



**HAL**  
open science

# Lasers guides d'onde dans le niobate de lithium dopé erbium

Arnaud Grisard

► **To cite this version:**

Arnaud Grisard. Lasers guides d'onde dans le niobate de lithium dopé erbium. Physique Atomique [physics.atom-ph]. Université Nice Sophia Antipolis, 1997. Français. NNT: . tel-00089120

**HAL Id: tel-00089120**

**<https://theses.hal.science/tel-00089120>**

Submitted on 10 Aug 2006

**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.

**UNIVERSITÉ DE NICE-SOPHIA ANTIPOLIS  
U.F.R. FACULTÉ DES SCIENCES**

**Laboratoire de Physique de la Matière Condensée**

**THESE**

présentée pour obtenir le titre de

**Docteur en Physique**

par

**Arnaud Grisard**

**LASERS GUIDES D'ONDE  
DANS LE NIOBATE DE LITHIUM DOPÉ ERBIUM**

Soutenue le 11 Décembre 1997 devant le Jury composé de:

M. D. B. Ostrowsky	Président
M. M. Papuchon	Rapporteur
M. R. Rimet	Rapporteur
Mme E. Daran	
M. M. de Micheli	
M. E. Lallier	
M. A. Cino	Membre invité



*Ô, chercheur de points d'eau  
sur l'écorce du monde.*

*Ô, chercheur.*

*Ô, trouveur de raisons  
pour s'en aller ailleurs.*

*Saint-John Perse*



# Merci à

Robert Blondeau, Claude Boccara, Isabelle Bongrand, Michèle Brévignon, Simone Brillat, Claude Bussac, Alfonso Cino, Emmanuelle Daran, Anne Delboulbé, Bernard Dessertenne, Daniel Dolfi, Gérard Dutrey, Alain Enard, Hervé de l'Eprevier, Christophe Fabre, Gilles Feugnet, François Flory, Stéphane Formont, Martine Girard, Geneviève Glastre, Yves Gourdel, Claude Grattepain, Richard Herzog, Louise Hickey, Michel Krakowski, Eric Lallier, Christian Larat, Pierre Legrand, Jacqueline Lehoux, Francine Londez, Jean-Noël Loy, Raymonde Luzeau, Christine Marchand, Gilbert Marie, Dimitra Markovitsi, Marie May, Marc de Micheli, Dominique Mongardien, Chantal Moronvalle, Dan Ostrowsky, Dominique Papillon, Michel Papuchon, Barbara Petit, Jean Raffy, Henri Rajbenbach, Frederic Ratovelomanana, Roger Rimet, Patrick Ristaldi, Philippe Robin, Jean-Claude Rouffy, Muriel Schwarz, Erich Spitz, Lionel Sudrie, Jeannine Suizdak, Jean-Patrick Truffer

et tout particulièrement aux membres du jury et aux personnes de mon entourage.

# Table des matières

INTRODUCTION.....	7
<b>1. DES IONS DANS UNE MATRICE.....</b>	<b>13</b>
1.1. Cristallographie et propriétés optiques .....	15
1.1.1. Généralités sur le niobate de lithium.....	15
1.1.2. Biréfringence et optique intégrée.....	18
1.1.3. Dopage à l'erbium.....	21
1.2. Quelques expériences simples.....	27
1.2.1. Spectroscopie d'absorption à l'état stationnaire .....	27
1.2.2. Spectroscopie d'émission à l'état stationnaire.....	33
1.2.3. Spectroscopie d'émission résolue dans le temps .....	37
1.3. De six à deux niveaux .....	39
1.3.1. Mécanismes de conversion d'énergie.....	39
1.3.2. Equations d'état des populations.....	45
1.3.3. Exploitation des expériences .....	48
1.4. En résumé .....	54
<b>2. DES GUIDES D'ONDE INTEGRES .....</b>	<b>55</b>
2.1. Conception.....	57
2.1.1. Généralités .....	57
2.1.2. Diffusion de titane .....	60
2.1.3. Modulateurs .....	63
2.2. Fabrication .....	69
2.2.1. Photolithographie .....	69
2.2.2. Diffusion à haute température .....	72
2.2.3. Systèmes d'électrodes .....	75
2.3. Caractérisation .....	77
2.3.1. Couplage avec des fibres monomodes.....	77
2.3.2. Mesure des pertes à la propagation.....	82
2.3.3. Evaluation de l'effet photoréfractif.....	85
2.4. En résumé .....	87
<b>3. UN MODELE ET DES LASERS.....</b>	<b>89</b>
3.1. Préliminaires.....	91
3.1.1. Modélisation des guides Ti:LiNbO <sub>3</sub> .....	91
3.1.2. Autres hypothèses simplificatrices.....	95
3.1.3. Modélisation de l'amplification optique .....	96
3.2. Calculs et mesures de gain.....	101
3.2.1. Evolution longitudinale de la puissance de pompage .....	101
3.2.2. Spectres de gain.....	103
3.2.3. Evolution longitudinale du gain .....	108
3.3. Démonstration des lasers .....	112
3.3.1. Fermeture des cavités.....	112
3.3.2. Lasers continus.....	115
3.3.3. Lasers impulsionnels .....	117
3.4. En résumé .....	122
<b>CONCLUSION .....</b>	<b>123</b>
<b>REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES.....</b>	<b>126</b>

## **INTRODUCTION**



**A** l'origine des lasers guides d'onde dans le niobate de lithium dopé à l'erbium présentés dans ces pages, les travaux entrepris au sein du Groupe Optique du Laboratoire Central de Recherches de THOMSON-CSF sur le niobate de lithium dopé au néodyme ont été parmi les premiers à conduire à des démonstrations de composants guidés, aussi bien en régime continu qu'impulsionnel<sup>1</sup>.

L'idée, exploitée avec succès, était d'ajouter au matériau de base des ions lui conférant des propriétés laser et d'utiliser la maîtrise des techniques de fabrication de guides d'onde et de modulateurs électro-optiques dans les monocristaux de  $\text{LiNbO}_3$  pour ajouter sur le même substrat des structures propices à un pompage efficace par diodes laser et à la modulation des faisceaux générés.

Du point de vue des moyens, l'ion  $\text{Nd}^{3+}$  est probablement, parmi les terres rares trivalentes facilement insérables dans une matrice de  $\text{LiNbO}_3$ , celui qui conduit le plus facilement à l'oscillation laser. Il avait donc été choisi pour concentrer les efforts sur les divers concepts de pompage longitudinal des guides monomodes et de lasers déclenchés et à modes bloqués monolithiques.

A cause de la longueur d'onde de sa principale bande d'émission, à savoir autour de  $1,5 \mu\text{m}$ , il est apparu payant de chercher à transposer ces résultats à l'ion  $\text{Er}^{3+}$ . La gamme d'applications envisageables s'étend en effet des communications par fibres optiques aux sources à sécurité oculaires.

Dans le premier cas, d'autres auteurs ont remarqué qu'il faut disposer de guides dont seule une partie est consacrée à l'amplification optique pour pouvoir intégrer les fonctionnalités avancées offertes par les propriétés acousto-optiques et électro-optiques de  $\text{LiNbO}_3$  utiles au domaine des télécommunications. Cet argument les a conduit à développer une technique de dopage local par diffusion à haute température de dépôts d'erbium<sup>2</sup>.

Néanmoins, les lois thermodynamiques de diffusion dans les solides limitent en pratique la concentration d'ions actifs atteinte par cette méthode, alors que des substrats fortement dopés dans la masse lors de la croissance sont disponibles.

C'est dans la perspective de lasers déclenchés en particulier destinés à la télémétrie à  $1,5 \mu\text{m}$  que l'on s'est intéressé à ces derniers matériaux. Le but est alors d'obtenir, à partir d'une diode laser à ruban fin du commerce, des puissances crêtes élevées encore interdites aux semiconducteurs.

Sachant que les impulsions désirées sont d'autant plus facilement brèves que la cavité construite dans le niobate de lithium est courte, il convient de rechercher le plus fort coefficient d'amplification optique possible et donc, au premier abord, le dopage le plus important.

---

<sup>1</sup> [LAL] E. Lallier, Thèse de Doctorat, Université de Paris-Sud, Orsay, 19/12/1992.

<sup>2</sup> [BAUc] I. Baumann *et coll.*, IEEE J. Selec. Topics in Quantum Electron., 2 (1996) p. 355.

Le faible nombre de références sur le niobate de lithium dopé à l'erbium et l'ensemble de publications sur les phénomènes de réduction de gain dans d'autres matrices en cas de fort taux d'erbium ont en fait motivé une étude spectroscopique détaillée, indispensable à un modèle d'amplification optique valable pour une large gamme de concentrations.

Parallèlement, on a procédé à la réalisation de composants afin d'une part de vérifier les diverses prévisions théoriques et d'autre part de disposer de cavités laser prêtes à fonctionner en mode déclenché sur les types d'échantillon les plus prometteurs. Ces différentes étapes sont décrites en adoptant la démarche schématisée<sup>1</sup> sur l'illustration ci-après.

Dans le premier chapitre, un modèle d'amplification optique est construit, qui prend en compte les effets liés aux différentes valeurs de concentration d'erbium envisageables. Etabli dans le cas d'un pompage homogène, il pourra être étendu dans le Chapitre 3 aux lasers guides d'onde, caractérisés par la répartition transverse de l'énergie et la variation longitudinale des puissances de la pompe et du signal.

Pour y parvenir, on commence dans la première partie par présenter la matrice polyvalente qu'est le niobate de lithium et par introduire les propriétés auxquelles il sera fait sans cesse référence dans la suite de ce mémoire. Les effets liés à l'indice de réfraction sont soulignés puisque c'est grâce à sa maîtrise qu'on peut réaliser des structures guidantes et moduler leur transmission. Après avoir passé en revue les cristaux non-dopés, le sujet des ions erbium introduits dans la matrice et qui vont lui conférer des propriétés laser supplémentaires est abordé.

La seconde partie est consacrée aux mesures spectroscopiques d'absorption, d'émission stationnaire et d'émission résolue dans le temps du matériau Er:LiNbO<sub>3</sub>. On y détermine en particulier des grandeurs courantes dans le domaine des lasers comme les sections efficaces d'absorption et d'émission ainsi que les durées de vie des niveaux excités à prendre en compte.

Enfin, dans la troisième partie, on s'attache à relier ces résultats, de la façon la plus simple possible, aux paramètres utiles à la description de l'inversion de population dans Er:LiNbO<sub>3</sub> dans les différents cas de dopage. A partir de la liste des phénomènes susceptibles de limiter le gain caractéristique des échantillons fortement dopés aux ions Er<sup>3+</sup>, on procède par élimination des moins probables pour établir les équations qui régissent le remplissage des niveaux d'énergie significatifs, dans les deux cas possibles de pompage avec des diodes laser. Les hypothèses sont validées par une comparaison avec les expériences de la seconde partie et on prévoit ainsi diverses conditions favorables au bon fonctionnement de lasers.

Après avoir décrit les propriétés spectroscopiques de cristaux de LiNbO<sub>3</sub> pour différents dopages à l'erbium, on s'intéresse dans le second chapitre à la réalisation des guides d'ondes monomodes et des modulateurs électro-optiques intégrés sur ces derniers qui sont nécessaires au fonctionnement de lasers en mode déclenché.

---

<sup>1</sup> [HAN] D. Hannappe, Thèse de Doctorat, Université Paris VI, 08/10/96.

Dans une première partie, quelques rappels sur les méthodes de guidage éprouvées en optique intégrée sur  $\text{LiNbO}_3$  permettent de dégager la technologie la plus appropriée pour s'affranchir des effets indésirables évoqués dans le premier chapitre et préserver les propriétés laser des matériaux dopés. Le choix de la coupe cristallographique Z est ensuite justifié dans une étape de conception de structures électro-optiques propices à la commutation rapide des pertes à la propagation ajoutées, avec des faibles tensions de commande.

Les étapes de fabrication sont étudiées plus en détail dans la seconde partie. En ce qui concerne la photolithographie et les différents cycles de température subis par les cristaux, on insiste sur les facteurs parasites qui peuvent affecter la reproductibilité. Les principales précautions à prendre pour superposer des systèmes d'électrodes aux structures guidantes sont alors abordées.

La troisième partie décrit enfin la caractérisation des composants dans des conditions proches du fonctionnement des lasers, en particulier du point de vue du couplage de l'énergie d'une pompe à  $1,48 \mu\text{m}$ , le plus souvent véhiculée par fibre optique, puis des pertes à la propagation le long des guides, ainsi que de l'évaluation de l'effet photoréfractif.

Le troisième chapitre est finalement consacré aux démonstrations de plusieurs lasers guides d'onde dans le niobate de lithium dopé erbium et à la validation de modèles destinés à les optimiser.

On montre dans la première partie comment exploiter de façon simple les caractérisations des modes effectuées auparavant. Sous réserve d'un minimum d'hypothèses supplémentaires, les calculs de populations du Chapitre 1 peuvent ainsi être adaptés à la configuration guidée pour obtenir des valeurs numériques d'amplification optique à partir d'algorithmes du commerce.

Ces prévisions sont confrontées dans la seconde partie à des mesures de saturation d'absorption de la pompe, à des spectres du signal amplifié et à des relevés du gain pour plusieurs longueurs de guides.

On identifie ainsi les échantillons les plus prometteurs qui conduisent aux lasers présentés dans la troisième partie. Pour ce faire, les cavités sont achevées en déposant des miroirs sur les tranches d'entrée et de sortie des cristaux. On peut alors procéder à la caractérisation en fonctionnement continu puis impulsionnel et, dans chaque cas, comparer les résultats au comportement théorique prévu pour pouvoir conclure sur la gamme d'applications concernées.

