$  nm, pour  $Pa_2= 2,773$   $\mu m$  et un désalignement de  $0,2^\circ$  au lieu de  $2,8059$   $\mu m$ .

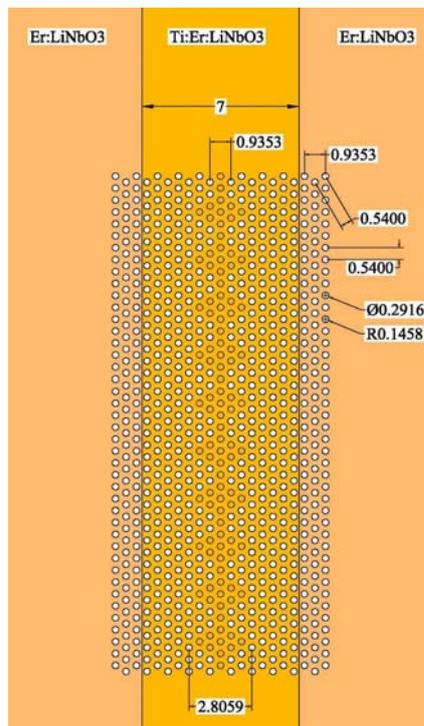


Figure IV.7 : Motif calculé, simulé et inscrit dans le logiciel du FIB pour la fabrication

Une comparaison est présentée au tableau IV.1 entre la structure calculée et la structure obtenue sur les deux échantillons actif et passif, avec les mêmes paramètres de gravure par FIB. Cette comparaison nous permet de conclure que la gravure est plus aisée sur l'échantillon dopé erbium (Figure IV.9) qui se traduit par des trous de diamètres plus grandes que sur l'échantillon non dopé. Par intuition, le fait de doper le niobate de lithium le rend moins dur.

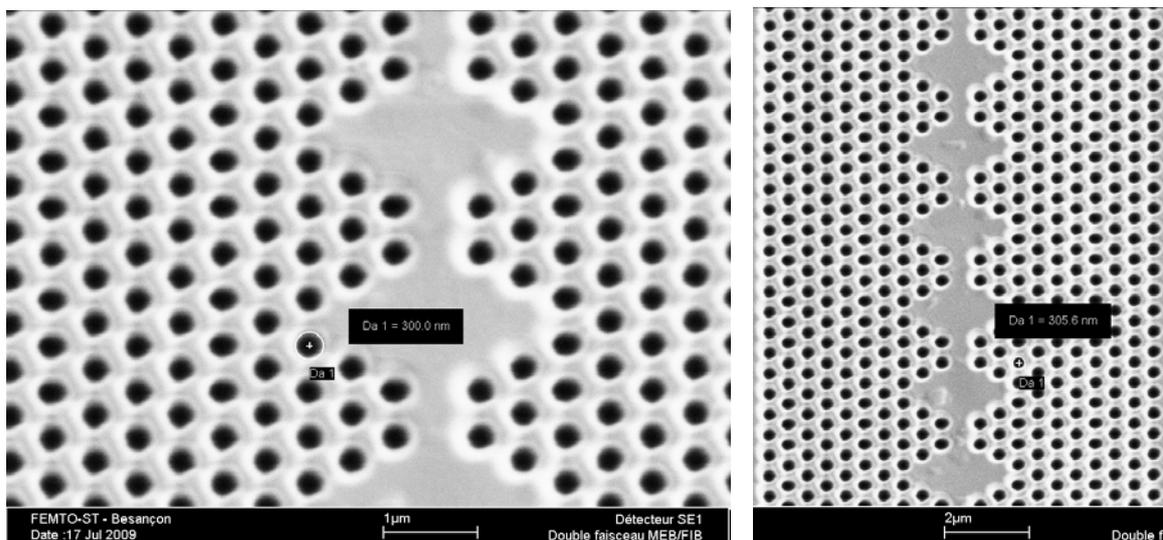


Figure IV.8 : Photos LOM obtenu par MEB de l'échantillon actif  $Er:Ti:LiNbO_3$   
(Réalisé à FEMTO-ST- Besançon en juillet 2009).

Paramètres	Echantillon passif	Echantillon actif	Motif théorique demandé
Diamètre d'un trou $D=2r$	284,4 nm	305,6 nm	291,2 nm
Période $a$	521 nm	546 nm	540 nm
Distance $Pa_1$	924,4 nm	948 nm	935,3 nm
Distance $Pa_2$	2773 nm	2875 nm	2805,9 nm
Désalignement	0,6°	0,21°	0°

Tableau IV. 1: Comparaison entre les paramètres du LOM obtenu par MEB de l'échantillon actif  $Er:Ti:LiNbO_3$  et de l'échantillon passif  $Ti:LiNbO_3$  avec le LOM théorique calculé

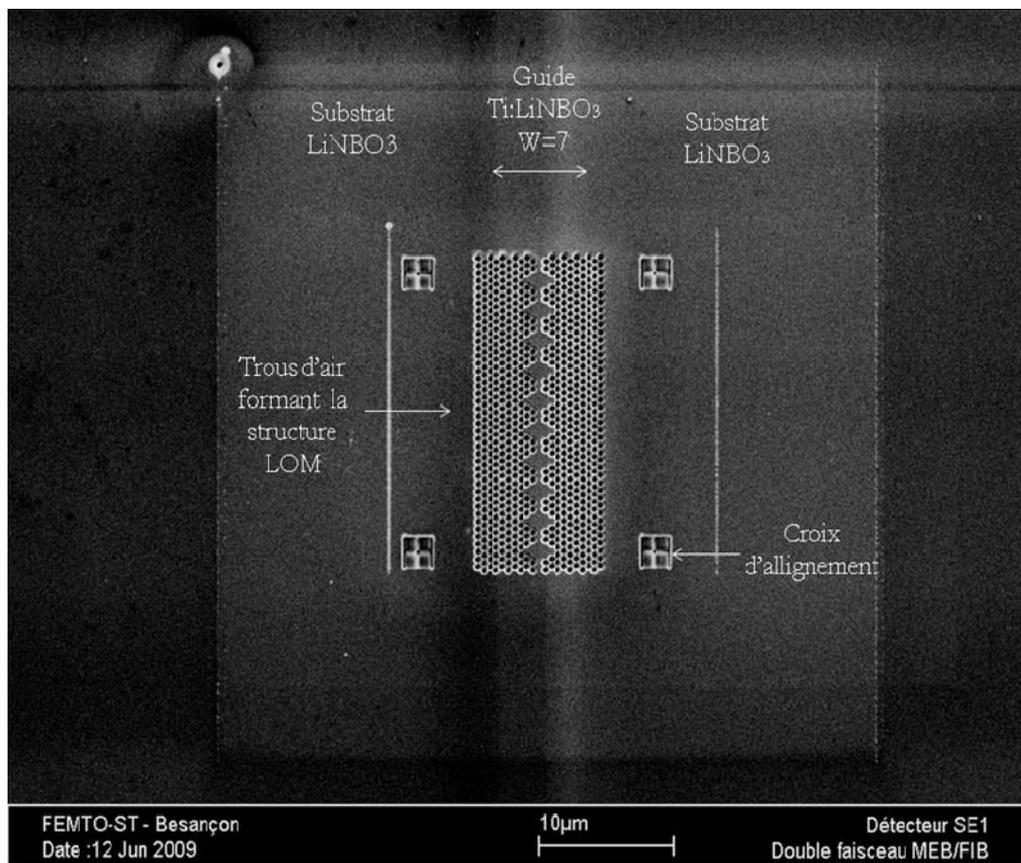


Figure IV.9 : Photo MEB du LOM passif grave dans un guide de titane (Réalisé à FEMTO-ST- Besançon en juin 2009).

### 3 Caractérisations optiques et spectroscopie

Deux séries de mesures ont été réalisées sur deux échantillons pour valider les résultats de simulations obtenus dans le chapitre précédent, une série sur l'échantillon non dopé et une autre série sur l'échantillon dopé partiellement par l'erbium. Le LOM est gravé sur deux guides choisis sur les deux différents échantillons.

Le but des expériences à mener est d'étudier la réponse spectrale de LOM connectés avec des guides classiques en  $\text{Ti}:\text{LiNbO}_3$ . Pour cela, les échantillons sont clivés afin d'injecter la lumière dans ces guides. Après avoir interagi avec la structure, la collection de la lumière se fait par l'autre face clivée pour les mesures en transmission.

Par expérience on sait que les mesures dépendent très fortement de conditions de couplage. Des précautions de couplage ont été prises, durant les manipulations, entre les échantillons et les fibres à l'injection et à la récupération du signal pour éviter des mesures erronées. La répétition des manipes plusieurs fois sur plusieurs guides et sur les deux échantillons, nous permet de dire que les mesures sont reproductibles.

#### 3.1 Banc de mesure

Le schéma général du banc de mesure est présenté sur la figure IV.10. Le montage expérimental est constitué d'une source de sortie fibrée dont le faisceau est collimaté et injecté dans le guide d'onde à l'aide des objectifs de microscope de grossissements nominaux X25. L'utilisation de ces deux objectifs, en sens opposé l'un par rapport à l'autre est nécessaire pour adapter les ouvertures des éléments utilisés. L'injection aura alors un diamètre d'environ  $7\ \mu\text{m}$  sur l'échantillon proche de la largeur  $W$  du guide  $\text{Ti}:\text{LiNbO}_3$ .

Le microscope permet ici de visualiser l'échantillon et faciliter le couplage à l'entrée du guide.

En fin de parcours, le faisceau est collecté grâce aux deux autres objectifs de microscope utilisés pour coupler la sortie du guide à la fibre de sortie qui l'amène à l'entrée de l'analyseur de spectre (OSA) qui sert à mesurer la transmission.

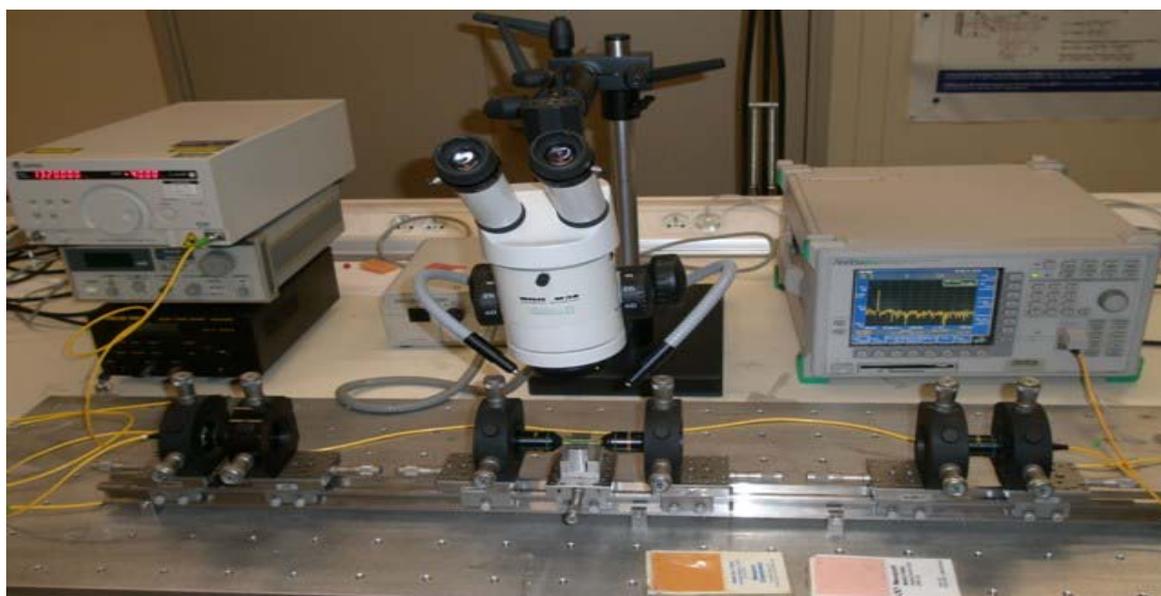
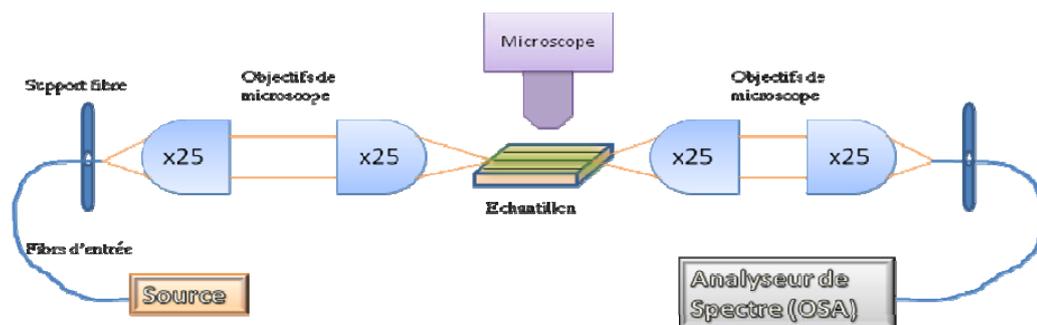


Figure IV.10 : Schéma de principe et banc de caractérisation optique

### 3.2 Mesures optiques sur l'échantillon passif

#### 3.2.1 Description de l'échantillon passif

La caractérisation de l'échantillon passif est effectuée sur un substrat de niobate de lithium de coupe X propagation Z. Une série de guides d'ondes est créée, sur un échantillon de 4cm de long, par diffusion thermique de rubans de titane de 8  $\mu\text{m}$  de large, 80nm d'épaisseur, diffusé pendant 10 heures à 1050  $^{\circ}\text{C}$ . Comme on a vu avant ce choix permet de créer des guides d'ondes monomode à 1,5  $\mu\text{m}$  de faibles pertes. L'espacement entre les guides diffusés est de 100  $\mu\text{m}$ . Les faces d'entrée et de sortie des guides sont polies perpendiculairement à la direction de propagation afin de favoriser le couplage des ondes à l'injection.