Note : Chaque chapitre débute par un rappel de son plan, est constitué de trois parties et s'achève par un résumé. Les sous-parties sont introduites par un paragraphe qui s'efforce, à partir d'un contexte plus général, de les situer dans la progression du mémoire. Les références bibliographiques figurent en bas de page de façon abrégée. La conclusion générale est suivie des références complètes et d'une table des matières détaillée.

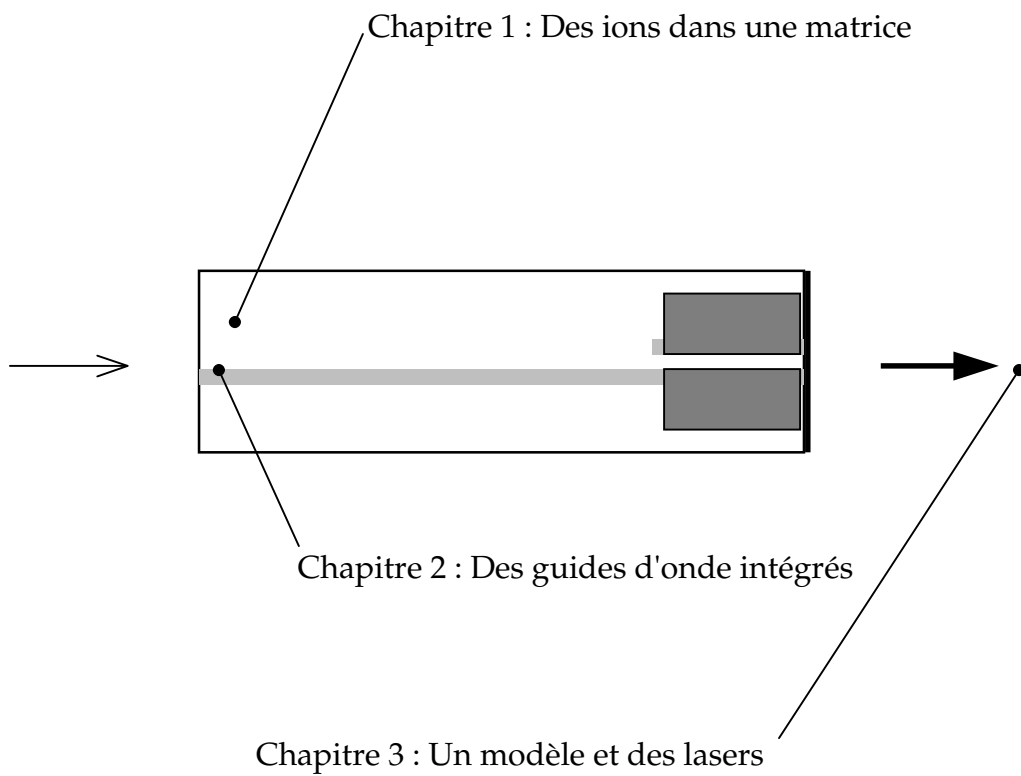


Illustration: Cristal de niobate de lithium dopé erbium muni d'un guide d'onde et d'un modulateur électro-optique intégrés.



**1.**

## **DES IONS DANS UNE MATRICE**

**D**ans le premier chapitre, un modèle d'amplification optique est construit, qui prend en compte les effets liés aux différentes valeurs de concentration d'erbium envisageables. Établi dans le cas d'un pompage homogène, il pourra être étendu dans le Chapitre 3 aux lasers guides d'onde, caractérisés par la répartition transverse de l'énergie et la variation longitudinale des puissances de la pompe et du signal.

Pour y parvenir, on commence dans la première partie (Pages 15 à 27) par présenter la matrice polyvalente qu'est le niobate de lithium (Section 1.1.1) et par introduire les propriétés auxquelles il sera fait sans cesse référence dans la suite de ce mémoire.

Les effets liés à l'indice de réfraction sont soulignés puisque c'est grâce à sa maîtrise qu'on peut réaliser des structures guidantes et moduler leur transmission (Section 1.1.2). Après avoir passé en revue les cristaux non-dopés, le sujet des ions erbium introduits dans la matrice et qui vont lui conférer des propriétés laser supplémentaires est abordé (Section 1.1.3).

La seconde partie (Pages 27 à 39) est consacrée aux mesures spectroscopiques d'absorption (Section 1.2.1), d'émission stationnaire (Section 1.2.2) et d'émission résolue dans le temps (Section 1.2.3) du matériau  $\text{Er:LiNbO}_3$ . On y détermine en particulier des grandeurs courantes dans le domaine des lasers comme les sections efficaces d'absorption et d'émission ainsi que les durées de vie des niveaux excités à prendre en compte.

Enfin, dans la troisième partie (Pages 39 à 54), on s'attache à relier ces résultats, de la façon la plus simple possible, aux paramètres utiles à la description de l'inversion de population dans  $\text{Er:LiNbO}_3$  dans les différents cas de dopage. A partir de la liste des phénomènes susceptibles de limiter le gain caractéristique des échantillons fortement dopés aux ions  $\text{Er}^{3+}$  (Section 1.3.1), on procède par élimination des moins probables pour établir les équations qui régissent le remplissage des niveaux d'énergie significatifs (Section 1.3.2), dans les deux cas possibles de pompage avec des diodes laser. Ces hypothèses sont validées par une comparaison avec les expériences de la seconde partie (Section 1.3.3) et on prévoit ainsi diverses conditions favorables au bon fonctionnement de lasers.

## 1.1. Cristallographie et propriétés optiques

Dans le domaine des matériaux lasers, il est désormais courant pour une espèce active donnée de chercher à choisir la matrice en fonction du cahier des charges de l'application. Ainsi, tel verre dopé à l'erbium est sélectionné pour ses propriétés thermiques<sup>1</sup>, tandis que l'ion thulium gagne à être incorporé dans des fibres fluorées à plus faible énergie de phonons que la silice pour donner des lasers dans de multiples gammes de longueurs d'onde<sup>2</sup>.

Ces exemples concernent des hôtes amorphes et passifs dont il est possible de faire varier la composition. En revanche, pour avoir accès aux propriétés intrinsèques des monocristaux ferroélectriques, la marge de manoeuvre est plus réduite puisque le dopage ne doit pas trop altérer l'édifice cristallin. Le choix s'est ainsi rapidement porté sur le niobate de lithium qui autorise à la fois l'introduction de diverses terres rares<sup>3</sup> jusqu'à des concentrations de l'ordre du pour-cent et la réalisation de guides d'ondes et de modulateurs, de façon correctement maîtrisée.

Cette partie s'ouvre donc sur un rappel de quelques propriétés de cette matrice et de leurs conséquences en optique guidée avant d'aborder la description des matériaux Er:LiNbO<sub>3</sub> obtenus par deux techniques de dopage à l'erbium.

### 1.1.1. Généralités sur le niobate de lithium

- *Quelques propriétés structurales*

Le Tableau 1-1, commenté ci-après, reproduit un extrait de la fiche technique du niobate de lithium en provenance de Crystal Technologies (Palo Alto, Californie), un des principaux fournisseurs dont la production annuelle se compte en tonnes.

Tableau 1-1: Quelques caractéristiques des cristaux de LiNbO<sub>3</sub> congruent.

Composition (mol. de Li <sub>2</sub> O)	%	48,38	Coefficient de dilatation // c	%/°C	4.10 <sup>-4</sup>
Point de fusion	°C	1250	Coefficient de dilatation ⊥ c	%/°C	14.10 <sup>-4</sup>
Température de Curie	°C	1142	Constante diélectrique max.	-	84,6
Groupe ponctuel	-	3m	Coeff. électro-optique max.	pm/V	33
Groupe d'espace	-	R3c	Coeff. non-linéaire max.	pm/V	33
Côté de maille hexagonale a <sub>H</sub>	Å	5,148	Coeff. pyro-électrique max.	C/°C.m <sup>2</sup>	-4.10 <sup>-5</sup>
Hauteur de maille c <sub>H</sub>	Å	13,86	Coeff. piézo-électrique max.	C/N	69,2
Densité	g/cm <sup>3</sup>	4,65	Diamètre de tranche max.	pouces	4
Chaleur spécifique	cal/g.°C	0,15	Longueur d'onde de coupure	nm	350
Conductivité thermique	J/cm.s.°C	0,04	Longueur d'onde de coupure	µm	5,5

<sup>1</sup> [TAN] E. Tanguy *et coll.*, Electron. Lett., 31 (1995), p. 458.

<sup>2</sup> [SMA] R. G. Smart *et coll.*, Opt. Comm., 82 (1992) p. 563.

<sup>3</sup> [BEL] K. G. Belabaev *et coll.*, Phys.Stat. Sol. (a), 28 (1975), p. K17.

[LOR] A. Lorenzo *et coll.*, J. Phys. Condens. Matter, 6 (1994), p. 1065.

[NUNa] L. Núñez *et coll.*, J. Lumin., 55 (1993), p. 253.



A condition d'accepter un léger écart à la composition stœchiométrique  $(\text{Li}_{0,5}\text{Nb}_{0,5})_2\text{O}_3$ , on sait fabriquer ce matériau avec une très bonne homogénéité. Le tirage à partir d'un bain congruent garantit en outre une bonne reproductibilité des propriétés d'une boule à une autre. Une tolérance d'orientation par diffraction des rayons X de moins d'un degré est couramment garantie.

En dehors d'analyses locales de type sonde de Castaing, la mesure de la température de Curie  $T_c$ , sensible aux écarts de composition, est aussi un indicateur de qualité.

La structure cristalline du niobate de lithium a fait, depuis les années 60, l'objet de nombreuses investigations<sup>1</sup>. 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  $P_s$  nulle. A température ambiante, le matériau est au contraire dans une phase ferroélectrique orientée. Les tranches disponibles destinées à l'optique sont donc non seulement monocristallines mais également monodomains vis-à-vis de  $P_s$ . Ceci se traduit en particulier par des différences de comportement entre les faces d'un cristal lors des traitements chimiques qu'il est susceptible de subir<sup>2</sup>.

Une autre conséquence pratique des études ci-dessus est la connaissance relativement bonne des insertions d'impuretés et dopants au sein de la matrice, qui permet par exemple aux fournisseurs de proposer de façon standard des cristaux de  $\text{LiNbO}_3$  codopés  $\text{MgO}$  caractérisés par une meilleure tenue au flux.

Du point de vue des propriétés thermo-mécaniques, les plaquettes de niobate de lithium d'environ 1 mm 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 microscope ou des tranches de semi-conducteurs, que ce soit au cours des opérations de nettoyage, de dépôt ou de cuisson à haute température. Le matériau est en outre assez facile à polir. Enfin, le fait qu'il conduise la chaleur environ 4 fois moins bien que le YAG est peu gênant dans le cadre de l'optique guidée.

Finalement, un bref examen des coefficients électro-optique, piézo-électrique, pyro-électrique et non-linéaire rapportés dans le Tableau 1-1, qui vont de concert avec une large fenêtre de transparence, achève de souligner l'intérêt de  $\text{LiNbO}_3$ .

- *Quelques phénomènes physiques*

Dans la gamme de propriétés qui caractérisent le niobate de lithium, on peut regrouper celles qui lient les variations de champ électrique à l'indice du matériau puisque c'est ce dernier qui est déterminant en optique guidée.

Ainsi, si on applique une tension aux bornes d'électrodes déposées sur un substrat de

---

<sup>1</sup> [PRO] A. M. Prokhorov *et coll.*, Physics and chemistry of crystalline  $\text{LiNbO}_3$ , IOP Ed. (1990), Bristol.

<sup>2</sup> [ARM] F. Armani, Thèse de Doctorat, Université de Nice-Sophia Antipolis, 19/06/1992.

[LAU] F. Laurell *et coll.*, IEEE J. Lightwave Technol., 10 (1992) p. 1606.

LiNbO<sub>3</sub>, on induit une variation d'indice  $\Delta n$ . C'est l'effet Pockels, ou électro-optique linéaire, qui est prépondérant dans cette matrice non-centrosymétrique, par opposition à l'effet Kerr quadratique. En configuration guidée, on verra (cf. p. 63) qu'il est possible d'atteindre  $\Delta n > 10^{-4}$  avec seulement quelques volts.

L'autre propriété à prendre en compte est la variation d'indice liée au champ électrique qui peut apparaître localement lorsque de la lumière traverse un cristal. Dans certains cas, elle atteint le même ordre de grandeur que ci-dessus (cf. p. 20). La différence majeure par rapport à ce qui précède est que l'effet photoréfractif, à l'origine appelé dommage optique, est responsable d'une variation d'indice persistante lorsque le champ incident est interrompu.

Tandis que ce phénomène peut être mis à profit par exemple pour inscrire de façon durable des hologrammes dans des cristaux de LiNbO<sub>3</sub> dans ce cas souvent codopés avec du fer, on cherche à s'en affranchir en optique guidée afin d'obtenir des composants aux performances indépendantes du flux lumineux propagé.

- *Quelques applications*

On ne fait que mentionner sans s'attarder les exemples dont les principes physiques de base s'éloignent trop du sujet de ce mémoire.

Encore au stade du laboratoire, les mémoires photoréfractives font l'objet de nombreux efforts et Fe:LiNbO<sub>3</sub> constitue un matériau de référence. L'arrivée à maturité des méthodes de retournement périodique de  $P_s$  dans LiNbO<sub>3</sub> donne d'ores et déjà de bons résultats en génération de second harmonique et promet l'extension de la technique du quasi-accord de phase à d'autres fonctions non-linéaires<sup>1</sup>.

Enfin, les détecteurs pyro-électriques, les filtres à ondes acoustiques de surface et les modulateurs acousto- et électro-optiques réalisés à partir de niobate de lithium sont autant de composants désormais répandus.

Dans le domaine de l'optique intégrée, le débouché principal des substrats de LiNbO<sub>3</sub> est aujourd'hui celui des transmissions optiques<sup>2</sup>.

Les composants fabriqués se prêtent en effet assez bien aux connections avec des fibres monomodes standards et leurs propriétés électro-optiques répondent de plus aux besoins gourmands en bande passante du marché.

On peut ainsi citer l'exemple des modulateurs d'intensité couramment utilisés sur les lignes à haut débit jusqu'à plusieurs GHz, dans les systèmes à solitons en cours de développement<sup>3</sup> ainsi que pour la télévision par câble dans le cas des versions linéarisées adaptées aux signaux analogiques. L'avènement des amplificateurs à fibres dopées à l'erbium a également accéléré le recours aux mélangeurs de polarisation à base de LiNbO<sub>3</sub>, sans équivalent dans d'autres technologies<sup>4</sup>.

<sup>1</sup> [WEB] J. Webjörn *et coll.*, Optics & Photonics News, OSA Ed., 4 (1997) p.16.

<sup>2</sup> [ALFa] R. C. Alferness, Optics & Photonics News, OSA Ed., 9 (1997) p. 16.

<sup>3</sup> [VES] J. J. Veselka *et coll.*, IEEE J. Selec. Topics in Quantum Electron., 2 (1996) p. 300.

<sup>4</sup> [HEI] F. Heismann *et coll.*, IEEE J. Selec. Topics in Quantum Electron., 2 (1996) p. 311.

### 1.1.2. Biréfringence et optique intégrée

- *Indices de réfraction*

Le niobate de lithium est un matériau uniaxe négatif. A 25°C, La dispersion des indices de réfraction ordinaire et extraordinaire est donnée par les relations de Sellmeier<sup>1</sup> rapportées ci-dessous, où la longueur d'onde  $\lambda$  est exprimée en  $\mu\text{m}$ :

$$n_o^2 = 4.9048 + \frac{0,11775}{\lambda^2 - 0.04753} - 0.027153 \lambda^2 \quad \text{Eq. 1-1}$$

$$n_e^2 = 4.5820 + \frac{0,09921}{\lambda^2 - 0.04448} - 0,021940 \lambda^2 \quad \text{Eq. 1-2}$$

Ces relations sont valables dans la fenêtre de transparence de  $\text{LiNbO}_3$  pour des boules de composition congruente (cf. Tableau 1-1). On note qu'en cas de diminution de la proportion de lithium par rapport au niobium, l'indice ordinaire reste quasiment inchangé tandis que l'indice extraordinaire augmente<sup>2</sup>.

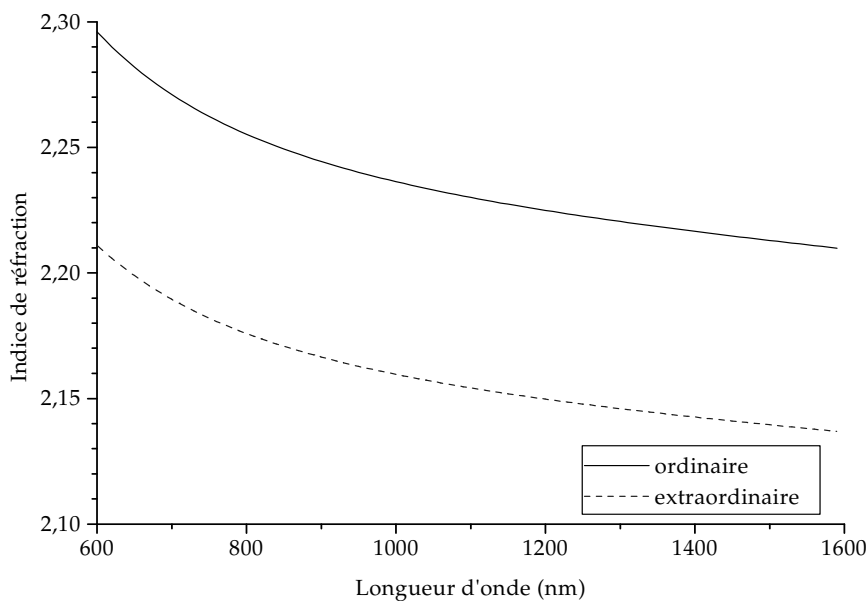


Figure 1-1: Dispersion de l'indice de réfraction dans  $\text{LiNbO}_3$  congruent.

La Figure 1-1 met en évidence la biréfringence relativement importante du niobate de lithium. Pour simplifier, on peut toutefois considérer la réflexion de Fresnel aux interfaces air- $\text{LiNbO}_3$  équivalente pour les deux polarisations (i: o ou e).

$$R_F^i = \frac{(1 - n_i)^2}{(1 + n_i)^2} \quad \text{Eq. 1-3}$$

<sup>1</sup> [EDW] G. J. Edwards *et coll.*, Opt. Quant. Elec., 16 (1984) p. 373.

<sup>2</sup> [PRO] A. M. Prokhorov *et coll.*, Physics and chemistry of crystalline  $\text{LiNbO}_3$ , IOP Ed. (1990), Bristol

On a ainsi, autour de  $\lambda = 1,5 \mu\text{m}$  :  $R_F^{\text{ord.}} \sim R_F^{\text{ext.}} \sim R_F \sim 14\%$ .

En revanche, on verra plus loin que la différence de l'ordre de  $10^{-2}$  entre les deux indices a des conséquences importantes en termes de guidage (cf. p. 60).

- **Choix de l'orientation**

Dans ce qui suit, on appelle Z l'axe de symétrie principal du niobate de lithium, perpendiculaire aux plans définis par les atomes d'oxygène. La Figure 1-2 précise son orientation algébrique par rapport à l'alignement des atomes de lithium et de niobium.

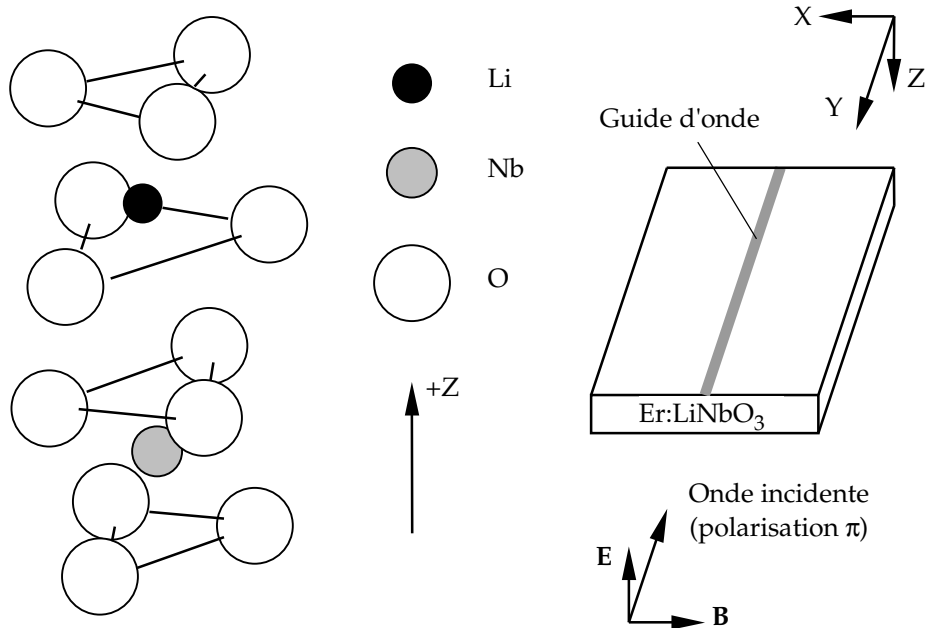


Figure 1-2: Conventions d'orientation par rapport à la maille<sup>1</sup>.

Un faisceau polarisé linéairement qui se propage avec son champ électrique parallèle à Z, par exemple selon l'axe X ou Y, voit l'indice extraordinaire, plus faible que l'ordinaire. Cette configuration de polarisation est parfois dénommée  $p$  et le plus souvent  $\pi$ , comme dans la suite de ce texte.

De la même manière, plutôt que  $s$ , on réserve la lettre  $\sigma$  aux ondes dont le champ électrique est perpendiculaire à Z. Lorsque LiNbO<sub>3</sub> est dopé, on est amené à distinguer parmi ces dernières celles dont le vecteur d'onde est selon l'axe Z et 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. La polarisation correspondante est appelée  $\alpha$ . On retient que c'est tout de même l'indice ordinaire qui est significatif dans ce cas.

Dans les guides intégrés sur des cristaux plans, on distingue les ondes qui se propagent avec leur champ électrique parallèle à l'interface air-substrat, dites TE, de celles, dites TM, pour lesquelles c'est le cas du champ magnétique (cf. p. 58).

<sup>1</sup> [KOJ] S. Kojima, Jpn. J. Appl. Phys., 32, Part 1 (1993) p. 4373.

Partant de là, le Tableau 1-2 explicite les différentes polarisations qu'il est possible de guider en fonction des orientations choisies et des variations d'indice réalisables.

**Tableau 1-2:** Polarisations propagées en optique intégrée sur Er:LiNbO<sub>3</sub>. Entre crochets, augmentation d'indice ordinaire ou extraordinaire nécessaire. Les cases ombrées correspondent au meilleur choix du point de vue de la modulation électro-optique, avec un champ électrique selon Z.

Axe de propagation	Coupe cristallographique (axe normal au substrat)		
	X	Y	Z
X	-	TM $\leftrightarrow$ $\sigma$ [ $\Delta n_o$ ]	TM $\leftrightarrow$ $\pi$ [ $\Delta n_e$ ]
	-	TE $\leftrightarrow$ $\pi$ [ $\Delta n_e$ ]	TE $\leftrightarrow$ $\sigma$ [ $\Delta n_o$ ]
Y	TM $\leftrightarrow$ $\sigma$ [ $\Delta n_o$ ]	-	TM $\leftrightarrow$ $\pi$ [ $\Delta n_e$ ]
	TE $\leftrightarrow$ $\pi$ [ $\Delta n_e$ ]	-	TE $\leftrightarrow$ $\sigma$ [ $\Delta n_o$ ]
Z	TM $\leftrightarrow$ $\alpha$ [ $\Delta n_o$ ]	TM $\leftrightarrow$ $\alpha$ [ $\Delta n_o$ ]	-
	TE $\leftrightarrow$ $\alpha$ [ $\Delta n_o$ ]	TE $\leftrightarrow$ $\alpha$ [ $\Delta n_o$ ]	-

Enfin, les impératifs de la modulation par effet électro-optique s'ajoutent à ceux de la fabrication des guides d'onde. Dans les diverses structures intégrées (cf. p. 65 et 68), on cherche en effet à induire des variations d'indice avec la plus faible tension de commande possible. Il faut pour cela mettre à profit le plus fort coefficient non-linéaire du niobate de lithium, à savoir  $r_{33} \sim 33$  pm/V.

En pratique<sup>1</sup>, ceci revient à privilégier les géométries rappelées dans le Tableau 1-2. Parmi celles-ci, les systèmes d'électrodes plus simples déposés sur des cristaux coupe Z ont été retenus (cf. p. 63).

- **Indice et effet photoréfractif**

A l'encontre des techniques qui permettent de créer et de contrôler des variations d'indice permanentes dans LiNbO<sub>3</sub>, cet effet apparaît quand une forte intensité lumineuse traverse la matrice. En optique intégrée, il s'ajoute aux variations d'indice, ou  $\Delta n$ , utiles et peut faire varier les caractéristiques des guides non seulement en fonction de la puissance, mais également de la longueur d'onde et du type de modulation éventuelle des faisceaux propagés.

L'origine physique communément admise<sup>2</sup> est liée à la photo-génération d'électrons au niveau d'impuretés Fe<sup>2+</sup>. Ces derniers migrent ensuite par effet photovoltaïque, de façon préférentielle selon l'axe Z. Le champ local résultant conduit alors à l'apparition d'un  $\Delta n$  par effet électro-optique linéaire.

Enfin, les lois de la diffusion et du piégeage des porteurs, en particulier dans les zones peu éclairées à la périphérie des guides d'onde, peuvent rendre ce phénomène métastable et le faire durer au-delà de la période d'illumination. C'est pour cette raison qu'il fut d'abord baptisé dommage optique.

<sup>1</sup> [ALFb] R. C. Alferness, IEEE Trans. Microwave Theory & Tech., MTT-30, 8 (1982) p. 1121.

<sup>2</sup> [JER] F. Jermann *et coll.*, J. Opt. Soc. Am. B, 12, 11 (1995) p. 2066.

Conformément à ces remarques, on peut pour l'éviter prendre diverses précautions parmi la liste suivante:

- Limitation de l'énergie des photons incidents.
- Limitation de l'intensité des faisceaux et de la durée d'éclairement.
- Choix d'une propagation selon l'axe Z des cristaux<sup>1</sup>.
- Codopage de la matrice avec des composés propices à la compensation de charge<sup>2</sup>. C'est par exemple le cas de MgO, que l'on sait ajouter dans la masse jusqu'à 5% et dans une moindre mesure des protons parfois introduits pour former des guides (cf. p. 59).
- Dans le cas de guides droits, fabrication de structures à  $\Delta n$  suffisamment fort pour pouvoir négliger des variations d'indice parasites<sup>3</sup> de l'ordre de  $3.10^{-4}$ .
- Augmentation de la température afin de redistribuer les charges<sup>4</sup>.

De façon générale, l'effet photoréfractif est plus important dans les guides Ti:LiNbO<sub>3</sub> que dans le matériau vierge, mais il s'avère peu gênant<sup>5</sup> pour des longueurs d'onde supérieures à 1,3  $\mu\text{m}$  et jusqu'à plusieurs dizaines de mW. Bien qu'un peu moins renforcé par les ions à fort degré d'oxydation, il reste néanmoins assez sensible à la présence de dopants. Il conviendra donc de le caractériser dans Ti:Er:LiNbO<sub>3</sub> (cf. p. 85).