La gravure de LOM, par la technique FIB, est effectuée sur l'un des guides de l'échantillon non dopé. Ce guide est appelé LOM passif ou LOM non dopé, il est formé de 780 trous d'air de

diamètre 291nm et de période  $a= 540\text{nm}$  gravés directement et d'une manière symétrique sur  $\text{Ti}:\text{Er}:\text{LiNbO}_3$ . Parmi la série des guides, deux ont été pompés optiquement, l'un d'eux est choisi comme référence et l'autre c'est le guide LOM passif.

### 3.2.2 Spectroscopie

Dans la pratique, les difficultés sont liées à la taille microscopique des guides surtout dans la direction perpendiculaire à l'échantillon et à l'étendue spectrale désirée importante (900nm-1600nm).

Pour choisir la position de la photoluminescence sur l'échantillon, on ne déplace pas la source, mais l'échantillon lui-même, qui peut être translaté suivant  $x$ . En effet, afin de s'assurer que l'injection reste bien nette à une distance constante du bord clivé, l'échantillon est monté sur une tête goniomètre avec une degré de liberté en translation suivant  $x$ , lors de l'injection dans plusieurs guides de l'échantillon.

Les résultats de simulations de transmission présentés dans le chapitre précédant couvrent une large plage de longueurs d'onde entre (900nm-1600nm). La limite inférieure est due à l'absorption intrinsèque de l'erbium à 980nm et la limite supérieure à l'émission de l'Erbium à 1530nm. De plus, cette gamme de longueurs d'onde contient les domaines des télécommunications optiques.

La meilleure solution disponible adoptée est l'utilisation de plusieurs types de sources :

- a- Une diode laser fibrée émettant dans la proche infra rouge à 980 nm et fournissant une puissance maximale de 50mW.
- b- Une source laser accordable en longueur d'onde émettant dans la bande 1280nm-1360nm.
- c- Une source laser « Tunics » accordable en longueur d'onde émettant dans la bande 1480nm-1600nm, de puissance maximale 1mW.

Pour des raisons de normalisation nous utilisons une puissance de 1mW pour les 3 sources utilisées.

### 3.2.3 Résultats et discussions

L'évolution des courbes des puissances mesurées à la sortie par l'OSA en fonction des longueurs d'ondes sont représentées sur les figures IV.11, 13, 14.

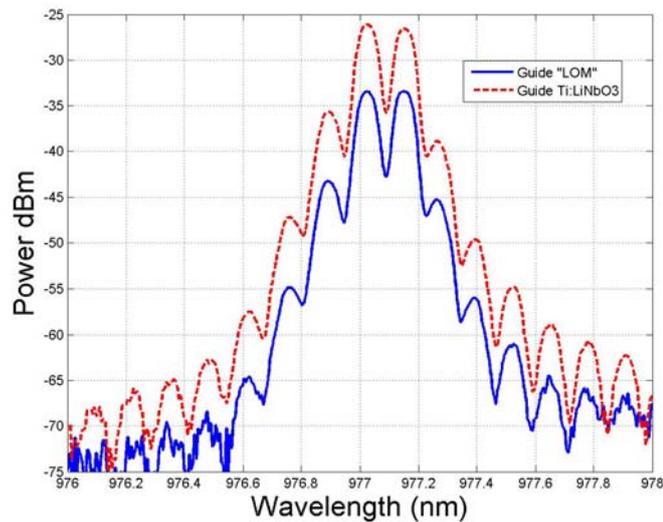


Figure IV.11 : Mesure et relevé du spectre à 980 nm du guide référence et du guide LOM

- La figure IV.11 représente les puissances mesurées à la sortie du guide géométrique de référence  $\text{Ti:LiNbO}_3$  et à la sortie du guide LOM en fonction de la longueur d'onde, la source utilisée est la diode laser fibrée émettant à 980 nm avec une puissance source de 1mW. Cette figure montre une atténuation de 8.4 dB résultant de l'insertion de LOM au milieu du guide. Sur la figure IV.12 des photos infrarouge prises pour les deux guides, l'emplacement de LOM est très visible à cause de l'atténuation de la lumière à la sortie du LOM qui fonctionne comme une constriction à cette fréquence ce qui explique l'éblouissement de la lumière.
- La figure IV.13 représente les puissances mesurées à la sortie du guide géométrique  $\text{Ti:LiNbO}_3$  et à la sortie du guide LOM en fonction de la longueur d'onde, la source utilisée est la source laser accordable en longueur d'onde émettant dans la bande 1280nm-1360nm avec une puissance source de 1mW. Cette figure montre une atténuation élevée de 24 dB au alentour de 1320nm expliquée par une bande interdite photonique résultant de l'insertion de LOM au milieu du guide.

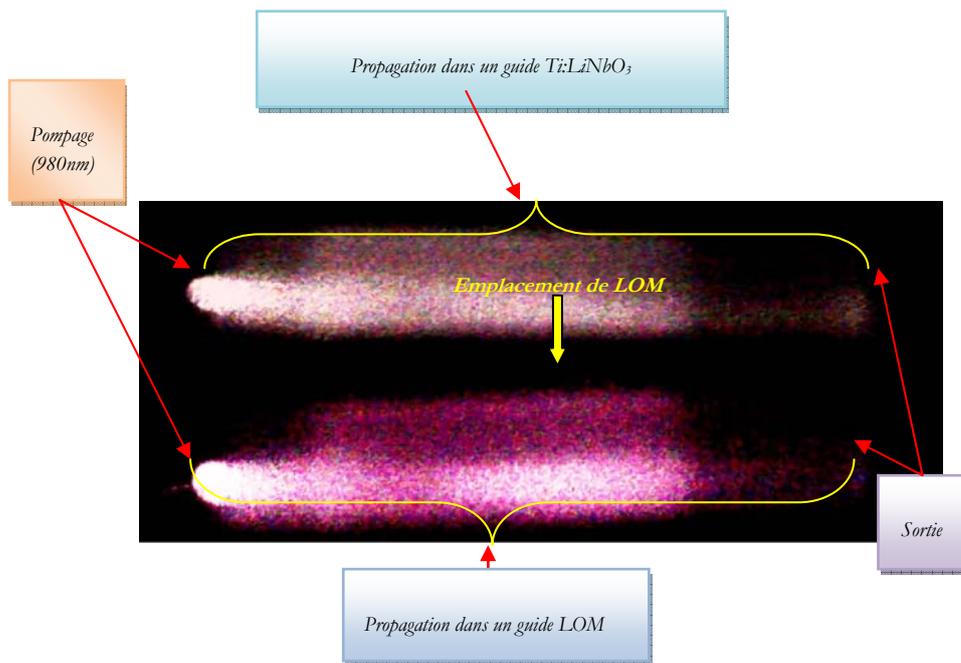


Figure IV.12 : Photo infrarouge pour pompage 980 nm dans les deux guides

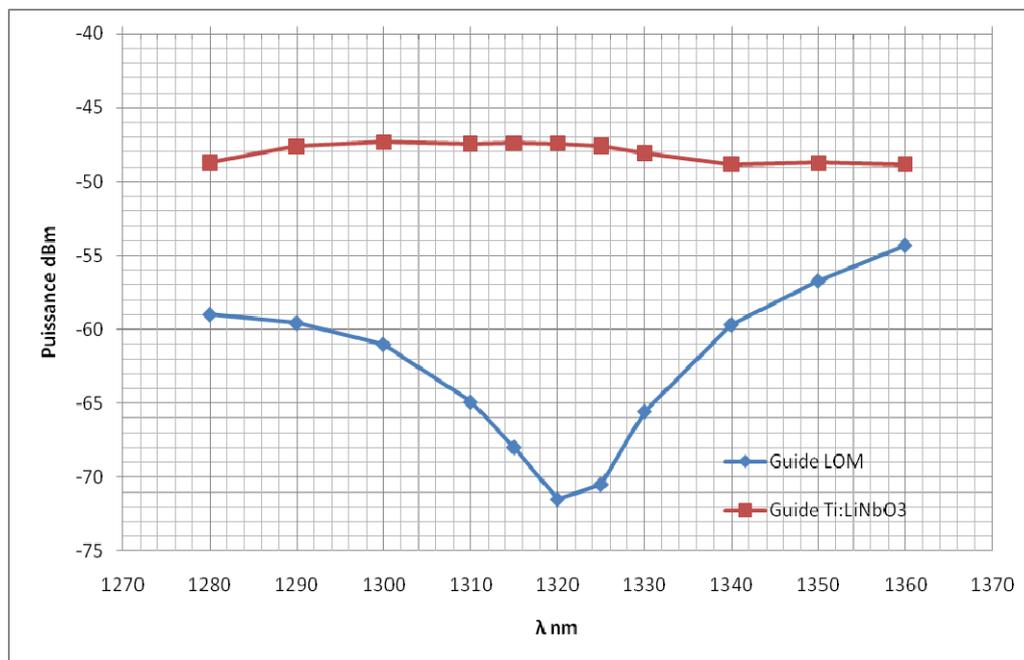


Figure IV.13 : Mesure et relevé du spectre de 1280 à 1360 nm du guide référence et du guide LOM

- La figure IV.14 représente les puissances mesurées à la sortie du guide géométrique Ti:LiNbO<sub>3</sub> et à la sortie du guide LOM en fonction de la longueur d'onde, la source utilisée cette fois c'est le tunicus une source laser accordable en longueur d'onde émettant dans la bande 1480nm-1580nm avec une puissance source de 1mW. Cette figure montre que notre structure LOM est transparente au alentour de 1560 nm (le point d'intersection des deux courbes de puissance). l'atténuation commence à augmenter en s'éloignant de cette longueur d'onde.

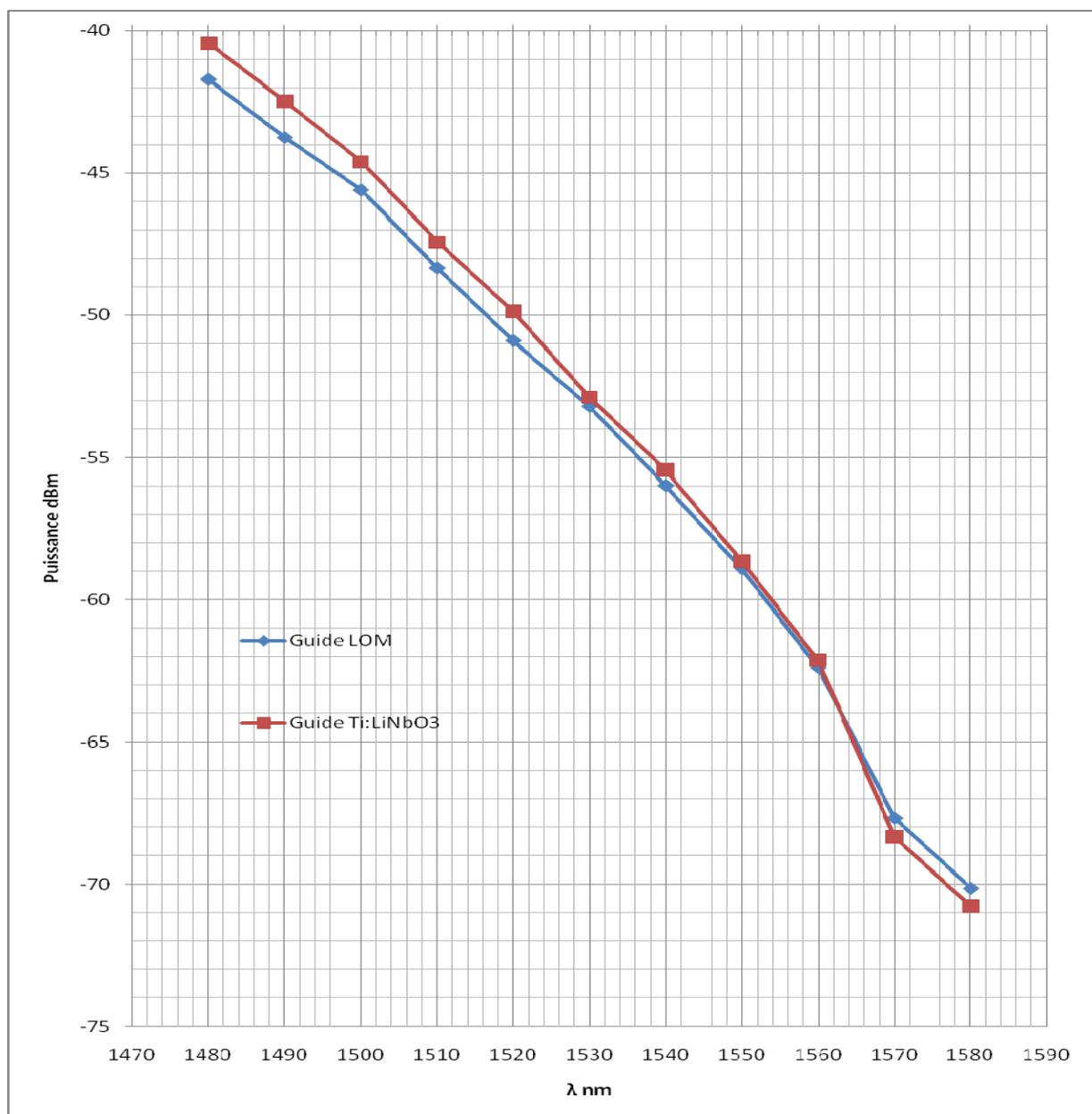


Figure IV.14 : Mesure et relevé du spectre de 1480 à 1580 nm du guide référence et du guide LOM

Ces courbes sont les résultats de mesures de puissance sur une large bande. On peut constater qu'autour 1550nm le guide LOM permet de transmettre la puissance sans atténuation remarquable, ce qui permet de dire que le guide LOM est transparent vis-à-vis la puissance transmise à cette longueur d'onde tandis que pour la longueur d'onde 980 nm une atténuation de plus de 8dB a été mesurée, ces résultats sont très intéressants surtout pour une fonction d'amplification sur niobate de lithium dopé erbium. Sur la figure IV-15, le spectre d'une nouvelle simulation est présenté autour 980nm, on observe un creux de transmission autour 975nm ce qui justifie l'atténuation à cette longueur d'onde.