### 1.1.3. Dopage à l'erbium

- **Concentration uniforme**

La méthode la plus simple pour obtenir du niobate de lithium dopé à l'erbium est sans doute d'introduire la terre rare dans le mélange d'oxydes en fusion, avant la croissance de la boule d'où sont extraits les substrats monocristallins. On obtient, après orientation, découpe et polissage, des plaquettes de couleur rose plus ou moins prononcée selon le pourcentage d'erbium désiré.

Ce dopage dans la masse complique tout de même le tirage des monocristaux, de sorte qu'ils sont plus longs à fabriquer et donc plus coûteux. En outre, il faut noter que leur taille est, pour l'instant, limitée à des diamètres inférieurs à deux pouces, c'est-à-dire au minimum deux fois moins que les tranches de niobate de lithium non-dopé produites en grande série utilisables pour un dopage à l'erbium en surface (cf. p. 23).

La qualité des cristaux est toutefois préservée tant que le dopage reste inférieur à environ 2%. Cette valeur, ainsi que toutes celles citées dans la suite, s'entendent en

<sup>1</sup> [AM1a] J. Amin *et coll.*, Appl. Phys. Lett., 69 (1996) p. 3785.

<sup>2</sup> [KON] Y. Kondo *et coll.*, Appl. Opt., 33, 16 (1994) p. 3348.

<sup>3</sup> [HARa] G. T. Harvey *et coll.*, IEEE J. Q-E 22, 6 (1986) p. 939.

<sup>4</sup> [GLA] A. M. Glass *et coll.*, Appl. Opt., 19, 2 (1980), p. 276.

<sup>5</sup> [BET] G. E. Betts *et coll.*, IPR'93, Palm Springs, Ca., OSA Technical Digest Series vol. 10.

terme de substitution d'ions lithium ( $\text{Li}^+$ ) ou niobium ( $\text{Nb}^{5+}$ ) par les ions erbium ( $\text{Er}^{3+}$ ). Les pourcentages dits molaires, rapportés à une quantité d'oxyde d'erbium  $\text{Er}_2\text{O}_3$ , seraient moitié moindres.

A titre de comparaison, la quantité maximum de néodyme<sup>1</sup> que l'on peut introduire dans un monocristal de  $\text{LiNbO}_3$  est de l'ordre de 0,3% et le rayon de l'ion  $\text{Er}^{3+}$ , autour de 1 Å en coordinence 8, est environ 10% plus petit que celui de  $\text{Nd}^{3+}$ .

La grandeur intéressante en pratique est le nombre d'ions  $\text{Er}^{3+}$  par unité de volume, noté  $N_0$ , que l'on peut calculer de différentes manières à partir des données du premier paragraphe. Connaissant le volume  $V_m = 6(a_H/2)(\sqrt{3}a_H/2)c_H/3$  de la maille élémentaire de  $\text{LiNbO}_3$ , on remarque que celle-ci contient 6 ions<sup>2</sup>. Comme la structure cristalline est supposée peu modifiée, il vient, pour 1% d'erbium:

$$N_0 = \frac{6}{100 V_m} \approx 1,88 \cdot 10^{20} \text{ ions.cm}^{-3} \quad \text{Eq. 1-4}$$

On peut également, toujours pour de faibles dopages, estimer  $N_0$  en fonction de la densité moyenne d'ions dans la matrice par une simple règle de trois. Soient  $\rho_v$  et  $M$  les masses volumique et molaire de  $\text{LiNbO}_3$  et  $N_a$  le nombre d'Avogadro, on obtient, pour 1% d'erbium, le même résultat que précédemment :

$$N_0 = \frac{\rho_v N_a}{100 M} \approx 1,88 \cdot 10^{20} \text{ ions.cm}^{-3} \quad \text{Eq. 1-5}$$

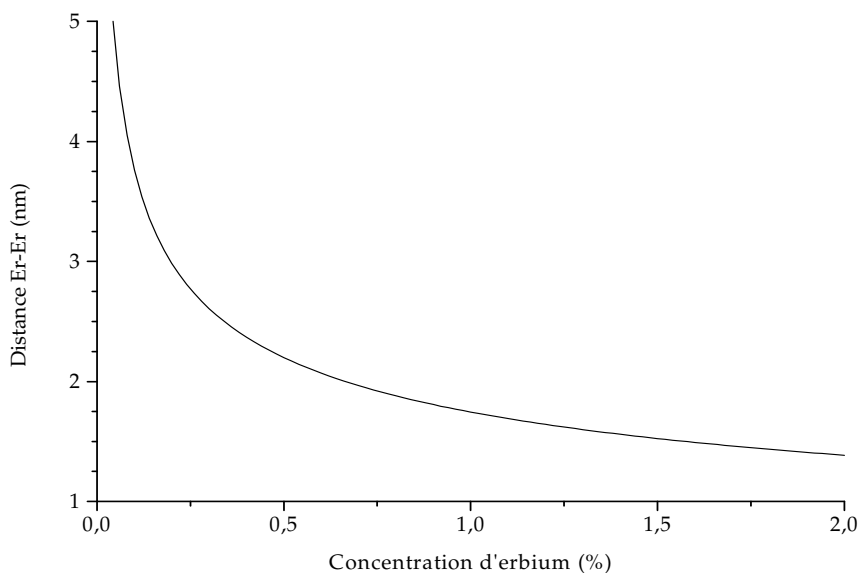


Figure 1-3: Ordre de grandeur de la distance  $\text{Er}^{3+}$ - $\text{Er}^{3+}$  en fonction du taux de dopage (cf. Eq. 1-6).

<sup>1</sup> [LAL] E. Lallier, Thèse de Doctorat, Université de Paris-Sud, Orsay, 19/12/1992.

<sup>2</sup> [KUZ] Y. S. Kuzminov *et coll.*, *Ferroelectrics*, 142 (1993), p. 105.

Dans l'hypothèse d'ions  $\text{Er}^{3+}$  répartis de façon homogène, on calcule de la même manière un ordre de grandeur de la distance inter-ionique:

$$d_{\text{moy.}}(\text{Er-Er}) = \frac{1}{\sqrt[3]{N_0}} \quad \text{Eq. 1-6}$$

Le résultat numérique de cette équation est reporté sur la Figure 1-3 pour les valeurs de concentration en dessous de la solubilité de l'erbium dans  $\text{LiNbO}_3$ .

- **Diffusion à haute température**

Une alternative récente au dopage dans la masse est la diffusion à haute température d'erbium déposé sur des substrats de  $\text{LiNbO}_3$  sous forme de film métallique ou d'oxyde  $\text{Er}_2\text{O}_3$ .

On remarque en effet que la portion digne d'intérêt dans le cadre de l'optique intégrée est limitée à quelques microns de la surface des cristaux et que la présence de dopant dans le reste du volume est inutile voire gênante (cf. p. 109).

Parmi les deux techniques reproductibles pouvant conduire à l'introduction d'erbium en surface rapportées à ce jour, on passe sur l'implantation d'ions qui nécessite un accélérateur<sup>1</sup>. La méthode thermique 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.

La modélisation du phénomène s'appuie sur des équations de diffusion de Fick. Des déterminations expérimentales<sup>2</sup> ont conduit à une description par un coefficient de diffusion indépendant de la concentration d'erbium, mais anisotrope. Les lois d'Arrhenius correspondantes sont :

$$D_{//Z} = 4,8 \cdot 10^{-5} \exp\left[-\frac{2,28 \times 1,6 \cdot 10^{-19}}{k_B T}\right], \text{ en cm}^2/\text{s} \quad \text{Eq. 1-7}$$

$$D_{\perp Z} = 12 \cdot 10^{-5} \exp\left[-\frac{2,44 \times 1,6 \cdot 10^{-19}}{k_B T}\right], \text{ en cm}^2/\text{s} \quad \text{Eq. 1-8}$$

Ici,  $k_B$  est la constante de Boltzmann et  $T$  la température de diffusion en kelvins. La Figure 1-4 donne les valeurs numériques des coefficients dans des cristaux coupe  $Z$ , donc parallèlement à ce même axe, ou coupe  $X$  ou  $Y$ , donc perpendiculairement à  $Z$ . Pour les principaux profils de dopage en erbium admis comme solution de l'équation de Fick, on définit une profondeur caractéristique de diffusion au bout d'un temps  $t_{\text{diff}}$  par (i:  $//Z$  ou  $\perp Z$ ):

$$d_{\text{Er}} = 2 \sqrt{D_i t_{\text{diff}}} \quad \text{Eq. 1-9}$$

On a ainsi un ordre de grandeur de la vitesse de diffusion : en s'approchant au

<sup>1</sup> [FLE] M. Fleuster *et coll.*, J. Appl. Phys., 75 (1994), p. 173.

<sup>2</sup> [BAUa] I. Baumann *et coll.*, Appl. Phys. A, 64 (1997) p. 33.



maximum de la température de Curie, 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, de l'ordre de quelques microns.

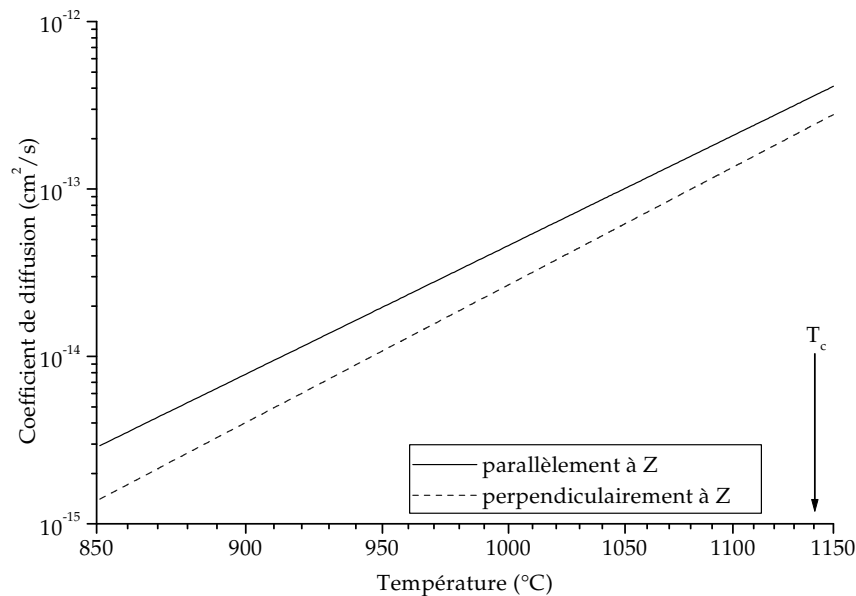


Figure 1-4: Evolution des coefficients de diffusion de l'erbium dans  $\text{LiNbO}_3$  en fonction de la température.

Un autre facteur peut s'avérer limitant dans la technique de dopage par diffusion d'erbium. Il faut en effet prendre en compte la quantité de dopant qu'il est possible d'introduire au sens des équilibres de concentrations à l'interface entre deux solutions solides.

L'approche phénoménologique utilisée ci-dessus a permis aux auteurs de modéliser la solubilité maximum de l'erbium dans  $\text{LiNbO}_3$  sous la forme:

$$N_0^{\text{max.}} = 1,8 \cdot 10^{25} \exp\left[-\frac{1,36 \times 1,6 \cdot 10^{-19}}{k_B T}\right] \text{ions.cm}^{-3} \quad \text{Eq. 1-10}$$

La Figure 1-5 présente le résultat exprimé en pourcentage atomique de dopant, à titre de comparaison avec les spécifications des cristaux dopés dans la masse, disponibles jusqu'à 2%.

Sachant que le film d'erbium doit être totalement diffusé pour préserver l'état de surface du niobate de lithium, le profil de dopant obtenu est sensiblement gaussien, avec une concentration d'ions maximum  $N_0^{\text{surf.}}$  inférieure à la limite de solubilité et une extension en profondeur dictée par la durée de diffusion.

En restant dans la limite haute de la durée raisonnable des cycles de fabrication, détaillés au chapitre suivant, l'ordre de grandeur de concentration d'erbium à la surface des substrats à faibles pertes obtenus par la méthode de diffusion est 0,7%.

Si on tient compte de la raréfaction des ions  $\text{Er}^{3+}$  au fur et à mesure que l'on s'enfonce dans la zone des cristaux où a typiquement lieu la propagation guidée<sup>1</sup>, on peut estimer la concentration moyenne vue par le faisceau à environ 0,4%.

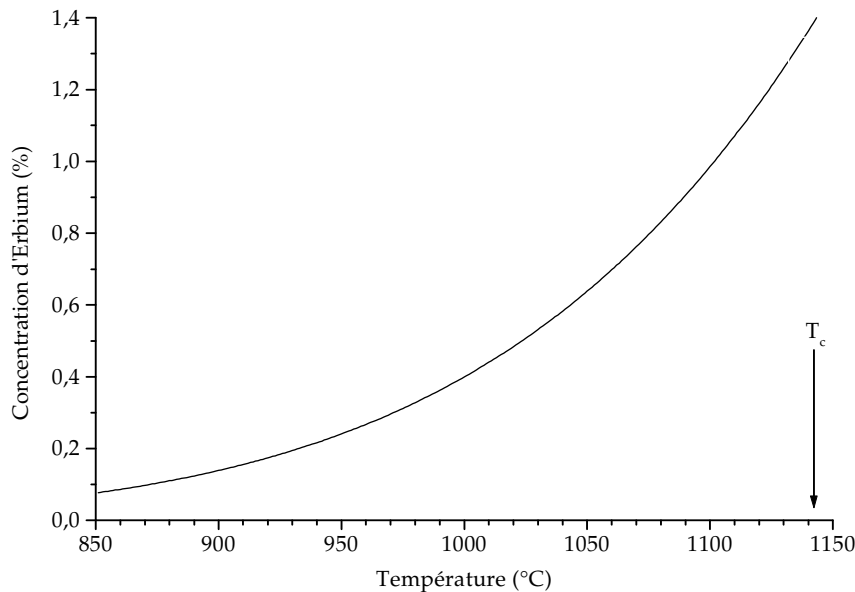


Figure 1-5: Solubilité de l'erbium dans le niobate de lithium en fonction de la température de diffusion (cf. Eq. 1-10).