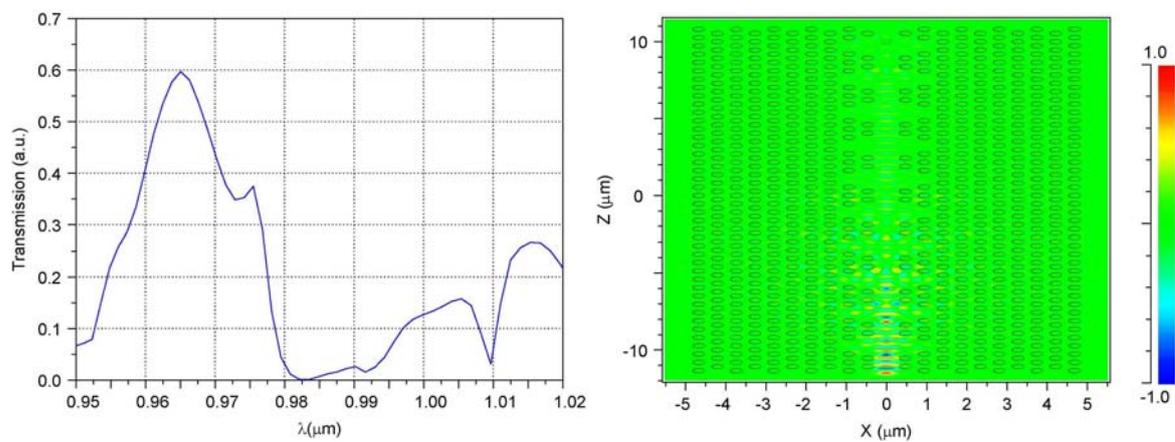


Figure IV.15 : Présentation du spectre et du champ local à 980nm obtenus par simulation du guide LOM en mode TM dans la direction  $\Gamma K$  d'un réseau triangulaire de trous d'air  $r/a=0,27$  dans  $LiNbO_3$

Un autre phénomène intéressant remarquable, c'est l'inhibition de propagation à 1320 nm. En effet une atténuation de plus de 24 dB a été mesurée à 1320 nm. Ce phénomène peut être exploré pour réaliser des fonctions utiles pour l'optique intégré. Les résultats de simulation autour de 1320 nm sont représentés dans la figure IV.16.

La gravure de LOM sur l'échantillon actif sera explorée dans la prochaine section.

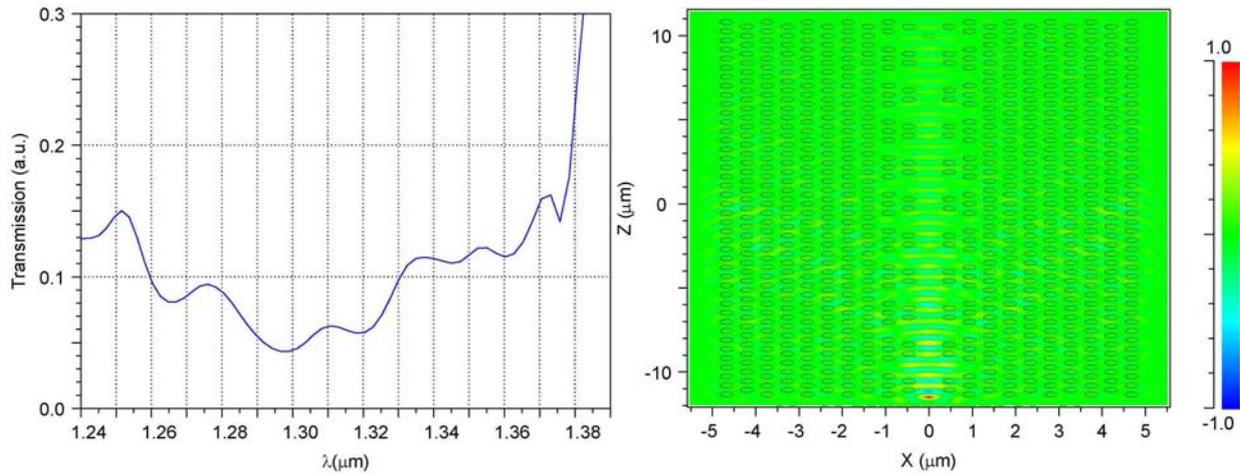


Figure IV.16 : Présentation du spectre et du champ local à 1320nm obtenus par simulation du guide LOM en mode TM dans la direction  $\Gamma\text{K}$  d'un réseau triangulaire de trous d'air  $r/a=0,27$  dans  $\text{LiNbO}_3$

### 3.3 Caractérisation de l'échantillon dopé

#### 3.3.1 Description de l'échantillon dopé

L'échantillon dopé est choisi de la même configuration que l'échantillon non dopé c'est-à-dire un substrat de niobate de lithium de coupe X propagation Z de 4cm de long dopé par une couche d'erbium d'épaisseur 15nm, le dopage d'erbium se fait pendant 100 h à une température de 1130 °C. Une série de guides d'ondes est ensuite créée par diffusion de rubans de titane de 8  $\mu\text{m}$  de large, 80nm d'épaisseur, diffusé pendant 10 heures à 1050°C. L'espacement entre les guides diffusés est de 100  $\mu\text{m}$ .

Les conditions de fabrication des guides d'ondes ne permettent pas à la fluorescence à 550 nm d'être guidée. L'émission verte à 550 nm est observable depuis le dessus de l'échantillon car la fluorescence est émise de manière isotrope.

Les faces d'entrée et de sortie des guides sont polies perpendiculairement à la direction de propagation afin de favoriser le couplage des ondes à l'injection.

Comme dans le cas de l'échantillon passif, la gravure de LOM par la technique FIB est effectuée sur l'un des guides appelé guide LOM dopé, il comporte 780 trous gravés de diamètre 291nm et de période  $a=540\text{nm}$ . Parmi la série des guides, deux ont été pompés optiquement, l'un d'eux est choisi comme référence et l'autre c'est le guide LOM dopé.

### 3.3.2 Spectroscopie du niobate de lithium dopé erbium en présence du LOM

On a également pu comparer les relevés du spectre de transmission dans le proche infrarouge de l'échantillon dopé au cas de guide d'onde réalisé par diffusion de titane  $\text{Ti}:\text{Er}:\text{LiNbO}_3$  considéré comme un guide de référence et le guide LOM  $\text{Ti}:\text{Er}:\text{LiNbO}_3$ .

Le montage expérimental est réalisé de la façon suivante : une source blanche sert de source à spectre large entre 1250 nm et 1600 nm, cette source est injectée dans le guide référence dont la sortie est récupérée par un spectromètre à réseau de 0,7 nm de résolution. Le spectre ainsi mesuré sert de référence. La même source est ensuite injectée dans le guide LOM. La figure IV.17 précise les spectres de transmission établis grâce aux deux guides.

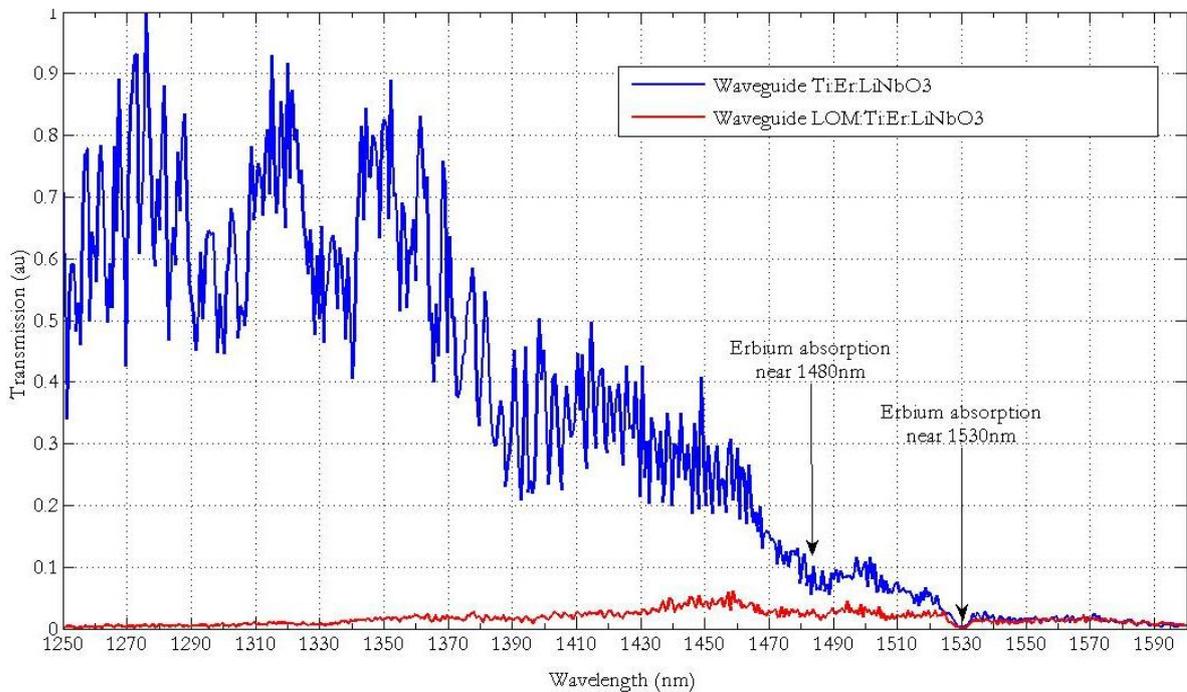


Figure IV.17 : Spectre expérimental de la transmission normalisée collectée à la sortie du guide LOM et du guide référence  $\text{Ti}:\text{Er}:\text{LiNbO}_3$  (expérience réalisée par l'institut FEMTO-ST en juillet 2010)

La figure IV.18 poursuit la comparaison, sur l'échelle logarithmique pour mieux visualiser la différence entre les deux spectres. Comme l'injection est identique dans les deux guides, on doit retrouver la contribution du LOM en faisant la différence entre le spectre de transmission du guide référence et le spectre de transmission du guide LOM, cette contribution est présentée par la courbe noire pointillée, cette courbe confirme les résultats précédents et montre que le LOM introduit en général une atténuation décroissante par rapport au guide référence pour arriver à une transparence aux alentours 1550 nm.

On peut citer quelques points pour discuter les résultats obtenus :

- 1- La contribution du LOM apparaît clairement comme la déformation totale du spectre de transmission. L'aspect ascendant de la transmission entre 1250nm et 1460nm prouve que notre structure LOM est parfaitement adaptée pour favoriser l'émission autour 1550nm.
- 2- L'absorption d'erbium entre [1460nm-1580nm] apparaît clairement sur les deux guides Référence et LOM, même allure que la figure I-6. En plus on peut dire que la gravure du LOM n'a pas diminuée l'absorption d'erbium, nous savons que la gravure diminue le nombre total des atomes erbium. Une augmentation de la section efficace d'absorption d'erbium autour 1531nm de  $\sim 10$ dB qui entraîne une augmentation de la section efficace d'émission ce qui se traduit par une amplification de 8 dB à 1531nm.
- 3- La transmission obtenue pour le LOM passif ou non dopé, qui montre que le LOM est transparent autour 1550nm et une atténuation de 13dB autour 980nm est confirmée par les nouveaux résultats.
- 4- On retrouve le creux ou la bande interdite photonique autour 1320nm présenté dans la figure IV-13 pour le «LOM non dopé » sur le relevé du spectre du « LOM dopé » (figure IV.18).

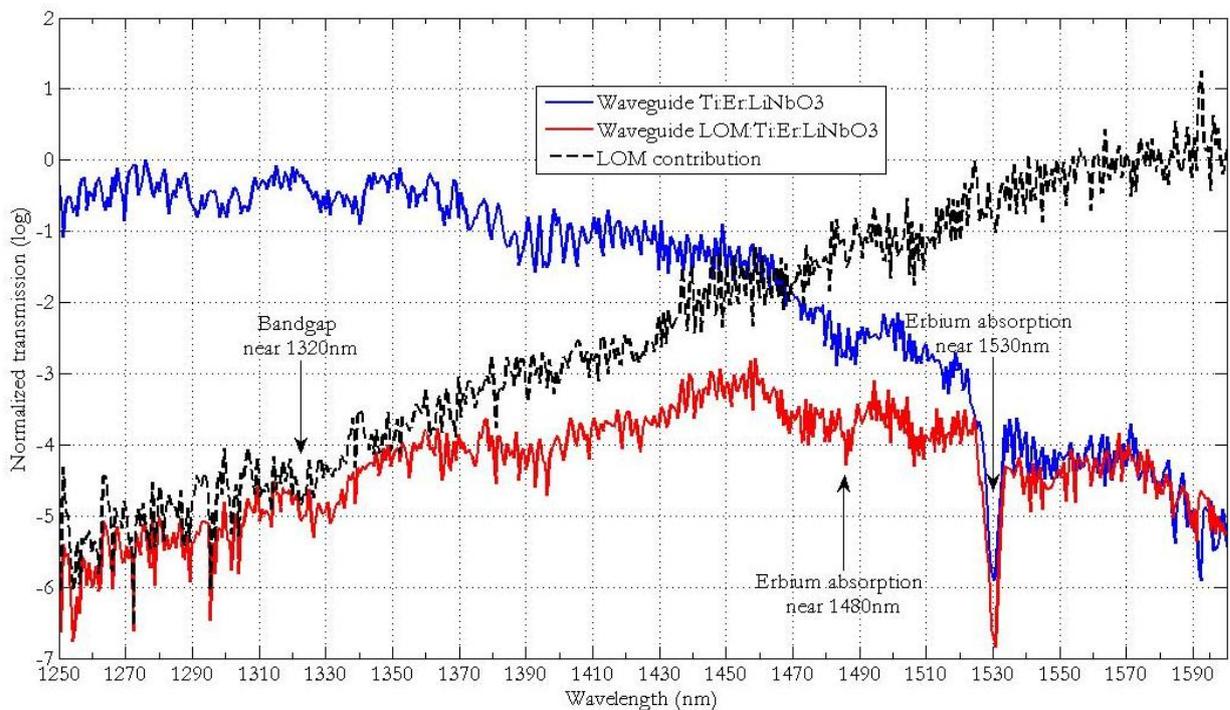


Figure IV.18 : Spectre expérimental de la transmission normalisée sur échelle  $\log_{10}$  du guide référence et guide LOM en plus de la contribution de LOM (expérience réalisée par l'institut FEMTO-ST en juillet 2010)

### 3.3.3 Pompage optique et principe de la mesure

Pour choisir la bonne position d'injection optique on déplace l'échantillon monté sur une tête goniomètre avec une degré de liberté en translation suivant  $x$ . L'émission verte visible à 550 nm repère la bonne position de l'échantillon, lors de l'injection dans plusieurs guides.