### • Niveaux d'énergie

En guise de liaison avec le paragraphe suivant qui présente les résultats de mesures d'absorption et d'émission dans diverses conditions, la Figure 1-6 donne un aperçu des niveaux d'énergie des ions erbium dans le niobate de lithium.

On peut d'ores et déjà observer:

- le niveau  ${}^4\text{I}_{13/2}$  vers  $6500 \text{ cm}^{-1}$  ( $\sim 1,5 \mu\text{m}$ ), qui permet à la fois le pompage par des diodes laser à  $1,48 \mu\text{m}$  dans un schéma quasi-deux niveaux et l'effet laser recherché vers le niveau fondamental,
- le niveau  ${}^4\text{I}_{11/2}$  vers  $10\,000 \text{ cm}^{-1}$  ( $\sim 1 \mu\text{m}$ ), qui autorise le pompage du système à trois niveaux  ${}^4\text{I}_{15/2} \rightarrow {}^4\text{I}_{11/2} \rightarrow {}^4\text{I}_{13/2}$  par des diodes laser à  $0,98 \mu\text{m}$ ,
- le groupe ( ${}^4\text{S}_{3/2}, {}^2\text{H}_{11/2}$ ) dans la fenêtre verte du spectre, qui est responsable de la couleur rose des cristaux,
- et les résonances, en particulier entre le niveau de pompage  ${}^4\text{I}_{13/2}$  et le niveau  ${}^4\text{I}_{9/2}$  d'une part, puis entre le niveau de pompage  ${}^4\text{I}_{11/2}$  et le niveau  ${}^4\text{F}_{7/2}$  d'autre part, propices aux phénomènes de conversion d'énergie vers les plus basses longueurs d'onde.

<sup>1</sup> [BAUb] I. Baumann *et coll.*, IEEE J. Quantum Electron., QE-32, 9 (1996) p. 1695.

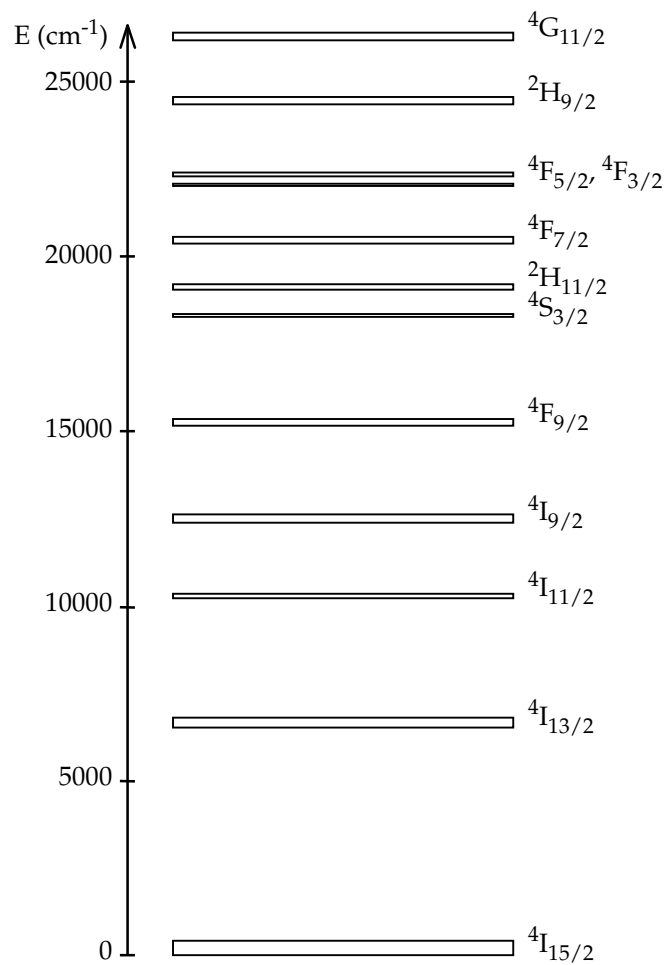


Figure 1-6: Niveaux d'énergie d'Er<sup>3+</sup> dans LiNbO<sub>3</sub>. La hauteur des rectangles est proportionnelle à l'écartement des sous-niveaux de chaque multiplet<sup>1</sup>.

<sup>1</sup> [GAB] V. T. Gabrielyan *et coll.*, Phys. Stat. Sol. (a), 3 (1970) p. K37.

## 1.2. Quelques expériences simples

En dépit des progrès des méthodes de modélisation, la synthèse de nouveaux matériaux appelle invariablement de nouvelles mesures spectroscopiques. Autrement dit, un ion connu inséré dans une matrice qui l'est autant donne la plupart du temps un matériau original. C'est pourquoi, parmi les études incompressibles qui vont de pair avec la conception de lasers, la spectroscopie occupe une place de choix.

La compréhension des possibles mécanismes de réduction de gain due à la concentration d'erbium nécessite encore davantage de données expérimentales. Il s'agit en effet de rendre compte du comportement d'ions excités, qui dépend finement du couple matrice–espèce active. D'autre part, les expériences pompe–sonde, qui constituent un moyen d'investigation important dans ce domaine, sont relativement complexes à mettre en œuvre et délicates à interpréter<sup>1</sup>.

Pourtant, dans la liste des grandeurs physiques observables, les informations sur les phénomènes de conversion d'énergie sont redondantes. On a donc choisi de recueillir de façon classique le maximum de spectres. Les résultats sont présentés ci-dessous en régime stationnaire et en fonction du temps pour une large gamme de cristaux. On se consacrera, dans la troisième partie du chapitre, à en extraire les données utiles à la description des propriétés des matériaux pour les divers dopages disponibles.

### 1.2.1. Spectroscopie d'absorption à l'état stationnaire

- *Rappels sur les unités*

Pour caractériser, en fonction de la longueur d'onde, le degré d'atténuation de la lumière lors de la traversée sur une longueur  $l$  d'un matériau absorbant, on utilise couramment des échelles linéaires ou logarithmiques. La plupart des spectrophotomètres de laboratoires permet ainsi de choisir entre des spectres en pourcentage de transmission, peu pratiques en cas de forte opacité, ou en densité optique. Cette grandeur est définie selon la loi de Beer-Lambert par:

$$\text{d.o.} = \log_{10}\left(\frac{I_0}{I_T}\right) = \varepsilon l c, \quad \text{Eq. 1-11}$$

où  $I_0$  et  $I_T$  sont les intensités incidente et transmise à la longueur d'onde considérée et  $\varepsilon$  un coefficient d'absorption molaire, souvent exprimé en  $\text{dm}^3 \cdot \text{mol}^{-1} \cdot \text{cm}^{-1}$ , adapté à l'étude d'espèces en solution à la concentration  $c$  dans un solvant transparent.

Dans les solides, la loi de variation exponentielle de l'intensité lumineuse reste vraie, mais on préfère en général introduire sans se soucier de concentrations un coefficient d'absorption  $\alpha_a$ , exprimé en  $\text{cm}^{-1}$ , très proche de l'expérience:

$$I_T = I_0 e^{-\alpha_a l} \quad \text{Eq. 1-12}$$

<sup>1</sup> [NIL] J. Nilsson *et coll.*, J. Lightwave Technol., 13, 3 (1995) p. 341.

Lorsqu'il est possible de se ramener au cas des solutions, comme par exemple pour le niobate de lithium faiblement dopé à l'erbium, on décrit le pouvoir absorbant d'une espèce active déterminée répartie de façon homogène dans la matrice avec la concentration volumique  $N_0$  grâce à sa section efficace d'absorption  $\sigma_a$ , en  $\text{cm}^2$ , reliée au coefficient précédent par:

$$\alpha_a = \sigma_a N_0 \quad \text{Eq. 1-13}$$

L'intérêt dans le cas des matériaux lasers réside dans la facilité d'introduction d'une quantité homogène à  $\sigma_a$ , la section efficace d'émission  $\sigma_e$ , qui permettra de décrire simplement le phénomène d'amplification optique (cf. p. 45).

Enfin, l'échelle logarithmique des densités optiques est fréquemment découpée par décades en décibels, afin de faciliter les comparaisons avec celle des puissances optiques des faisceaux mis en jeu exprimées en dBm, c'est-à-dire rapportées au milliwatt selon  $P_{[\text{dBm}]} = 10 \log_{10}(P_{[\text{mW}]})$ . Soit  $A_{\text{dB}}$  la nouvelle valeur du coefficient d'absorption, on peut donc retenir les relations suivantes:

$$A_{\text{dB}} = 10 \log_{10}\left(\frac{I_T}{I_0}\right) = -10 \text{ d.o.} \quad \text{Eq. 1-14}$$

$$\alpha = -\frac{\ln(10)}{10} \frac{A_{\text{dB}}}{l} \quad (1 \text{ cm}^{-1} \approx -4,34 \text{ dB/cm}) \quad \text{Eq. 1-15}$$

A titre d'exemple, on considère un cristal de  $\text{LiNbO}_3$  de 3 cm d'épaisseur dopé avec 0,53% d'erbium, soit une concentration  $N_0 = 10^{20} \text{ ions.cm}^{-3}$  (cf. p. 21). Vers  $1,5 \mu\text{m}$  (cf. Figure 1-10), la section efficace d'absorption atteint  $\sigma_a = 2.10^{-20} \text{ cm}^2$ . On déduit un coefficient d'absorption  $\alpha = 2 \text{ cm}^{-1}$ : au bout d'un centimètre, l'intensité d'un faisceau sonde sera multipliée par  $1/e^2$ , soit une atténuation de plus de 86%. A la traversée de tout l'échantillon, l'absorption totalise  $-4,34 \times 2 \times 3 \sim -26 \text{ dB}$ , ou encore 2,6 en densité optique.

Sans tenir compte des pertes aux interfaces, pour parvenir à détecter un signal de l'ordre du microwatt, ou -30 dBm, la puissance de la sonde à la longueur d'onde considérée devra donc être au moins égale à -4 dBm, soit environ 0,4 mW. Sans détection synchrone, une diode laser est donc de rigueur pour cette mesure.

- *Spectres en lumière polarisée*

Sous réserve de disposer d'échantillons correctement polis et dans les coupes cristallographiques adéquates, il est assez aisé de recueillir indépendamment les spectres d'absorption pour chaque polarisation.

Dans la pratique, on a ainsi pu adapter des polariseurs sur le chemin optique des deux faisceaux d'un spectro-photomètre Perkin-Elmer Lambda 9. Les mesures présentées ci-dessous ont été effectuées en prenant la précaution de placer dans le compartiment de référence un cristal de  $\text{LiNbO}_3$  non dopé de même épaisseur et orientation que les substrats étudiés.

Tableau 1-3: Caractéristiques géométriques des échantillons dopés dans la masse. (\*) Contrôle interférométrique ZYGO: moins d'une frange à 633 nm.

Axe	Dimension (selon l'axe)	Planéité des faces (perpendiculaires à l'axe)	Rugosité des faces (perpendiculaires à l'axe)
X	15 mm	brutes de découpe	brutes de découpe
Y	30 mm	brutes de découpe	brutes de découpe
Z	1 mm	+Z doucie, -Z polie à $\lambda/2$ (*)	+Z doucie, -Z : rayures < 1 $\mu\text{m}$

Ces derniers sont de dimensions typiques rappelées dans le Tableau 1-3 et dopés avec un pourcentage d'erbium entre 0,6 et 2%. On note que ce taux, vérifié à la micro-sonde de Castaing, s'est révélé de 10 à 20% supérieur aux spécifications réclamées (Fournisseur : North China Institute of Electro-Optics, Beijing).

La Figure 1-7 est une vue d'ensemble relevée sur l'ensemble du visible et dans le proche infrarouge et qui permet de se rendre compte de la morphologie et de l'intensité relative des différents pics d'absorption.

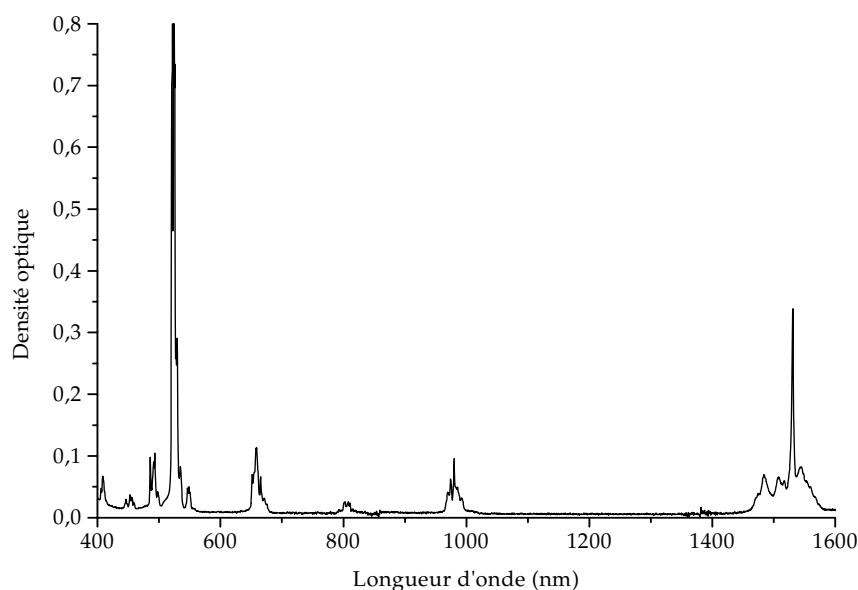


Figure 1-7: Spectre d'absorption d'un échantillon d'Er:LiNbO<sub>3</sub> d'épaisseur 1 mm, dopé à 1,09%, en polarisation  $\alpha$  et avec 1 nm de résolution.

La Figure 1-8 précise les différences, autour de 1,5  $\mu\text{m}$ , entre les spectres établis grâce à un substrat coupe X dans les deux polarisations  $\pi$  et  $\sigma$ . La Figure 1-9 poursuit la comparaison autour de 0,98  $\mu\text{m}$ .

En dehors des précautions rendues nécessaires par le caractère biréfringent de LiNbO<sub>3</sub>, la plus grande difficulté expérimentale est liée à la géométrie des substrats disponibles.

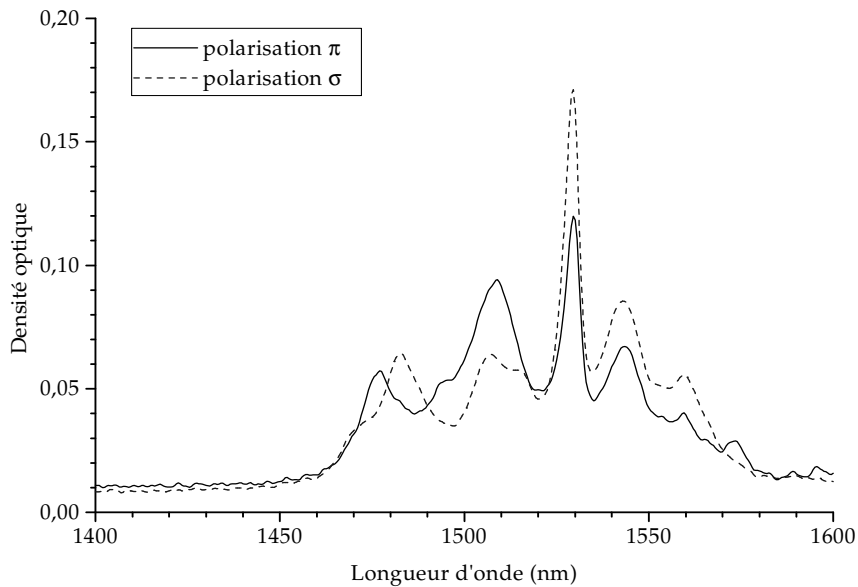


Figure 1-8: Spectres d'absorption autour de 1,5  $\mu\text{m}$  d'un échantillon d'Er:LiNbO<sub>3</sub> d'épaisseur 1 mm, dopé à 1,09% et avec 1 nm de résolution.

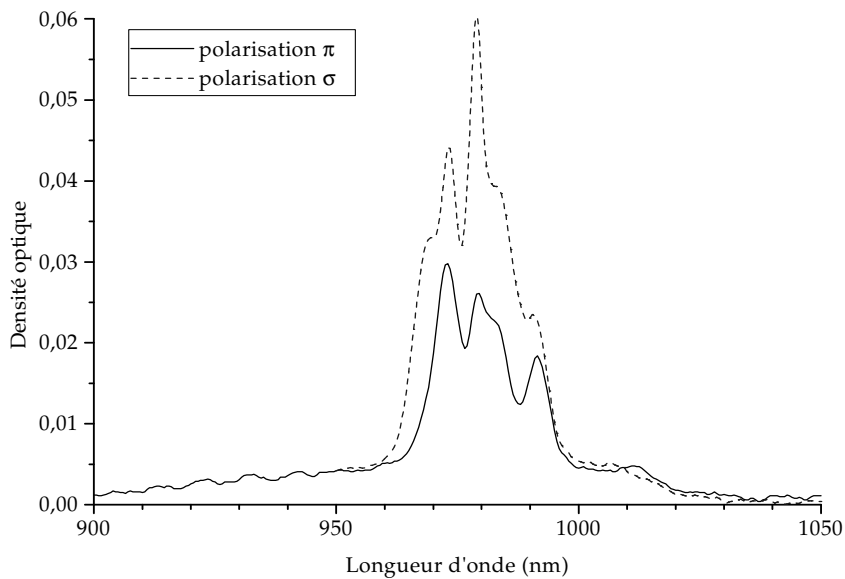


Figure 1-9: Spectres d'absorption autour de 0,98  $\mu\text{m}$  d'un échantillon d'Er:LiNbO<sub>3</sub> d'épaisseur 1 mm, dopé à 1,09% et avec 1 nm de résolution.

Il faut en effet, pour que la compensation offerte par le niobate de lithium non dopé placé dans le faisceau de référence soit efficace et que la ligne de base soit confondue avec la droite d.o. = 0, que les faces des deux cristaux aient été polies parallèlement et

qu'ils fassent la même épaisseur  $e$ . Dans le cas contraire, il est nécessaire de corriger la différence d'absorption résiduelle avant de graduer les spectres en section efficace (cf. p. 27) selon :

$$\sigma_a = \frac{\ln(10)}{e N_0} d.o. \quad \text{Eq. 1-16}$$

Une autre source d'imprécision réside dans la faiblesse relative des densités optiques rencontrées sur des chemins d'un millimètre, au maximum de l'ordre de 0,3 : le bruit de l'appareil, ajouté à l'erreur sur les valeurs d'épaisseur des échantillons peuvent limiter l'exactitude des calculs de section efficace d'absorption. En pratique, pour les principaux pics, on peut néanmoins compter sur une détermination de  $\sigma_a$  à  $\pm 5\%$  autour de  $0,98 \mu\text{m}$  et à  $\pm 2\%$  autour de  $1,5 \mu\text{m}$ .

Enfin, on est contraint de travailler avec des fentes assez larges à cause de la perte d'énergie lumineuse due aux polariseurs et aux réflexions de Fresnel. Toutefois, la résolution de 1 nm obtenue n'apparaît pas limitante au vu des spectres ci-dessus.

On a également pu comparer ces résultats au cas des guides d'onde réalisés par diffusion de titane en développant un banc de mesure spectrale d'absorption en configuration guidée qui sera décrit plus loin (cf. p. 82).

Ceci donne non seulement accès à des chemins optiques de plusieurs centimètres, mais également à des spectres relevés dans une zone du matériau qui a pu être modifiée du point de vue de ses propriétés laser lors de la création du profil d'indice.

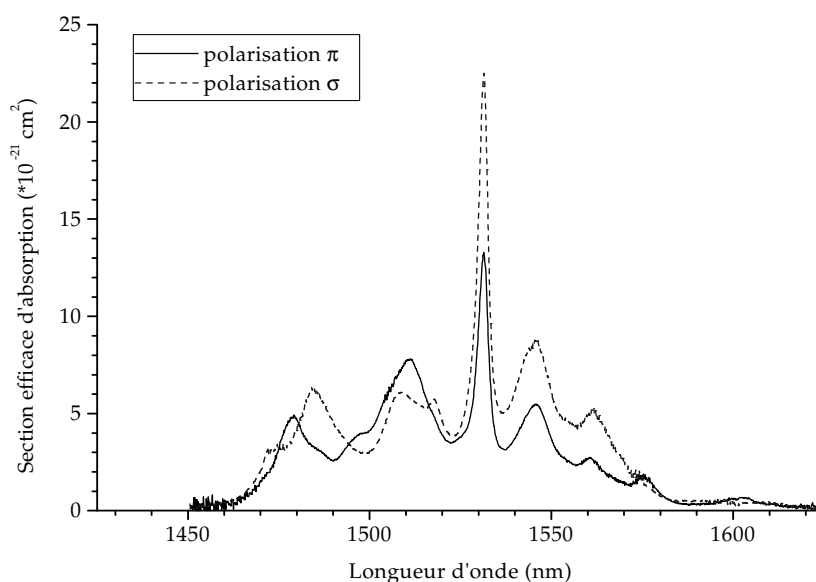


Figure 1-10: Spectres d'absorption en configuration guidée d'un échantillon d'Er:LiNbO<sub>3</sub> dopé à 0,63%. Résolution :  $\sim 0,5$  nm.

On peut en outre s'intéresser aux polarisations propagées dans les guides sans se



soucier de la disponibilité de cristaux polis dans la coupe appropriée, ainsi qu'aux échantillons dopés en surface. Un exemple de résultat apparaît sur la Figure 1-10. Comme le souligne le Tableau 1-4, les valeurs numériques de section efficace d'absorption dans les guides d'onde que l'on déduit sont semblables à celles du matériau massif. Ceci constitue un premier pas dans la démonstration de l'innocuité de la diffusion de titane vis-à-vis des propriétés laser des ions  $\text{Er}^{3+}$ .

Tableau 1-4: Sections efficaces d'absorption à 1,531  $\mu\text{m}$ , en  $\text{cm}^2$ , dans  $\text{Er}:\text{LiNbO}_3$ , en fonction du dopage et de la polarisation.

Polarisation	Configuration guidée		Matériau massif	
	[Er] = 0,63%	[Er] = 1,09%	[Er] = 1,09%	[Er] = 1% <sup>1</sup>
$\pi$	$13,3 \cdot 10^{-21}$	$12,2 \cdot 10^{-21}$	$12,4 \cdot 10^{-21}$	$12,5 \cdot 10^{-21}$
$\sigma$	$22,5 \cdot 10^{-21}$	$19,1 \cdot 10^{-21}$	$18,8 \cdot 10^{-21}$	$19,2 \cdot 10^{-21}$

On remarque également le bon accord avec des valeurs publiées à partir de cristaux dopés dans la masse en provenance d'un autre fournisseur.

- *Écarts à la loi de Beer-Lambert*

Poussant un peu plus en profondeur la comparaison présentée dans le Tableau 1-4, on remarque que les valeurs rapportées ont été relevées sur des échantillons qui présentaient des taux d'erbium différents.

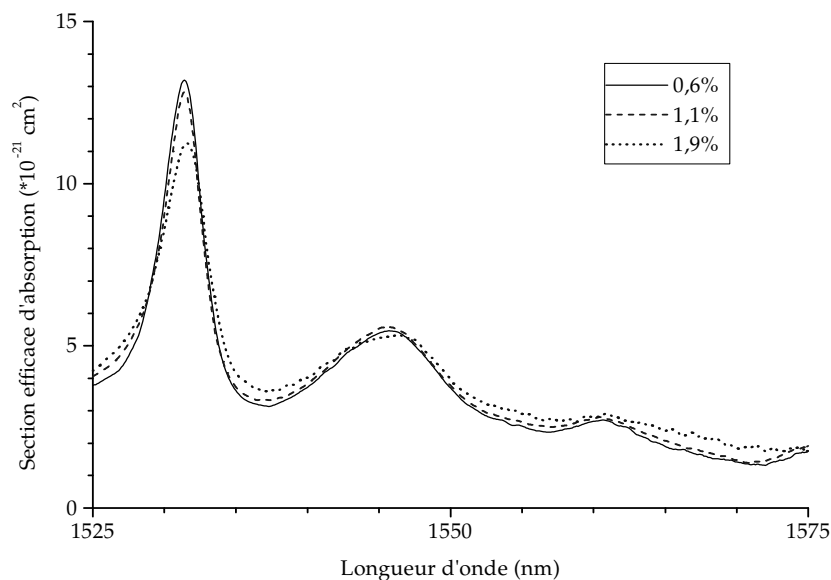


Figure 1-11: Spectres d'absorption d'échantillons d' $\text{Er}:\text{LiNbO}_3$  d'épaisseur 1 mm pour divers dopages, avec 0,5 nm de résolution, et en polarisation  $\pi$ .

<sup>1</sup> [HUAa] C. Huang *et coll.*, J. Lightwave Technol., 12, 5 (1994) p. 803.

Pour préciser les différences, l'évolution de l'absorption dans Er:LiNbO<sub>3</sub> a été enregistrée de nouveau autour du pic principal pour des dopages croissants, avec le spectrophotomètre à double faisceau déjà décrit. La Figure 1-11 met ainsi en évidence une dérive du coefficient d'absorption avec la concentration d'ions actifs. On note qu'elle justifie l'écart entre les mesures présentées dans le Tableau 1-4.

En ce qui concerne son interprétation et sans entrer dans les détails d'une possible apparition d'amas d'erbium en cas de fort dopage face à l'hypothèse d'une simple distorsion de la maille de LiNbO<sub>3</sub>, on peut tout de même retenir que le phénomène semble négligeable au moins jusqu'à des concentrations de l'ordre du pour-cent.

### 1.2.2. Spectroscopie d'émission à l'état stationnaire

- *Précautions expérimentales*

Alors que la puissance du faisceau nécessaire à une mesure spectrale d'absorption reste assez faible pour ne pas blanchir le niveau fondamental de l'espèce considérée, on doit, pour recueillir des spectres d'émission, réussir à exciter suffisamment des niveaux supérieurs.

Dans le cas le plus simple, typiquement pour des ions isolés assimilables à un système à deux niveaux, la quantité de lumière disponible dépend essentiellement des deux facteurs ci-dessous:

- La physique de l'émission décrit l'intensité émise par ion excité comme inversement proportionnelle au produit de la section efficace d'émission par la durée de vie radiative, caractéristiques du matériau (cf. p. 49).

- La géométrie de l'excitation et de la collection déterminent l'importance de la réabsorption des photons émis par des ions voisins au repos.

Si les systèmes à quatre niveaux tels que Nd<sup>3+</sup> dans sa transition à 1,06 μm ne sont pas concernés par cette dernière remarque, la réabsorption depuis le niveau fondamental est un handicap pour l'observation de l'émission vers 1,5 μm des ions Er<sup>3+</sup>. L'issue expérimentale est alors de localiser l'excitation dans une zone du cristal proche de sa surface et de s'assurer que le signal collecté provient du même endroit.

Lorsqu'on s'intéresse à des phénomènes plus complexes comme les transferts d'énergie, il faut également prendre en compte des évolutions non-linéaires de l'émission avec l'intensité du faisceau de pompe.

Ce sujet sera l'objet de la fin de ce chapitre. On peut cependant en déduire dès maintenant un pré-requis expérimental supplémentaire : il est nécessaire que les photons d'excitation soient répartis de façon homogène dans la zone d'où l'on extrait la lumière émise.