Comme dans le cas du montage de caractérisation de l'échantillon passif ou non dopé (figure IV.8), le montage expérimental est le même mais cette fois la source est constituée seulement d'une diode laser de pompe à 980 nm dont le faisceau est collimaté et injecté dans le guide d'onde à l'aide d'un objectif de microscope. La sortie du guide d'onde est agrandie par un second objectif de microscope de fort grossissement. Le faisceau de sortie est collecté grâce à un autre objectif de microscope utilisé pour coupler la sortie du guide à la fibre de sortie qui l'amène à l'entrée de l'analyseur de spectre (OSA).

Un guide  $\text{Ti:Er:LiNbO}_3$  est choisi proche du guide LOM servant ainsi de référence si l'on suppose que les pertes à l'injection sont les mêmes pour tous les guides dopés (figure IV.19).

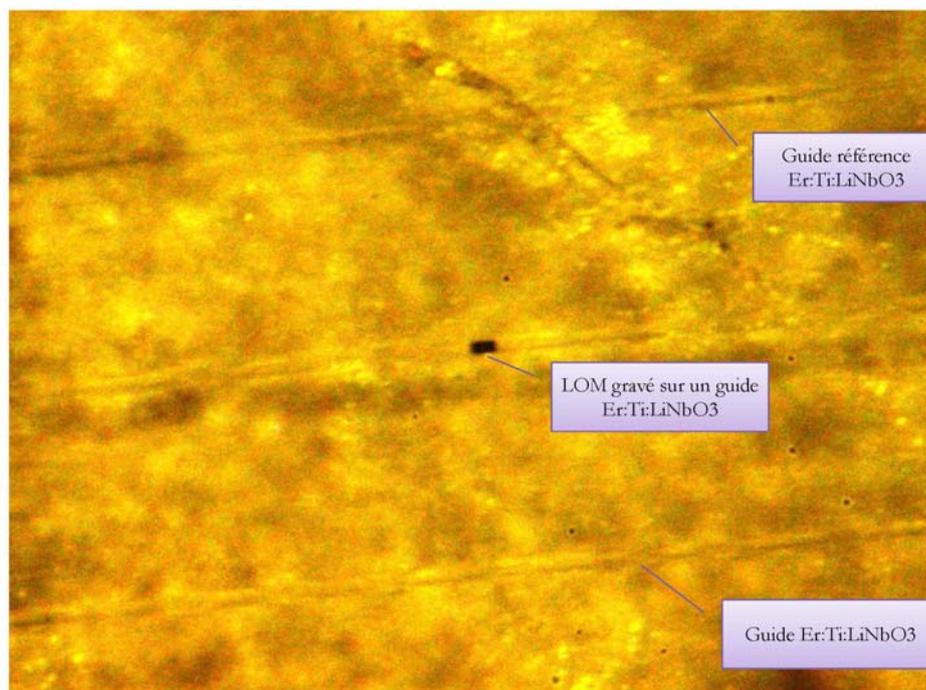


Figure IV.19 : Guides d'ondes de largeurs  $7\ \mu\text{m}$  fabriqués par diffusion thermique et espacés de  $100\ \mu\text{m}$  entre eux, un parmi eux est choisi pour graver le LOM

Les photographies IV.20 montrent la partie centrale du montage expérimental et l'aspect typique d'un guide d'onde dopé soumis au pompage à 980nm. L'émission verte à 550nm est observable depuis le dessus de l'échantillon. Ces photographies présentent l'émission verte respectivement dans le guide référence  $\text{Ti:Er:LiNbO}_3$  et dans le guide LOM.

L'atténuation de l'émission verte dans le guide LOM est visible et indique l'emplacement du LOM, de même l'atténuation de l'émission verte dans le reste du guide après le LOM prouve qu'une atténuation importante de la puissance aux alentours de 980nm est survenue suite à l'insertion du LOM.

Outre l'excitation intellectuelle certaine que procurent ces observations, des applications peuvent être envisagées pour réaliser des fonctions optiques originales et compactes, au sein même du guide. Une future étude concernant des applications sur des cristaux photoniques au vue du potentiel offert par tous les systèmes intégrés sur niobate de lithium, tant dans le domaine des sources lasers que dans celui des amplificateurs. On pourrait citer d'une manière non exhaustive la conversion de fréquences, la réalisation de micro sources bi longueurs d'onde 550nm et 1550nm.

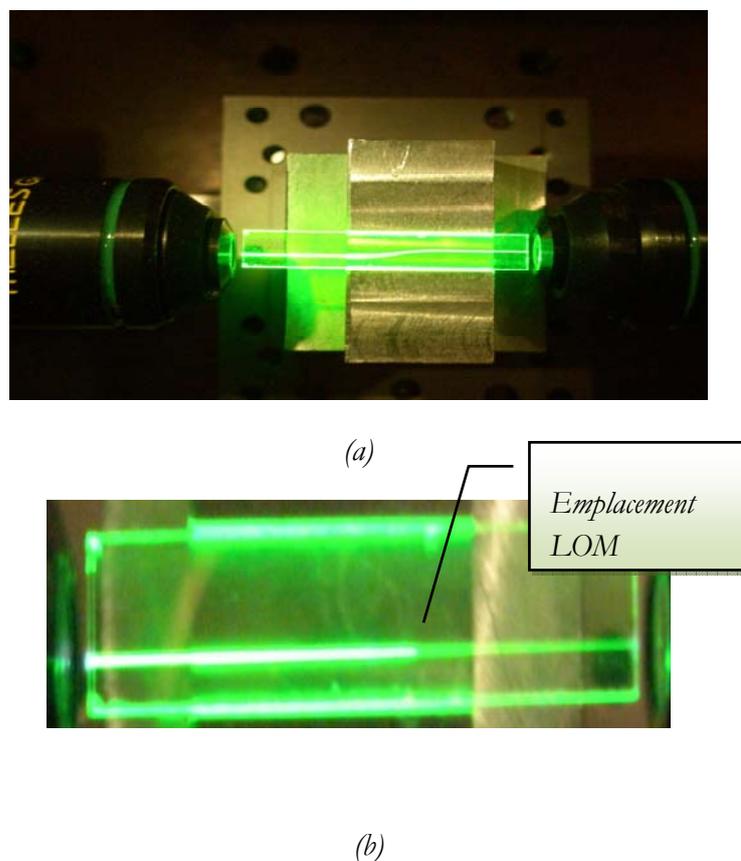


Figure IV.20 : a- Emission de fluorescence dans un guide d'onde référence :  $\text{Er:Ti:LiNbO}_3$   
b- Emission de fluorescence dans le guide LOM

### 3.3.4 Résultats et discussions

Les figures IV.21 et IV.22 présentent les spectres, respectivement du guide référence Er :Ti :LiNbO<sub>3</sub> et du guide LOM, mesurés par l'OSA. Les deux séries de mesures optiques réalisées sur les deux guides, montrent en premier lieu la faisabilité du dispositif LOM et l'obtention d'un amplificateur intégré sur niobate de lithium à base d'un cristal photonique 2D aux alentours de la longueur d'onde 1,55  $\mu\text{m}$ .

En terme de gain, le LOM gravé sur un guide Er:Ti:LiNbO<sub>3</sub> était conçu et prédéterminé pour redistribuer la puissance, en favorisant la transmission sur 1,55  $\mu\text{m}$ .

L'évolution des spectres de puissances transmises en fonction de la longueur d'onde est représentée sur la figure IV.23. On observe une amplification de la puissance dans la zone 1470 nm – 1630 nm. Cette figure confirme donc la fonction d'amplification du LOM gravé sur un guide Er:Ti:LiNbO<sub>3</sub>.

Un gain de 7.56dB est obtenu sur la longueur d'onde 1530 nm, en revanche une atténuation de 9.52dB est observée sur la longueur d'onde source à 980 nm.

La fonction de mesure de la puissance moyenne de l'OSA sur les zones autour de 1550 nm et 850 nm est présentée sur le tableau IV.3. Un gain de 9,2 dB dans la zone 1470 nm – 1630 nm contre une atténuation de 13,8 dB dans la zone 800 nm – 1050 nm avec un courant d'alimentation à 33°C de 199.5mA.

Pour détourner le problème de couplage à l'entrée et à la sortie des guides et l'atténuation résultante on peut faire une comparaison concernant la redistribution de la puissance c'est-à-dire la différence des puissances pics sur le même guide à 980 nm et à 1530 nm. Si l'atténuation est due à une perte à l'injection on doit avoir l'atténuation sur les deux longueurs d'onde, ce qui n'est pas le cas. Un  $\Delta P_{\text{REF}} = 50,12$  dB contre un  $\Delta P_{\text{LOM}} = 33,04$  dB ce qui montre sans aucun doute que le gain obtenu à 1530 nm est une conséquence de l'insertion de LOM, une redistribution de la puissance est produite, la perte à 980 nm se traduit par un gain à 1530 nm.

Les oscillations de l'ordre de  $\sim 2,5\text{nm}$  figurant sur le spectre (figure IV.24) viennent de l'imperfection de la diode laser fibrée émettant dans la proche infra rouge à 980nm, un petit calcul donne une longueur de  $\sim 0.2\text{mm}$  de la cavité responsable de ces oscillations, d'où l'on peut tirer que c'est un problème d'interconnexion de la fibre avec la diode.

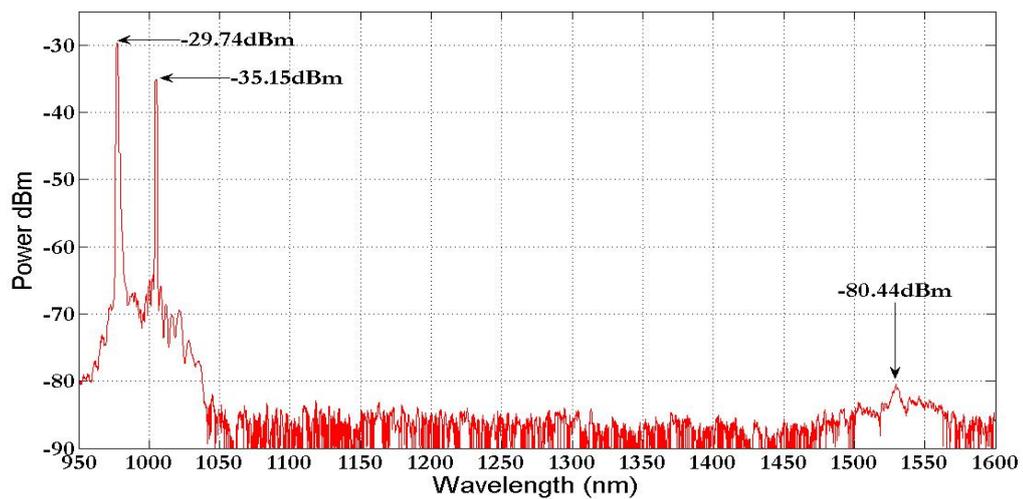


Figure IV.21- Spectre expérimental collecté à la sortie du guide référence : Er : Ti : LiNbO<sub>3</sub>

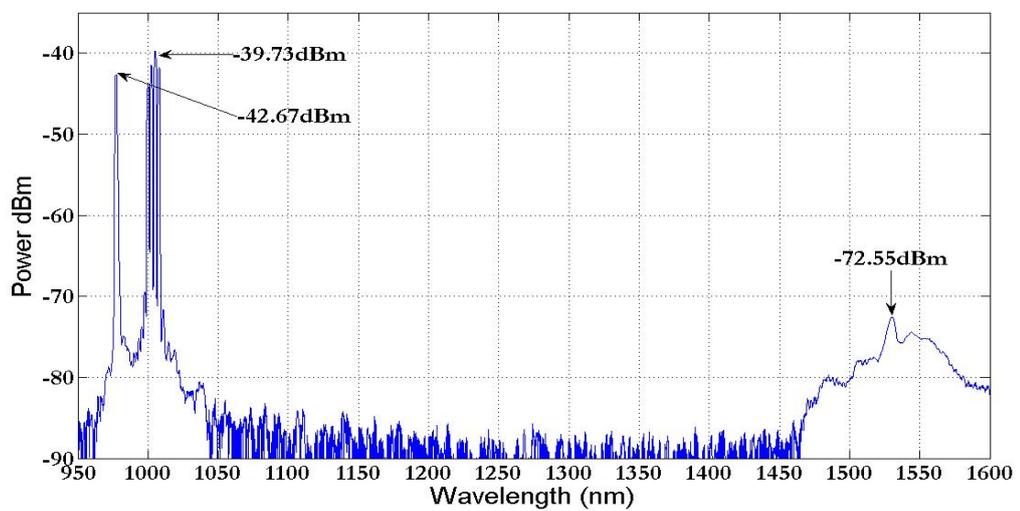


Figure IV.22- Spectre expérimental collecté à la sortie du guide LOM

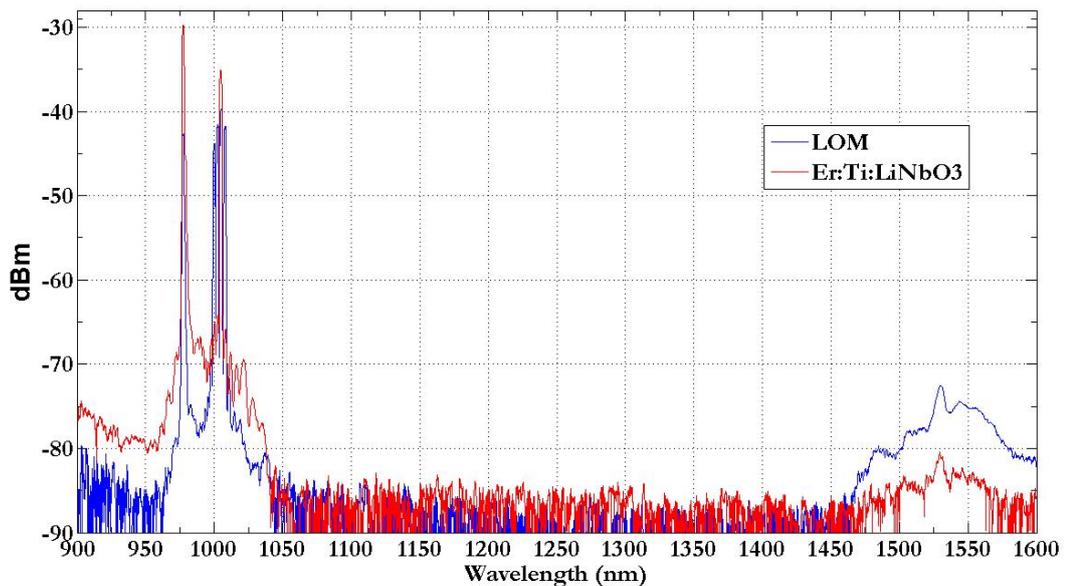


Figure IV.23 : Spectre large collecté à la sortie des deux guides.