Dans la pratique, la plupart des spectres présentés ci-après ont donc été relevés en focalisant le faisceau issu de diodes laser collimatées sur la tranche polie des

cristaux à proximité de leur arête, ou, dans le cas de diodes couplées lors de leur fabrication dans des fibres monomodes, en approchant la face clivée de ces dernières très près de la même zone (cf. Figure 1-12).

Le signal était quand à lui recueilli grâce à une fibre multimode de 50  $\mu\text{m}$  de diamètre de cœur, approchée le long de l'arête perpendiculairement à la face supérieure également polie des substrats jusqu'à la zone d'excitation.

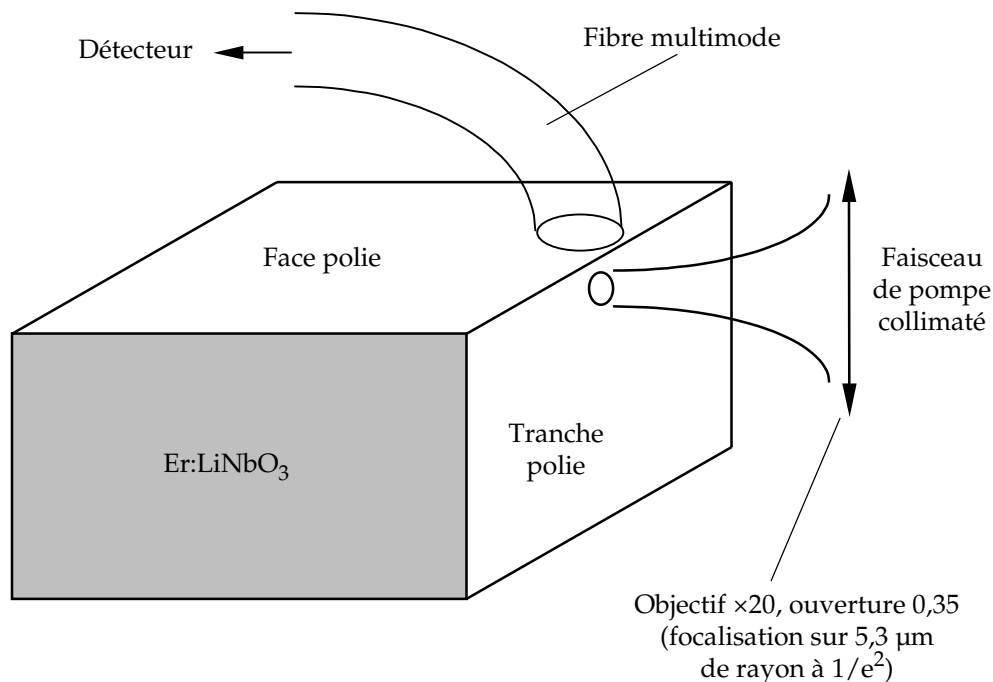


Figure 1-12: Schéma de principe de la mesure de fluorescence.

Outre la bonne homogénéité de pompage et la minimisation de l'effet de réabsorption, cette configuration à  $90^\circ$  permet de s'affranchir beaucoup plus facilement des photons résiduels à la longueur d'onde d'excitation que dans le cas d'un détecteur aligné sur l'axe de la source après la traversée d'un échantillon et associé à divers filtres. Elle a également permis d'utiliser en l'état les cristaux doucis sur la face arrière dont on disposait.

Les expériences résolues dans le temps décrites plus loin constituent une vérification a posteriori du bien fondé de ces principes de mesure.

- *Mesures résolues en puissance de pompage*

La Figure 1-13 donne un exemple de spectre d'émission recueilli conformément aux remarques précédentes à l'aide d'une diode laser à  $1,48 \mu\text{m}$ . Elle permet d'identifier rapidement ceux des niveaux qui possèdent une composante radiative non négligeable. Au vu de la faiblesse du signal recueilli dans la partie verte du spectre, on s'est essentiellement intéressé à l'évolution des pics autour de  $1,53$  et  $0,98 \mu\text{m}$ , c'est-à-dire aux photons émis depuis les niveaux  $^4I_{13/2}$  et  $^4I_{11/2}$ . Les résultats des mesures sont présentés plus loin et exploités simultanément (cf. p. 48).

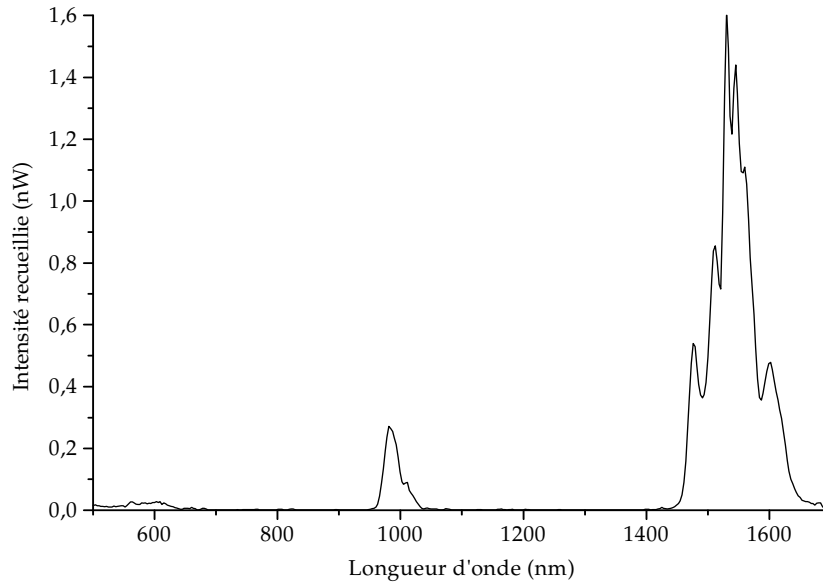


Figure 1-13: Spectre d'émission d'un échantillon d'Er:LiNbO<sub>3</sub> dopé à 1,09%, excité vers 1,48 µm et avec 10 nm de résolution.

- *Calcul de la section efficace d'émission*

On a vu que la métrologie des intensités de fluorescence est une discipline complexe, qui réclame un grand nombre de précautions expérimentales. Il existe en revanche diverses méthodes de calcul de la section efficace d'émission  $\sigma_e$  d'espèces actives, à partir de données plus accessibles. On peut en particulier montrer que le spectre d'émission est relié au spectre d'absorption selon<sup>1</sup>:

$$\sigma_e = \sigma_a \exp\{(\varepsilon - hv) / k_B T\} \quad \text{Eq. 1-17}$$

Dans cette équation,  $k_B$  est la constante de Boltzmann,  $T$  la température en kelvins,  $hv$  l'énergie des photons à la longueur d'onde à laquelle on compare les deux sections efficaces et  $\varepsilon$  une énergie d'excitation caractéristique des niveaux considérés. On calcule  $\varepsilon$  à partir de la population à l'équilibre de ces derniers.

Dans le cas de la transition à 1,5 µm des ions Er<sup>3+</sup>, si on appelle  $N_1$  et  $E_{1j}$  la population et les énergies des sous-niveaux Stark du niveau fondamental  $^4I_{15/2}$ , mesurées par rapport au plus bas, puis  $N_2$  et  $E_{2j}$  les mêmes grandeurs pour le niveau excité  $^4I_{13/2}$ , on écrit ainsi :

$$N_1 = N_2 \exp(\varepsilon / k_B T) \quad \text{Eq. 1-18}$$

<sup>1</sup> [MINa] W. J. Miniscalco *et coll.*, Opt. Lett., 16, 4 (1991) p. 258.

$$\frac{N_1}{N_2} = \frac{\Pi_1}{\Pi_2} \exp(E_0 / k_B T) \quad \text{Eq. 1-19}$$

Ici, l'énergie  $E_0$  sépare les deux plus bas sous-niveaux de  $^4I_{15/2}$  et  $^4I_{13/2}$ , et  $\Pi_1$  et  $\Pi_2$  sont les fonctions de partition au sens de Boltzmann définies par (i: 1 ou 2):

$$\Pi_i = 1 + \sum_{j=2}^{j_{\max}} \exp(-E_{ij} / k_B T) \quad \text{Eq. 1-20}$$

On note l'existence d'un faible écart entre les valeurs de  $E_{ij}$  déduites, dans la littérature<sup>1</sup>, de mesures en lumière polarisée et à très basse température. Il est attribué à l'occupation de divers sites cristallins par les ions erbium incorporés dans  $\text{LiNbO}_3$ . Le rapport des fonctions de partition  $\Pi_1/\Pi_2$  obtenu est de l'ordre de 0,82 à 25°C ( $k_B T \sim 208 \text{ cm}^{-1}$ ) et on déduit:

$$\varepsilon = E_0 + k_B T \ln(\Pi_1/\Pi_2) \sim 6487 \text{ cm}^{-1} \quad \text{Eq. 1-21}$$

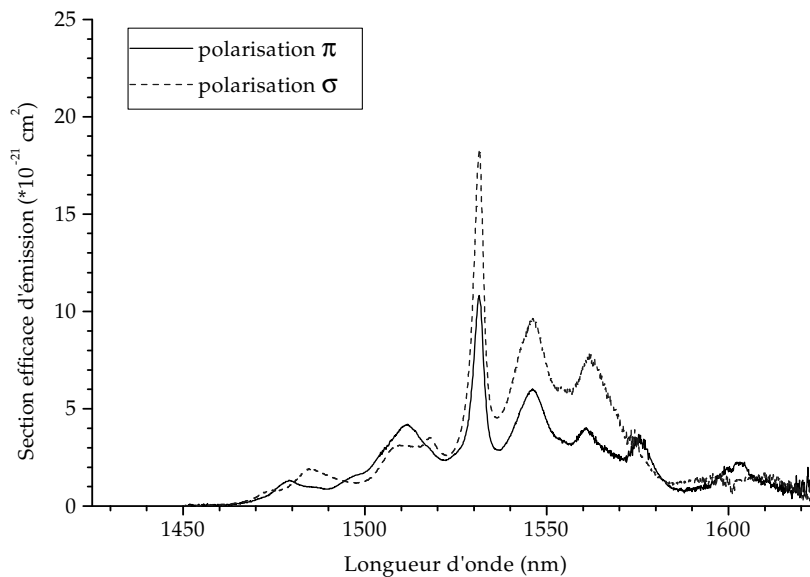


Figure 1-14: Spectres d'émission étalonnés, calculés à partir des spectres d'absorption en configuration guidée d'un échantillon d'Er:LiNbO<sub>3</sub> dopé à 1,09%. Résolution : ~ 0,5 nm.

La Figure 1-14 montre les spectres d'émission calculés à partir des spectres d'absorption de la Figure 1-10. Leur morphologie est en bon accord avec ceux relevés lors des expériences et les sections efficaces avec les valeurs calculées par la méthode de Fuchtbauer-Ladenburg<sup>2</sup>.

<sup>1</sup> [HUAa] C. Huang *et coll.*, J. Lightwave Technol., 12, 5 (1994) p. 803.

[WIT] O. Witte *et coll.*, J. Phys. D: Appl. Phys., 29 (1996) p. 561.

<sup>2</sup> [TER] L. Terrier, Rapport de Stage FIRST 2<sup>ème</sup> année, Université de Bourgogne, 1992-93.

### 1.2.3. Spectroscopie d'émission résolue dans le temps

- *Emission vers 1530 nm*

En prenant les mêmes précautions que lors des mesures d'émission en régime stationnaire et en modulant la source d'excitation à 1,48  $\mu\text{m}$  avec un signal carré de 20 ms de période, on a enregistré le signal recueilli aux bornes d'un détecteur sensible vers 1,5  $\mu\text{m}$  (temps de réponse :  $\sim 30 \mu\text{s}$  à  $-10^\circ\text{C}$ ) pour des cristaux dopés entre environ 0,2 et 2% et des valeurs croissantes de la puissance de pompage.

Au passage, on a pu mesurer l'importance de la configuration du système de collection, puisque les temps caractéristiques des déclins relevés à l'aide d'un diaphragme peu à peu éloigné du point de focalisation de la pompe augmentent d'un facteur 2,7. De tels écarts ont déjà été rapportés dans la littérature. On peut toutefois retenir la valeur suivante, en accord avec plusieurs auteurs<sup>1</sup>:

$$\tau_{21} = 2,74 \pm 0,05 \text{ ms} \quad \text{Eq. 1-22}$$

Il s'agit de la durée de vie du niveau  $^4I_{13/2}$ , obtenue grâce au bon ajustement des signaux de fluorescence avec des lois exponentielles, indépendamment du taux d'erbium dans les cas d'excitation faible<sup>2</sup> (cf. Figure 1-15).

Lorsqu'en revanche on augmente l'amplitude des créneaux de commande de la diode à 1,48  $\mu\text{m}$ , on observe la diminution du temps de montée du signal à laquelle on s'attend, mais également un raccourcissement du signal émis après l'extinction de la pompe. En coordonnées logarithmiques, il est facile de montrer que cette décroissance s'écarte de la loi en  $\exp(-t/\tau_{21})$  aux temps courts.

A titre indicatif, un ajustement grossier avec une unique exponentielle conduit pour les plus forts dopages et taux d'excitation à des temps caractéristiques diminués de moitié, comme le montre la Figure 1-15. On retient également que des mesures effectuées en configuration guidée, sur des échantillons très courts ( $< 2 \text{ mm}$ ) et avec un diaphragme centré sur l'image du mode collimaté sur le détecteur afin de respecter des conditions de pompage homogène, conduisent aux mêmes résultats.

- *Emission vers 980 nm*

Dans la configuration ci-dessus, il n'est pas possible d'extraire assez de signal vers 0,98  $\mu\text{m}$  pour utiliser des détecteurs au silicium à bande passante suffisante tout en gardant un pompage faible.