La courbe rouge pour le guide référence la courbe bleue pour le guide LOM

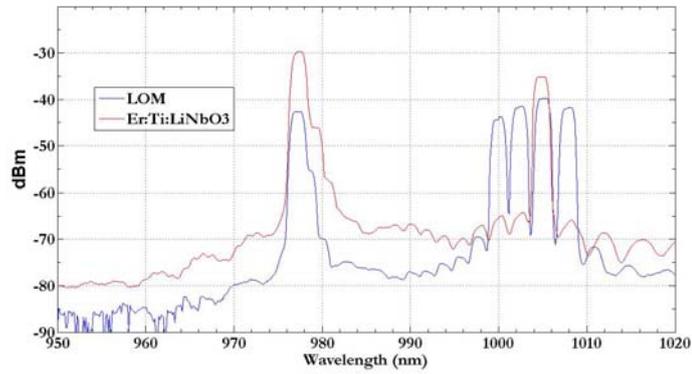


Figure IV.24 : Spectre autour de 980 nm collecté à la sortie des deux guides.  
La courbe rouge pour le guide référence la courbe bleue pour le guide LOM

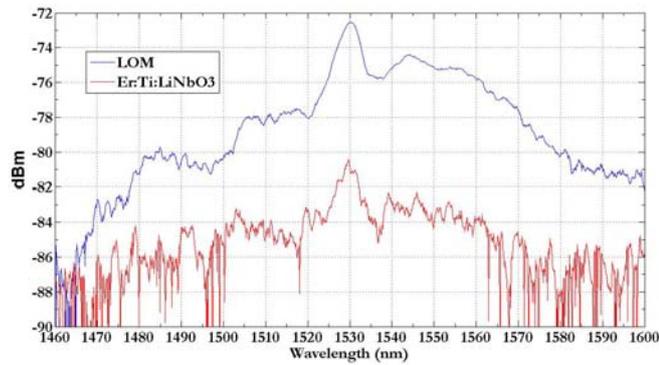


Figure IV.25 : Spectre autour 1530 nm collecté à la sortie des deux guides.  
La courbe rouge pour le guide référence la courbe bleue pour le guide LOM

Longueur d'onde	Courant d'alimentation de la diode laser 980 nm à 33°C	Puissance pic mesurée		Différence
		Guide référence	Guide LOM	
930 nm	199.5 mA	-29,8 dBm	-39,32 dBm	-10,48 dB
1530 nm	199.5 mA	-79,92 dBm	-72.36 dBm	7,56 dB
Différence		50.12 dBm	33.04 dBm	

Tableau IV. 2: Comparaison des puissances pics mesurées entre le guide référence et le guide LOM

Zones	Courant d'alimentation de la diode laser 980 nm à 33°C	Puissance moyenne mesurée		Différence
		Guide référence	Guide LOM	
800 – 1050 nm	199.5 mA	11.6 dBm	-2.2 dBm	-13,8 dB
1470 – 1630 nm	199.5 mA	-44.3 dBm	-35.1 dBm	9,2 dB
Différence		55,9 dBm	32,9 dBm	

Tableau IV. 3: Comparaison des puissances moyennes mesurées entre le guide référence et le guide LOM

## 4 Impact de la forme conique des trous sur la structure LOM

Etant donnée l'imprécision (au dessous de 70 nm) et la forme conique des trous (Figure IV.5) lors de la réalisation de la structure LOM par la lithographie FIB, on est amené à étudier l'impact de la forme conique et de la profondeur finie des trous sur la structure LOM. On a choisi d'introduire un défaut sur la position et la forme des trous dans les simulations, en variant la période et le diamètre des trous. En effet, dans les résultats de simulations en 2D présentés, on a considéré les trous comme des cylindriques de hauteur infinie.

Le résultat des simulations de la structure LOM par la méthode des ondes planes est présenté sur la figure IV.26. On a fait un balayage du rayon  $r$  des trous de 50nm à 250nm en fonction de la fréquence réduite  $a/\lambda$ . Il apparaît que la bande interdite existe pour plusieurs valeurs du rayon et elle se déplace vers des longueurs d'onde plus faibles avec une augmentation des diamètres des trous à une période constante.

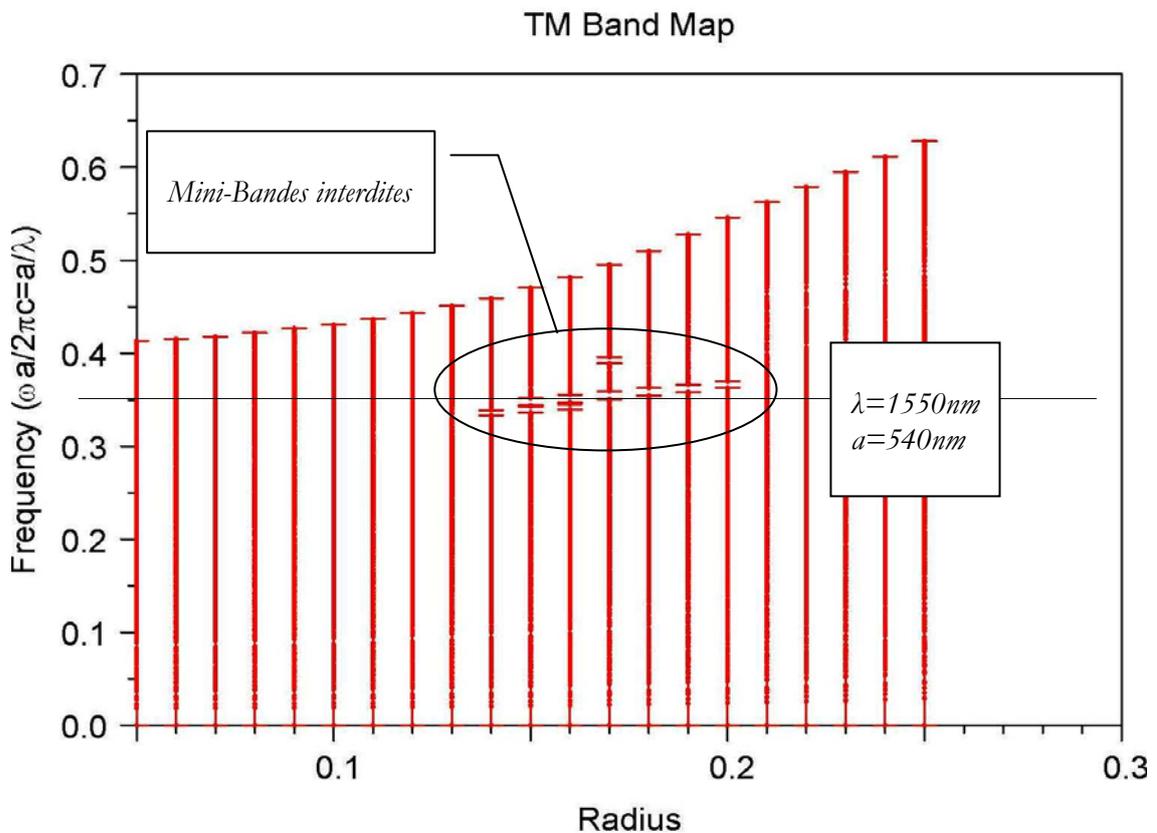


Figure IV.26 : Mini-bandes interdites de la structure LOM en fonction de rayon  $r$  des trous et de période  $a$  fixe en mode TM dans la direction  $\Gamma K$  d'un réseau triangulaire de trous d'air avec  $r = [50 \text{ nm}, 250 \text{ nm}]$

#### 4.1 Variation de la période

Si on se place à une variation de la période de  $\Delta a = \pm 40\text{nm}$ , à  $r_0 = 146\text{nm}$ , qui correspond à une erreur relative de  $\sim 7\%$ , c'est-à-dire en remplaçant la période sans défaut  $a_0 = 540\text{nm}$  par  $a = a_0 \pm \Delta a$ . Le résultat des simulations de la structure LOM par la méthode « FDTD » montre un décalage de la fréquence centrale et de la bande interdite de  $-140\text{ nm}$  à  $140\text{ nm}$  (Figure IV.27).

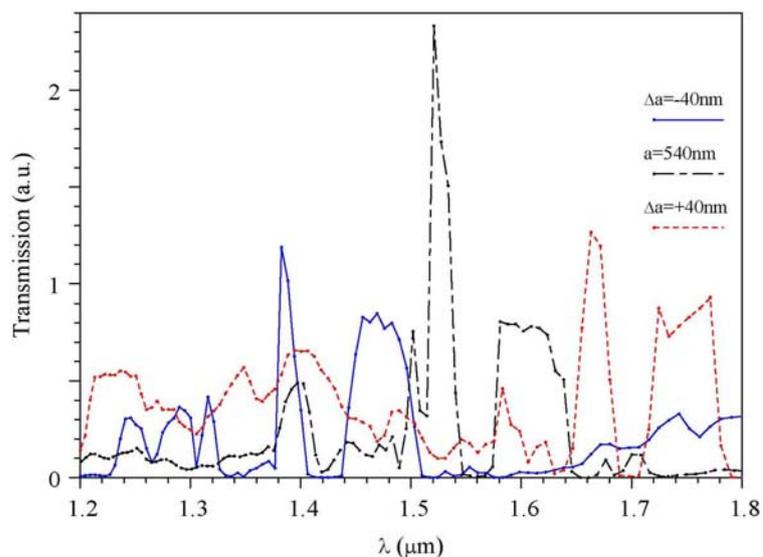


Figure IV.27: Transmissions obtenues par simulation du LOM en fonction d'une variation de la période  $a$

Période $a$	Longueur d'onde centrale	Largueur BIP
$500\text{nm}$	$1380\text{nm}$	$35\text{nm}$
$540\text{nm}$	$1530\text{nm}$	$25\text{nm}$
$580\text{nm}$	$1680\text{nm}$	$20\text{nm}$

Tableau IV. 4: Impact de la variation de la période  $a$  de la structure LOM sur la longueur d'onde centrale et sur la largeur de la BIP.

## 4.2 Variation du rayon

Plusieurs simulations ont été lancées pour tenir compte de l'aspect conique des trous. En effet, à une période  $a$  du réseau constante le balayage des diamètres des trous de 75% à 100% de sa valeur initiale (comme si on a fait plusieurs coupes sur plusieurs niveaux plus bas de la surface) cela se traduit par une diminution du rapport  $r/a$  de 0,27 à 0,2. La figure IV-28 gauche représente la variation négative  $r=r_0-\Delta r$  (effet conique). Une telle diminution entraîne un rétrécissement de la bande interdite et déplacement du pic de la longueur d'onde centrale vers des valeurs élevées, ce qui correspond bien avec le relevé expérimental de la spectroscopie présentée sur la figure IV-18 où la transmission maximale est autour de 1600nm au lieu de 1550nm donc il ya eu un déplacement du pic d'environ +50nm.

La figure IV-28 droite représente la variation positive  $r=r_0+\Delta r$  (imprécision FIB à la surface du substrat). Une telle variation entraîne une augmentation de la largeur de la bande interdite et déplacement du pic de la longueur d'onde centrale vers des valeurs basses.

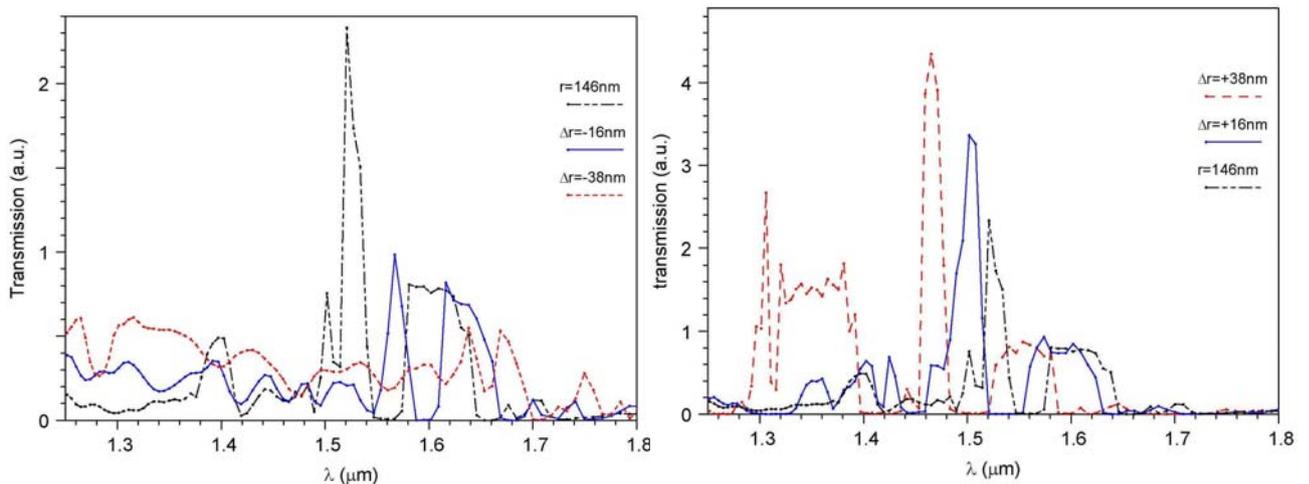


Figure IV.28 : Transmissions obtenues par simulation du LOM en fonction du rayon des trous

Rayon $r$	Longueur d'onde centrale	Largueur BIP
108nm	1670nm	15nm
130nm	1565nm	18nm
146nm	1530nm	20nm
162nm	1500nm	32nm
184nm	1470nm	35nm

Tableau IV. 5: Impact de la variation du rayon  $r$  de la structure LOM sur la longueur d'onde centrale et sur la largeur de la BIP.

### 4.3 Résultats et discussions

L'imprécision lors de la réalisation des structures peut donc entraîner, lors des caractérisations optiques, un décalage du pic de la longueur d'onde de plusieurs dizaines de nanomètres par rapport à la théorie.

Le résultat des simulations est synthétisé dans les tableaux IV.4 et IV.5. Il apparaît que le déplacement du pic de la longueur d'onde centrale est croissant en fonction de la période  $a$ , et il est décroissant en fonction du rayon  $r$  des trous (Figure IV.29).

On peut conclure que notre structure possède une robustesse qui permet de dépasser les difficultés technologiques de fabrication, et montrer sa contribution sur l'amplification autour 1550 nm. De même elle est stable contre les imprécisions de la fabrication, en effet on ne perd pas la bande interdite photonique ni le pic mais les imprécisions apportent un décalage de la BIP et du pic. Un progrès dans le domaine de fabrication des cristaux photoniques pour avoir meilleur précisions doit certainement apporter du gain au niveau d'amplification à 1531nm pour arriver à un effet laser.

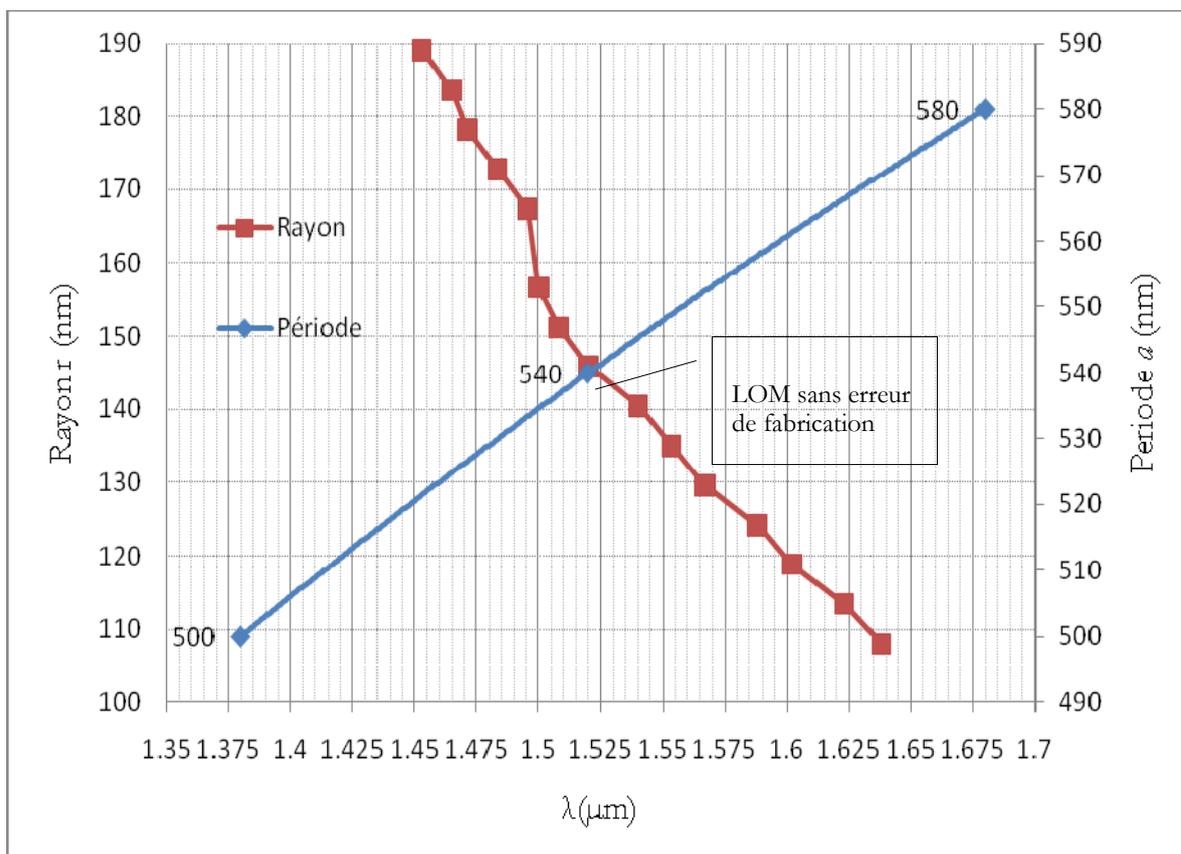


Figure IV.29 : Variation du pic de longueur d'onde en fonction de  $r$  et  $a$

## 5 Conclusion du chapitre 4

Les mesures de puissance en transmission confirment donc la fonction d'amplification pour la longueur d'onde  $\lambda = 1,55\mu\text{m}$  par la structure LOM gravée dans un guide de titane diffusé dans un substrat de niobate de lithium. La structure LOM réalisée permettait théoriquement de réaliser un laser à  $\lambda = 1,55\mu\text{m}$ . Etant données les imprécisions de réalisation du composant (environ 5% sur la période et le diamètre des trous) et les formes des cônes qui remplacent les cylindres théoriques, un décalage de la fréquence théorique de plusieurs dizaines de nanomètres peut survenir, un décalage sur les fréquences 980 nm et 1,55 $\mu\text{m}$  diminue la performance d'amplification du LOM.

Nous avons démontré la faisabilité d'un amplificateur nanostructuré sur guide d'onde niobate de lithium (Ti). Une amplification en longueur d'onde autour de 1,55 $\mu\text{m}$  a été observée sur une première réalisation par FIB « Focused Ion Beam » des 780 trous submicroniques dans une géométrie de maille triangulaire. Après ce premier pas, il reste des améliorations substantielles à apporter pour atteindre la fonction laser attendue, notamment la longueur de la structure, la forme cylindrique des trous au lieu d'un cône, la profondeur des trous limitée à un multiple de 5 du diamètre des trous au lieu de quelques microns, la précision sur la période du réseau «  $a$  » (précision technologique sur le déplacement du faisceau d'ions focalisé) et la précision sur le diamètre des trous ( la durée d'irradiation).

Les pertes verticales constituent une limitation évidente de ces structures. Il est certain que les quelques leviers à peu près connus pour réduire les pertes du mode fondamental fuyant seront efficaces (augmentation de la profondeur de gravure notamment). Un des problèmes est de savoir de combien ? Aucune valeur théorique n'est vraiment en ligne de mire. Il est à mon avis important d'avoir des fortes profondeurs de gravure de motifs ( $\sim 5\mu\text{m}$ ) qui dépassent les limites du guide titane (peu profond aux extrémités et  $\sim 6\mu\text{m}$  au milieu) (Figure IV.4). Nul doute que les efforts technologiques sur les profondeurs de gravure ou les uniformités des motifs seraient encore plus importants si une réduction de plusieurs ordres de grandeur était attendue.

## Bibliographie du chapitre 4

- [IV-1] J. Amet, F.I. Baida, G.W. Burr, M.-P. Bernal, “ The superprism effect in lithium niobate photonic crystals for ultra-fast, ultra-compact electro-optical switching” *Opt. Materials*, Vol. 27, pp. 47- 59, 2008.
- [IV-2] S.Dizian, J. Amet, F.I. Baida, M.-P. Bernal, “Optical far-field and near-field observations of the strong angular dispersion in a lithium niobate photonic crystal superprism designed for double (passive and active) demultiplexer applications” *App. Phys. Lett.* 93 (26), 2008.
- [IV-3] J. Amet, G. Ulliac, F. Baida, M.-P. Bernal, “Experimental evidence of enhanced electro-optic control on a lithium niobate photonic crystal superprism”, *App. Phys. Letters*, 96 (10), 2010.
- [IV-4] M.-P. Bernal, N. Courjal, J. Amet, M. Roussey, C.-H. Hou, “Lithium niobate photonic crystal waveguides: Far field and near field characterisation”, *Optics communications*, 265, 2006.
- [IV-5] E. H. Barakat, M.-P. Bernal, F. I. Baida, “Second Harmonic Generation enhancement by use of annular aperture arrays embedded into silver and filled by lithium Niobate”, *Optics Express*, 18, 7, 2010.
- [IV-6] M. Roussey, F.I. Baida, M.-P. Bernal, “Experimental and theoretical observation of the slow light effect on a tunable photonic crystal”, *J. Opt. Soc. Am. B* 24 (6), 2007.
- [IV-7] M. Roussey, M.-P. Bernal, N. Courjal, D. Van Labeke, F.I. Baida, “Electro-optic effect exaltation on lithium niobate photonic crystals due to slow photons”, *Appl. Phys. Lett.* 89 (24), 2006.
- [IV-8] M. -P. Bernal, M. Roussey, F. Baida, “Near- and far-field verification of electro-optic effect enhancement on a tunable lithium niobate photonic crystal”, *J. of Microscopy*, Vol. 229, 2008.
- [IV-9] V. Voinot, “Etude théorique et expérimentale d’un amplificateur en optique intégrée sur niobate de lithium dopé erbium.” Thèse Besançon, 1998.
- [IV-10] I. Baumann, R. Brinkmann, M. Dinand, W. Sohler, L. Beckers, C. Buchal, M. Fleuster, H. Holzbrecher, H. Paulus, K.-H. Müller, T. Gog, G. Materlik, O. Witte, H. Stolz, W. von der Osten, "Erbium incorporation in LiNbO<sub>3</sub> by diffusion-doping", *Appl. Phys. A*, 64 1997.
- [IV-11] S. Fouchet, A. Carencio, C. Daguet, R. Guglielmi, L. Rivière, “Wavelength dispersion of Ti induced refractive index change in LiNbO<sub>3</sub> as a function of diffusion parameters”, *IEEE J. Lightwave Tech.*, LT-5, 5, 1987.

- [IV-12] K. Ghoumid, “Etude théorique et expérimentale de dispositifs optoélectroniques en optique intégrée sur LiNbO<sub>3</sub>: réseaux de Bragg, cavités résonnantes, coupleurs directs.” Thèse Besançon, 2008.
- [IV-13] N. Courjal, M.-P. Bernal, M. Spajer, G. Ulliac, R. Salut, J. Dahdah, S. Benchabane, “FIB milling for lithium niobate photonic crystals” Workshop FIB for Photonics, Eindhoven ECIO 2008.
- [IV-14] F. Lacour, N. Courjal, M.-P. Bernal, A. Sabac, C. Bainier, M. Spajer, “Nanostructuring lithium niobate substrates by focused ion beam milling”, *Opt. Materials*, Vol. 27, 2005.
- [IV-15] G.W. Burr, S. Diziain, M.-P. Bernal, “The impact of finite-depth cylindrical and conical holes in lithium niobate photonic crystals”, *Optics express* 6303 28 April 2008 / Vol. 16, No. 9 / OPTICS EXPRESS.



## Conclusion générale et perspectives

L'ensemble du travail de thèse présenté dans ce manuscrit, constitue une contribution à l'étude d'un amplificateur optique en géométrie "guide d'onde" de titane diffusé sur un substrat de niobate de lithium dopé erbium en introduisant une nouvelle et originale structure à cristal photonique 2D appelée LOM, pour la manipulation des photons dans le plan. De façon plus générale, les structures optimales en termes d'application se situent à mi-chemin entre les structures classiques (guidage purement réfractif) et celles à guidage et couplage par cristaux photoniques 2D.

Une part importante du travail a consisté en des approches numériques. De façon générale, les simulations numériques qui ont été menées en deux dimensions, utilisant les techniques des ondes planes et FDTD, se sont montrées en bon accord avec les mesures.

On s'est intéressé à un effet fondamental concernant la modification de l'émission spontanée d'émetteurs insérés dans le LOM. Il ne s'agissait pas de rechercher une diminution de l'émission spontanée, comme l'avaient imaginé les pionniers des cristaux photoniques, mais plutôt de guetter les augmentations du taux d'émission spontanée autour de la mini-bande interdite. D'un point de vue théorique, les systèmes confinant 2D possèdent en effet une densité d'états photoniques divergente partout où la vitesse de groupe des modes guidés s'annule. Les guides en cristaux photoniques bidimensionnels sont les seuls systèmes 2D en optique pour lesquels cette divergence peut être observée, et ce grâce au comportement de type Fabry-Pérot pour les modes à faible vitesse de groupe. Cela nous a amené à étudier les modifications de la propagation et de l'émission d'un signal voyageant dans un guide LOM pour des fréquences situées autour de la mini-bande interdite. Cette région spectrale se caractérise par le couplage par diffraction de Bragg des modes. Aux abords de la mini-bande interdite, les relations de dispersion des modes sont modifiées : la vitesse de groupe des modes s'annule à la limite. La densité d'états photoniques dans ce système diverge sur les bords de la mini-bande interdite : cela affecte l'interaction lumière - matière. Dans le langage de l'optique, on dira qu'il ressort qu'un guide à cristal photonique bidimensionnel est un Fabry Pérot dont les miroirs seraient des réseaux de diffraction.

La réalisation d'un laser en optique intégrée sur niobate de lithium dopé erbium passe par la création d'une cavité Fabry-Pérot. Cette cavité peut être obtenue de manière classique en déposant des miroirs diélectriques multicouches aux extrémités du guide d'onde, où bien en réalisant des réseaux de Bragg gravés à la surface du guide d'onde aux extrémités du guide d'onde. Une autre structure, c'est le laser DFB bien connu, dans ce cas le cœur du guide à contraste d'indice, est structuré périodiquement par

des réseaux de Bragg aussi gravés à la surface. Nous avons proposé une nouvelle configuration, en introduisant un cristal photonique 2D de forme originale LOM pour remplacer les réseaux de Bragg gravés à la surface par une sur-modulation latérale.

Le LOM gravé sur un guide géométrique de titane dans un substrat de niobate de lithium, constitué de quelques trous de motifs omis dans le réseau triangulaire de trous, a été étudié dans le détail. Nous avons démontré, pour ce guide, l'existence d'une plage de longueur d'onde autour de  $1,55 \mu\text{m}$ , d'une centaine de nm présentant un gain de l'ordre de 8 à 9 dB.

L'obtention de l'effet laser passe, à mon avis, par des améliorations substantielles à apporter, notamment :

1. L'amélioration de la qualité de gravure sur niobate de lithium (forme cylindrique, profondeur des trous, précision sur la période «  $a$  » et le diamètre «  $D$  » du réseau).
2. Minimiser les pertes à la propagation dans le guide, une étude précédente sur un amplificateur en optique intégrée sur niobate de lithium dopé erbium [IV-18], a démontré un gain de 1dB/cm et des pertes intrinsèques du guide Ti de 0.5dB/cm, pour réduire ces pertes je propose une gravure du LOM tout au long du guide, en effet les résultats de caractérisation du LOM passif présentés dans le chapitre précédent, montrent que le LOM est transparent aux alentours de 1550nm, donc l'effet d'augmenter le LOM n'apporte pas des pertes supplémentaires à 1550nm.
3. L'utilisation d'un wafer de niobate de lithium dopé erbium dans la masse par un fabricant professionnel, peut apporter une réduction de l'upconversion responsable de la fluorescence à 550nm qui est consommateur de photons de pompe à 980nm, ce qui entraîne un meilleur rendement d'amplification à 1550nm.

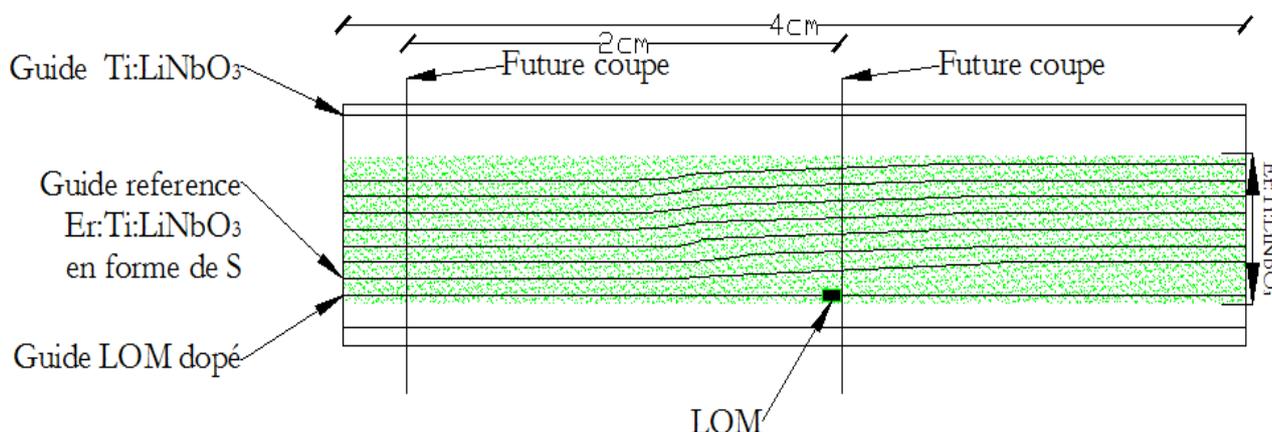


Figure V.1 : Présentation schématique des guides sur l'échantillon dopé

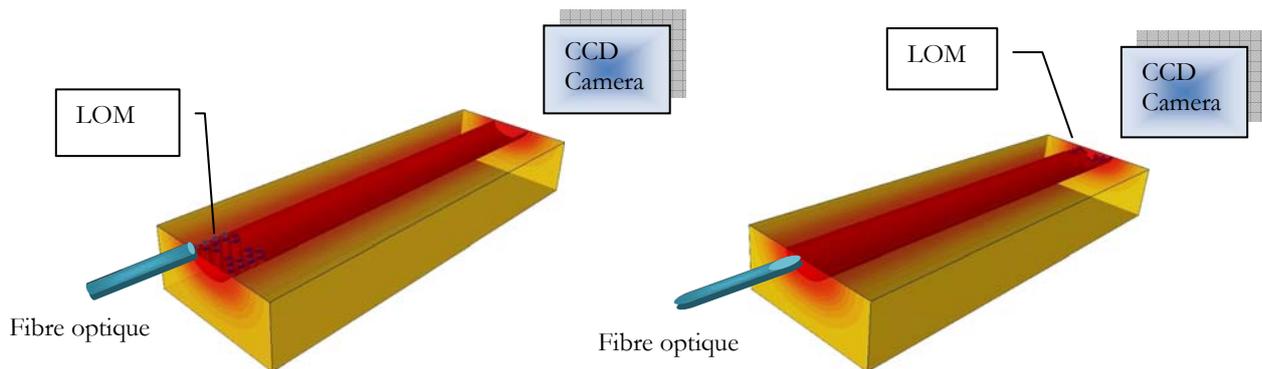


Figure V.2 : Proposition de future mesure expérimentale sur l'échantillon dopé

En résumé, plusieurs perspectives sont envisagées pour la suite de ce travail :

1. Réaliser un laser émettant à 1550nm pour cela on peut essayer les chemins suivants :
  - ✓ Augmenter la longueur du guide LOM 20 $\mu$ m à 200 $\mu$ m pour renforcer le gain et la qualité du signal autour 1550nm.
  - ✓ Combiner le guide LOM avec une cavité formée de deux réflecteurs sélectifs des cristaux photoniques gravés à l'entrée et la sortie du guide LOM. On a dimensionné les deux réflecteurs par calculs et simulations, il reste la fabrication et la caractérisation.
2. Observer un effet d'augmentation de l'émission spontanée (effet Purcell) dans une cavité de très faible volume comme le LOM.
3. Essayer la structure LOM sur différents matériaux.

Plus concrètement, plusieurs points supplémentaires auraient pu être développés :

L'influence d'un guide LOM pourrait être étudiée d'une manière plus détaillée pour extraire des conclusions constructives. Par exemple, on propose de couper l'échantillon de manière à avoir le LOM à l'extrémité de l'échantillon et de diminuer la longueur totale de l'échantillon de 4cm à 2cm (figure V.1). A la suite on propose de faire des mesures et des photos de mode avec l'échantillon orienté dans les deux configurations (LOM à l'entrée puis à la sortie) (figure V.2). Les images de mode à la sortie sont prises par un objectif de microscopie optique et une caméra CCD. Ces mesures nous donnent des informations plus précises sur l'effet LOM, sur la nature de l'amplification et sur les effets des imprécisions de fabrication (effet conique des trous).

Nos réflexions se sont également portées sur la fluorescence verte à 550nm. Appuyées par des résultats numériques, elles suggèrent la possibilité de réaliser une source bi-longueur d'ondes dans le visible à 550 nm et dans l'infrarouge à 1,53  $\mu\text{m}$ . Le phénomène d'upconversion est un processus physique qui permet de produire un photon à une longueur d'onde plus courte que celle de la pompe, grâce à l'absorption de deux photons de pompe par un ou plusieurs atomes d'erbium. Ce phénomène apporte de nouvelles perspectives pour des sources laser fonctionnant dans le visible en pompant dans l'infrarouge. Une partie de la pompe sera utilisée par ce processus avec pour conséquence une diminution du rendement de pompage pour l'amplification. Des composants plus sophistiqués, fondés sur nos études, et assurant par exemple une source bi-longueur d'ondes, devraient émerger. Des études numériques et expérimentales continuent d'être menées dans ce sens.

Finalement, pour rebondir sur l'étonnant potentiel applicatif que recèle le concept CP, soulignons que les résultats présentés dans ce manuscrit sont essentiellement fondés sur les propriétés des bandes interdites photoniques des CPs. Or, nous avons montré dans ce manuscrit que les CPs permettent de localiser le photon, non seulement par l'introduction des modes dans la bande interdite, mais également en ralentissant plus ou moins violemment le dit photon par l'intermédiaire d'extrema de courbes de dispersion (vitesse de groupe tend vers 0). Le photon séjourne alors un certain temps  $t$ , dans une région limitée du cristal photonique ; fondamentalement, il s'agit bien d'un phénomène résonant. On peut ainsi imaginer des dispositifs de battement optique sélectifs en longueur d'onde, dont voici un schéma de principe.

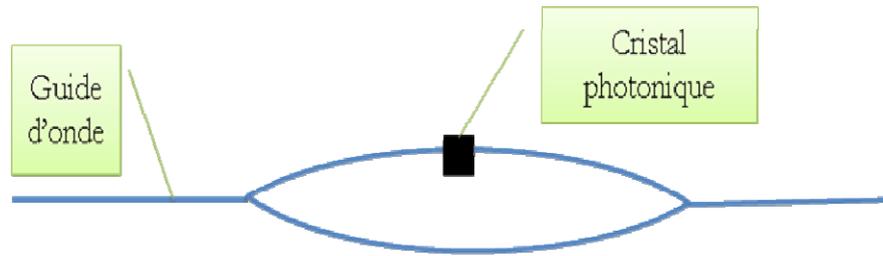


Figure V.3 : Schéma de principe d'un dispositif de battement optique

La lumière est injectée en entrée d'un coupleur. Un cristal photonique est gravé sur l'un des côtés (voir figure V.3). Lorsque la lumière atteint la région à très faible vitesse de groupe, la lumière est retardée à travers la structure, à la longueur d'onde correspondant à l'extremum de bande de la courbe de dispersion de la structure. La recombinaison des deux côtés à la sortie permet de générer un signal avec une nouvelle fréquence qui peut atteindre l'hyperfréquence. Ainsi on peut réaliser des antennes même des émetteurs en hyperfréquence en utilisant des circuits d'optiques intégrées.

Un autre atout de la richesse de la structure de bandes, est de considérer les pertes verticales, non comme un processus parasite, mais comme un vecteur de communication avec l'espace libre, que l'on peut contrôler. Le couplage modes rayonnés-modes guidés tire ainsi pleinement profit de notre structure, notamment pour des associations CP2D avec MOEMS (Micro-Opto-Electro-Mécanique) laissant augurer de nouvelles fonctionnalités incluant l'accordabilité.

Ce ne sont que trois exemples parmi d'autres, mais nous imaginons aisément combien les futures générations de doctorants auront encore à loisir, le droit de s'émerveiller devant une telle corne d'abondance.



# Table des Figures

---

Figure 0.1 : Schéma de la structure 1D guidante entre deux DBRs .....	2
Figure 0.2 : Schéma de la structure LOM gravée sur un guide Ti:Er:LiNbO <sub>3</sub> .....	3
Figure I.1: Rugosité de surface du guide Ti :LiNbO <sub>3</sub> .....	17
Figure I.2 : Cycle d'hystérésis et structure cristallographique de LiNbO <sub>3</sub> .....	18
Figure I.3 : Orientation et conventions de polarisation du cristal LiNbO <sub>3</sub> .....	19
Figure I.4 : Maille et sites cristallins de LiNbO <sub>3</sub> .....	24
Figure I.5 : Processus de dopage d'erbium et de fabrication des guides d'ondes.....	27
Figure I.6 : Spectre d'absorption dans Er:LiNbO <sub>3</sub> à la température ambiante.....	29
Figure I.7 : Densité optique dans Er:LiNbO <sub>3</sub> à la température ambiante .....	29
Figure I.8 : Principe d'upconversion par phénomène de transfert d'énergie entre deux atomes....	31
Figure I.9 : Principe d'upconversion par phénomène d'absorption séquentielle à deux photons...32	32
Figure I.10 : Les niveaux d'énergie de l'erbium pompé à 980nm en tenant compte de l'upconversion.....	33
Figure I.11 : Principe de fonctionnement d'un laser intégré sur niobate de lithium.....	36
Figure I.12 : Laser à modes bloqués en phase, intégré sur Ti :Er :LiNbO <sub>3</sub> .....	36
Figure I.13 : Schéma de principe d'un laser DFB sur niobate de lithium.....	37
Figure I.14 : Schéma de principe d'un laser DBR sur niobate de lithium.....	37
Figure I.15 : Schéma de principe d'un laser DBR/DFB couplée sur niobate de lithium.....	38
Figure I.16 : Structure du laser anneau de diamètre 60 mm sur Ti :Er :LiNbO <sub>3</sub> .....	38
Figure II.1 : Exemples de réalisations naturelles des structures périodiques d'indice submicroniques.....	45
Figure II.2 : Discrétisation spatiale de la structure pour l'application de la méthode FDTD.....	51
Figure II.3 : Position des composantes de champs électriques et magnétiques dans la cellule de Yee.....	51
Figure II.4 : Schéma d'un empilement périodique.....	55

Figure II.5 : Représentation schématique de l'interférence des ondes réfléchies par chaque dioptré .....	55
Figure II.6 : (a) Transmission en fonction de la fréquence pour un réseau de Bragg, à incidence normale (b) Diagramme de dispersion pour une onde incidente normale et ouverture d'une bande interdite photonique entre $\omega_1$ et $\omega_2$ . (c) Représentation du champ électrique et de l'énergie locale pour les fréquences $\omega_1$ et $\omega_2$ .....	56
Figure II.7 : Onde incidente hors d'axe sur un empilement de Bragg.....	57
Figure II.8 : Diagramme de bande modifié suivant l'angle d'incidence $\varphi$ .....	57
Figure II.9 : Défaut dans une structure périodique unidimensionnelle .....	58
Figure II.10 : Densité d'état en bleues, nulle dans la bande photonique interdite, sauf dans un défaut, les modes peuvent exister ligne en rouge .....	58
Figure II.11 : Représentations de cristaux photoniques à une, deux et trois dimensions.....	59
Figure III.1 : Structure d'un cristal photonique en géométrie de guides d'ondes.....	68
Figure III.2 : (a) Conventions de polarisation : TE transverse électrique, TM transverse magnétique. (b) Réseau réel pour un motif triangulaire de trous d'air de période $a$ et de rayon $r$ . (c) Réseau réciproque associé montrant la première zone de Brillouin. (d) Réseau réel pour un motif carré de trous d'air de période $a$ et de rayon $r$ .....	70
Figure III.3 : Diagramme des bandes interdites pour les deux polarisations dans le cas d'un cristal photonique triangulaire de trous d'air dans le niobate de lithium.....	71
Figure III.43 : Réseau de trous d'air adjacents $r/a=0,5$ dans le niobate de lithium .....	72
Figure III.5 : Diagramme de bande en mode TM d'un réseau triangulaire de trous d'air $r/a=0,27$ dans $\text{LiNbO}_3$ .....	73
Figure III.6 : présentation du spectre (a) et du champ local à $1.55\mu\text{m}$ (b) obtenus par simulation du cristal parfait en mode TM dans la direction $\Gamma\text{K}$ d'un réseau triangulaire de trous d'air $r/a=0,27$ dans $\text{LiNbO}_3$ .....	73
Figure III.7 : Schéma du défaut linéique W5 dans la direction $\Gamma\text{K}$ du cristal photonique triangulaire.....	74
Figure III.8 : Schéma de guide W5 crée dans un réseau triangulaire de trous d'air suivant les deux directions cristallographiques $\Gamma\text{K}$ et $\Gamma\text{M}$ .....	75
Figure III.9 : Supercellule utilisée dans la simulation du guide W5 par la méthode du développement en ondes planes.....	76
Figure III.10 : Diagramme de bande en mode TM d'une structure W5 de réseau triangulaire de trous d'air de facteur de remplissage $r/a=0,27$ dans $\text{Ti}:\text{LiNbO}_3$ .....	76

Figure III.114 : Spectre de transmission en mode TM dans la direction de propagation $\Gamma K$ d'une structure W5 de réseau triangulaire de trous d'air de facteur de remplissage $r/a=0,27$ dans Ti :LiNbO <sub>3</sub> .....	77
Figure III.12 : (a)-Courbe de dispersion schématique du guide réfractif Ti : LiNbO <sub>3</sub> et son cône de lumière.(b)-présentation des indices de réfraction du guide Ti : LiNbO <sub>3</sub> dans le plan XY qui varie de 2.13 l'indice du substrat de niobate jusqu'au 2.31021 l'indice du guide formé par diffusion titane.....	78
Figure III.13 : Champ local à 1.55 $\mu$ m obtenus par simulation FDTD en mode TM dans la direction $\Gamma K$ d'un réseau triangulaire de trous d'air $r/a=0,27$ dans LiNbO <sub>3</sub> .....	79
Figure III.14 :(a)- Courbe de dispersion schématique du guide réfractif Ti : LiNbO <sub>3</sub> et son cône de lumière.(b)-Trace schématique des rayons de la propagation d'un mode d'ordre peu élevé (longues flèches noir) et d'un mode d'ordre élevé contra-propagatif (courtes flèches rouge).....	81
Figure III.15 : Présentation schématique des guides(gauche): guide référence Ti:Er:LiNbO <sub>3</sub> ; (droite): guide LOM.....	83
Figure III.16 : Supercellule utilisée dans la simulation du guide LOM par la méthode des ondes planes.....	84
Figure III.17 : Diagramme de bande en mode TM du LOM, les zones grisées délimitent la bande interdite du cristal parfait, les zones rouges indiquent celles du LOM.....	85
Figure III.18 : Diagramme de bande en mode TE .....	85
Figure III.19 : Spectre de transmission pour les polarisations TE et TM dans la direction de propagation $\Gamma K$ du LOM de réseau triangulaire de trous d'air de facteur de remplissage $r/a=0,27$ dans Ti :LiNbO <sub>3</sub> .....	86
Figure III.20 : Distribution spatiale de l'amplitude du champ à la suite d'une simulation de type FDTD et une excitation de type continue CW, pour une polarisation TE.....	88
Figure III.21 : Distribution spatiale de l'amplitude du champ à la suite d'une simulation de type FDTD et une excitation de type continue CW, pour une polarisation TM.....	88
Figure IV.1 : Schéma de principe de dopage d'erbium par la technique « lift-off ».....	95
Figure IV.2 : Schéma de principe de fabrication des guides d'ondes optiques par diffusion thermique.....	97
Figure IV.3: Guide d'onde de largeur $W=7\mu$ m fabriqué par diffusion thermique Ti:Er:LiNbO <sub>3</sub> ...98	98
Figure IV.4 : Etapes de fabrication des nanostructures sur niobate de lithium par la technique FIB.....	99
Figure IV.5 : Photo MEB d'une coupe de substrat LiNbO <sub>3</sub> .....	100
Figure IV.6 : Photo MEB de l'échantillon passif Ti :LiNbO <sub>3</sub> .....	101
Figure IV.7 : Motif calculé, simulé et inscrit dans le logiciel du FIB pour la fabrication.....	102

Figure IV.8 : Photos LOM obtenu par MEB de l'échantillon actif Er:Ti:LiNbO <sub>3</sub> .....	102
Figure IV.9 : Photo MEB du LOM passif grave dans un guide de titane LiNbO <sub>3</sub> .....	103
Figure IV.10 : Schéma de principe et banc de caractérisation optique.....	105
Figure IV.11 : Mesure et relevé du spectre à 980 nm du guide référence et du guide LOM .....	107
Figure IV.12 : Photo infrarouge pour pompage 980 nm dans les deux guides .....	108
Figure IV.13 : Mesure et relevé du spectre de 1280 à 1360 nm du guide référence et du LOM...108	
Figure IV.14 : Mesure et relevé du spectre de 1480 à 1580 nm du guide référence et du LOM.....109	
Figure IV.15 : Présentation du spectre et du champ local à 980nm obtenus par simulation du guide LOM en mode TM dans la direction GK d'un réseau triangulaire de trous d'air $r/a=0,27$ dans LiNbO <sub>3</sub> .....	110
Figure IV.16 : Présentation du spectre et du champ local à 1320nm obtenus par simulation du guide LOM en mode TM dans la direction GK d'un réseau triangulaire de trous d'air $r/a=0,27$ dans LiNbO <sub>3</sub> .....	111
Figure IV.17 : Spectre expérimental de la transmission normalisée collectée à la sortie du guide LOM et du guide référence Ti :Er :LiNbO <sub>3</sub> .....	112
Figure IV.18 : Spectre expérimental de la transmission normalisée sur échelle $\log_{10}$ du guide référence et guide LOM en plus de la contribution de LOM.....	113
Figure IV.19 : Guides d'ondes de largeurs 7 $\mu\text{m}$ fabriqués par diffusion thermique et espacés de 100 $\mu\text{m}$ entre eux, un parmi eux est choisi pour graver le LOM.....	114
Figure IV.20 : a- Emission de fluorescence dans un guide d'onde référence : Er :Ti :LiNbO <sub>3</sub> b- Emission de fluorescence dans le guide LOM .....	115
Figure IV.21- Spectre expérimental collecté à la sortie du guide référence : Er:Ti :LiNbO <sub>3</sub> .....	117
Figure IV.22- Spectre expérimental collecté à la sortie du guide LOM.....	117
Figure IV.23 : Spectre large collecté à la sortie des deux guides. La courbe rouge pour le guide référence la courbe bleue pour le guide LOM.....	117
Figure IV.24 : Spectre autour de 980 nm collecté à la sortie des deux guides. La courbe rouge pour le guide référence la courbe bleue pour le guide LOM.....	118
Figure IV.25 : Spectre autour 1530 nm collecté à la sortie des deux guides. La courbe rouge pour le guide référence la courbe bleue pour le guide LOM.....	118

Figure IV.26 : <i>Mini-bandes interdites de la structure LOM en fonction de rayon <math>r</math> des trous et de période <math>a</math> fixe en mode TM dans la direction <math>\Gamma K</math> d'un réseau triangulaire de trous d'air avec <math>r=[50nm,250nm]</math></i> .....	119
Figure IV.27: <i>Transmissions obtenues par simulation du LOM en fonction d'une variation de la période <math>a</math></i> .....	120
Figure IV.28 : <i>Transmissions obtenues par simulation du LOM en fonction du rayon des trous.</i>	121
Figure IV.29 : <i>Variation du pic de longueur d'onde en fonction de <math>r</math> et <math>a</math></i> .....	122
Figure V.1 : <i>Présentation schématique des guides sur l'échantillon dopé</i> .....	128
Figure V.2 : <i>Proposition de future mesure expérimentale sur l'échantillon dopé</i> .....	129
Figure V.3 : <i>Schéma de principe d'un dispositif de battement optique</i> .....	131





## RÉSUMÉ

La réalisation d'un laser en optique intégrée sur niobate de lithium dopé erbium passe par la création d'une cavité Fabry-Pérot. Cette cavité peut être obtenue de manière classique en déposant des miroirs diélectriques multicouches aux extrémités du guide d'onde. Une autre alternative c'est le principe d'un laser à contre-réaction distribuée (DFB), dans ce cas le cœur du guide à contraste d'indice est structuré périodiquement par des réseaux de Bragg gravés à la surface.

Cette thèse présente une nouvelle configuration d'un cristal photonique (CP) 2D de forme originale appelée LOM (pour Laterally Over-Modulated) pour remplacer les réseaux de Bragg gravés à la surface de guide d'onde de titane diffusé sur un substrat de niobate de lithium dopé erbium.

L'objectif de cette thèse est la conception, la fabrication et la caractérisation de la structure LOM, destinées à réaliser un laser intégré sur niobate de lithium émettant à  $\lambda = 1,55\mu\text{m}$ . La structure LOM proposée vise en même temps :

- Le renforcement de l'émission spontanée par effet Purcell dans le milieu amplificateur Er :LiNbO<sub>3</sub>

où la structure LOM permet de replier les relations de dispersion et de créer des régions de faible vitesse de groupe.

- Le remplacement de la configuration Fabry-Pérot nécessitant un dépôt de couche diélectrique par une structure DFB réalisable en une seule étape de fabrication, d'où le choix de la technologie FIB « Focused Ion Beam ».

L'optimisation de la structure LOM occupe une partie du travail. Des simulations numériques ont été menées par un logiciel « RSoft », utilisant les techniques des ondes planes et FDTD, pour obtenir un meilleur rendement de transmission possible autour de  $1.55\mu\text{m}$ .

Enfin, nous présentons la réalisation et la caractérisation de LOM dans un guide d'onde Ti:Er:LiNbO<sub>3</sub> de coupe X propagation Z pompé par une diode laser continue à 980 nm. Un gain d'amplification de 9 dB a été obtenu pour un LOM de 780 trous d'air de diamètre 290 nm et de période 540 nm constituant une surface de  $22\mu\text{m} \times 9\mu\text{m}$ . L'étape suivante consiste à améliorer la structure LOM pour arriver à créer un laser intégré.

## MOTS CLÉS

Niobate de Lithium, Cristaux photoniques, Erbium, laser, Purcell, émission spontanée, contre-réaction distribuée, télécommunications optiques.

## ABSTRACT

Achieving an erbium doped lithium niobate integrated optical laser needs to create a classic Fabry-Perot cavity or a distributed feedback structure (DFB). The Fabry-Perot cavity can be obtained by a multilayer dielectric mirrors at the ends of the waveguide. in the DFB Structure the waveguide is structured periodically by a surface Bragg gratings. This thesis presents a new structure of a 2D photonic crystals (PC) form called LOM (Laterally Over-Modulated) to replace Bragg gratings. The objective of this thesis is the design, manufacture and characterisation of the LOM structure, intended to achieve a LiNbO<sub>3</sub> integrated laser emitting at  $1.55\mu\text{m}$ . The proposed LOM structure aims at the same time:

- To enhance the spontaneous emission by Purcell effect in Er:LiNbO<sub>3</sub> area where LOM structure allows fold dispersion relations and create regions of low group velocity.

- To replace the Fabry-Pérot structure by a LOM requiring only one-step growth, where the choice of FIB "Focused Ion Beam" technology.

Optimization of the LOM structure occupies part of the work. Numerical calculations were conducted by "RSoft" software, using plan-waves and FDTD techniques, for maximum transmission around  $1.55\mu\text{m}$ .

Finally, we present the achievement and the characterisation of our LOM structure in a x-cut and z-propagating Ti:Er:LiNbO<sub>3</sub> waveguide using 980nm pump. A 9 dB gain was obtained for a LOM sample ( $22\mu\text{m} \times 9\mu\text{m}$ ) formed by 780 air holes of diameter  $D=290\text{ nm}$  and period  $a=540\text{ nm}$ .

The next step is to improve the LOM structure to create an integrated laser.

## KEYWORDS

Lithium niobate, Photonic Crystals, Erbium, laser, Purcell, spontaneous emission, Distributed feedback (DFB), optical telecommunications.