On a donc utilisé un laser  $\text{Ti:Al}_2\text{O}_3$  accordé à 980 nm et muni d'un hacheur de faisceau et de filtres neutres pour pomper directement le niveau  $^4I_{11/2}$  et pouvoir enregistrer les montées et déclins de fluorescence.

<sup>1</sup> [BAB] V. G. Babadzhanyan *et coll.*, Izvestiya Akademii Nauk Armenii. Fisika, 25 (1990) p. 356.

[BAUa] I. Baumann *et coll.*, Appl. Phys. A, 64 (1997) p. 33.

<sup>2</sup> [NUNb] L. Núñez *et coll.*, Appl. Phys. B, 62 (1996) p. 485.

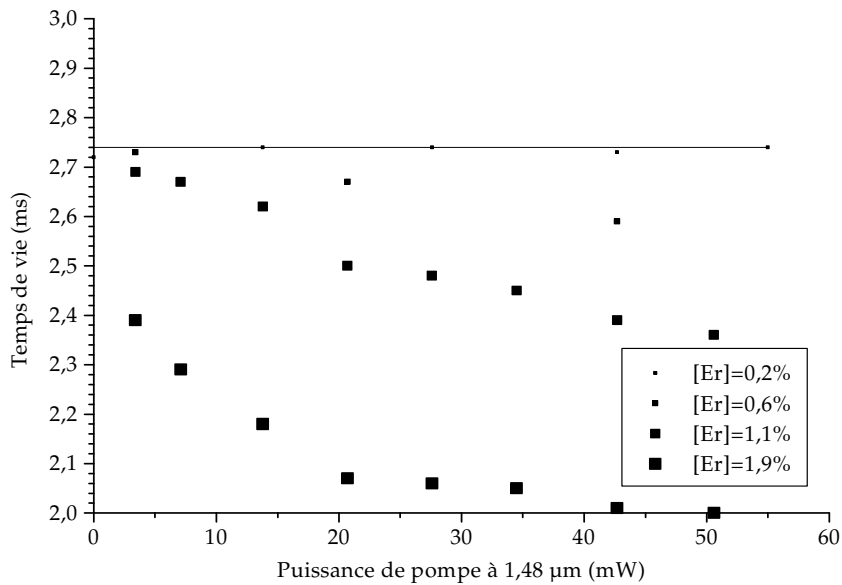


Figure 1-15: Temps de vie à  $1/e^2$  des déclin de fluorescence à  $1,53 \mu\text{m}$ , après excitation à  $1,48 \mu\text{m}$  sur une zone de  $5,3 \mu\text{m}$  de rayon (à  $1/e^2$ ). Aux faibles pompes, ils deviennent indépendants de la concentration d'erbium.

On mesure ainsi, par des ajustements avec des lois exponentielles satisfaisants quelle que soit la concentration d'erbium, en accord avec la littérature<sup>1</sup>, une durée de vie non négligeable devant  $\tau_{21}$ , la désexcitation ayant lieu principalement par voie multiphonons<sup>2</sup> vers  $^4I_{15/2}$  :

$$\tau_{31} = 240 \pm 20 \mu\text{s} \quad \text{Eq. 1-23}$$

A titre de comparaison,  $\tau_{31}$  est de l'ordre de  $10 \mu\text{s}$  dans les fibres dopées à l'erbium.

- **Emission vers 550 nm**

Dans les mêmes conditions que lors de l'étude de l'émission à  $0,98 \mu\text{m}$ , mais avec un filtre passe-bas Schott RG850 pour ne recueillir que le signal de fluorescence du niveau  $^4S_{3/2}$ , on mesure finalement la durée de vie :

$$\tau_{61} = 33 \pm 5 \mu\text{s} \quad \text{Eq. 1-24}$$

Conformément aux spectres d'émission, on retient que les autres niveaux ont des durées de vie négligeables.

<sup>1</sup> [AMib] J. Amin *et coll.*, J. Lumin., 69 (1996) p. 17.

<sup>2</sup> [NUNb] L. Núñez *et coll.*, Appl. Phys. B, 62 (1996) p. 485.

## 1.3. De six à deux niveaux

Lorsqu'on focalise le faisceau émis par une diode laser à 1,48  $\mu\text{m}$  sur un échantillon d'Er:LiNbO<sub>3</sub>, on distingue à l'œil nu une émission de lumière verte et on a vu plus haut qu'il était possible de détecter un signal vers 0,98  $\mu\text{m}$  en plus de la fluorescence autour de 1,53  $\mu\text{m}$  issue du premier niveau excité. Ces phénomènes se reproduisent lorsqu'on couple le même laser de pompage dans un guide d'onde obtenu par diffusion de titane à haute température, ou, dans le cas de l'observation de la lueur verte, lorsqu'on utilise en guise de pompe un laser Ti:Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> à 980 nm.

Il ne s'agit que de quelques indices du comportement complexe de l'ion erbium. Ses conséquences en termes de réduction de gain dans les amplificateurs et lasers à fibres ont en revanche été largement étudiées<sup>1</sup> et les résultats constituent une importante base théorique dont on a pu s'inspirer.

Dans cette partie, on passe donc en revue les processus photophysiques susceptibles de peupler des niveaux dont l'énergie est supérieure à celle des photons de pompe. On explicite en particulier les termes à ajouter aux équations qui décrivent l'évolution des populations d'un système "quasi-deux niveaux". Un modèle quantitatif peut dès lors être construit, à partir du cheminement expérimental rapporté au paragraphe précédent et avec une attention particulière portée aux hypothèses simplificatrices concernant le taux de dopant.

### 1.3.1. Mécanismes de conversion d'énergie

- *Absorption par l'état excité*

Au repos, c'est-à-dire en absence de pompage dans ses bandes d'absorption, seul le niveau fondamental d'un ion est peuplé. Dans le cas contraire, une des causes d'émission à des longueurs d'onde inférieures à celle de la pompe est la probabilité d'absorption d'ions Er<sup>3+</sup> excités vers des niveaux de plus haute énergie.

Les spectres d'absorption correspondants sont difficiles à obtenir que ce soit par le calcul ou de façon expérimentale, ceci d'autant plus que la durée de vie des niveaux considérés est faible. On peut toutefois se limiter aux longueurs d'onde pour lesquels un grand nombre de photons va être disponible, ici celles du laser de pompage et du signal amplifié vers 1,5  $\mu\text{m}$ , à l'origine de l'effet laser recherché.

D'autre part, l'Absorption par l'État Excité (AEE) est un phénomène résonnant : elle n'aura lieu de façon significative que s'il existe un niveau d'énergie proche de  $E^* + h\nu$ , où  $E^*$  est l'énergie du niveau excité de départ et  $h\nu$  celle du photon absorbé. Le Tableau 1-5 rassemble les valeurs correspondantes pour les longueurs d'onde de pompage 0,98 et 1,48  $\mu\text{m}$  et pour les niveaux <sup>4</sup>I<sub>13/2</sub> (métastable) et <sup>4</sup>I<sub>11/2</sub>, de durée de vie non négligeable par rapport au précédent (cf. p. 37).

<sup>1</sup> [MEA] R. J. Mears *et coll.*, Opt. & Quant. Elec., Tutorial Review, 24 (1992), p. 517.  
[MAS] H. Masuda *et coll.*, J. Lightwave Technol., 10 (1992), p. 1789.



Tableau 1-5: Quelques énergies atteintes par AEE. En italique : écart avec le niveau d'énergie le plus proche, arrondi au plus faible (cf. Figure 1-6).

Niveau excité	$E^* + hv \text{ (cm}^{-1}\text{)}$		
	Pompage à 1480 nm	Pompage à 980 nm	Signal à 1532 nm
${}^4I_{13/2}$ ( $E^* = 6524 \text{ cm}^{-1}$ )	13280 <i>670</i>	16730 <i>1380</i>	13050 <i>440</i>
${}^4I_{11/2}$ ( $E^* = 10207 \text{ cm}^{-1}$ )	16960 <i>1300</i>	20410 <i>0</i>	16730 <i>1380</i>

Il apparaît que l'on peut négliger l'absorption autour de  $0,98 \mu\text{m}$  des ions dans l'état  ${}^4I_{13/2}$  et celle autour de  $1,5 \mu\text{m}$  des ions dans l'état  ${}^4I_{11/2}$ . En revanche, sachant que l'énergie des phonons<sup>1</sup> dans  $\text{LiNbO}_3$  est de l'ordre de  $800 \text{ cm}^{-1}$ , une pompe à  $1,48 \mu\text{m}$  et des signaux aux plus grandes longueurs d'onde pourront, par AEE assistée par le réseau cristallin, dépeupler le niveau métastable  ${}^4I_{13/2}$  au profit de  ${}^4I_{9/2}$ , de courte durée de vie. D'un point de vue qualitatif et même dans l'hypothèse où les ions concernés reviennent majoritairement dans l'état métastable par désexcitation non radiative via  ${}^4I_{11/2}$ , l'AEE se solde par une perte de pompe et de signal. On note enfin que le même phénomène risque de nuire de façon prononcée à l'inversion de population si le pompage a lieu dans le niveau  ${}^4I_{11/2}$  puisqu'il est fortement résonnant avec  ${}^4F_{7/2}$  pour des photons à  $980 \text{ nm}$ .

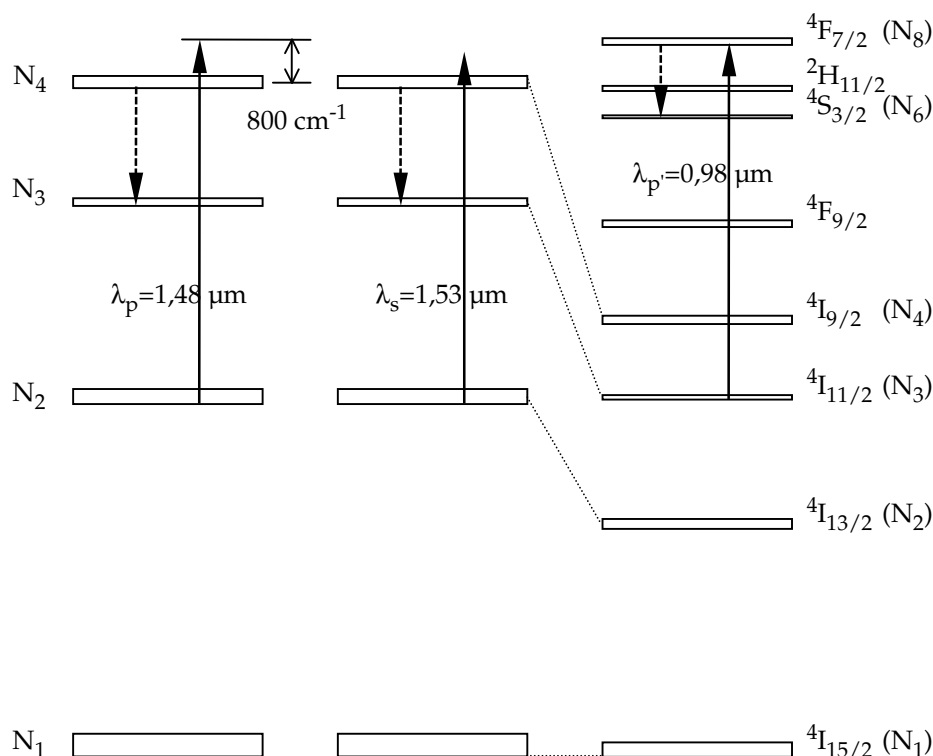


Figure 1-16: Quelques cas d'AEE dans Er:LiNbO<sub>3</sub>. Gauche et Centre : pompe à  $1,48 \mu\text{m}$  et signal depuis  ${}^4I_{13/2}$ , avec assistance par phonon. Droite : pompe à  $0,98 \mu\text{m}$  depuis  ${}^4I_{11/2}$ . Flèches pointillées : relaxation rapide.

<sup>1</sup> [NUNb] L. Núñez *et coll.*, Appl. Phys. B, 62 (1996) p. 485.

Ces considérations énergétiques, résumées sur la Figure 1-16, permettent ainsi de se limiter aux cas les plus probables d'AEE. Pour les relier quantitativement aux expériences du paragraphe précédent, on introduit les grandeurs suivantes. Les populations du niveau fondamental et des niveaux excités situés plus haut par ordre croissant d'énergie et définies au sens de concentration volumique d'ions dans les états correspondants, sont appelées  $N_i$  où  $i$  est un indice de 1 à 8. On réserve l'indice  $p$  à la longueur d'onde de pompage  $\lambda_p = 1480$  nm,  $p'$  à  $\lambda_{p'} = 980$  nm et  $s$  à tout signal tel que  $1,53 < \lambda_s < 1,61$   $\mu\text{m}$ .

La contribution à la vitesse de peuplement  $dN_3/dt$  de l'AEE  ${}^4I_{13/2} \rightarrow {}^4I_{9/2}$ , suivie d'une relaxation rapide vers  ${}^4I_{11/2}$ , s'écrit alors<sup>1</sup>, pour un faisceau d'intensité  $I_p$  à  $\lambda_p$ :

$$N_2 R_{24} = N_2 I_p \sigma_{\text{aee}}^p \frac{\lambda_p}{h c} \quad \text{Eq. 1-25}$$

Ici,  $\sigma_{\text{aee}}^p$  est la section efficace d'absorption par l'état métastable à la longueur d'onde  $\lambda_p$ . De la même manière, pour un faisceau d'intensité  $I_s$  à  $\lambda_s$ , on ajoute à  $dN_3/dt$ :

$$N_2 R_{24}^s = N_2 I_s \sigma_{\text{aee}}^s \frac{\lambda_s}{h c} \quad \text{Eq. 1-26}$$

On établit finalement la contribution à la vitesse de peuplement  $dN_6/dt$  par l'AEE  ${}^4I_{11/2} \rightarrow {}^4F_{7/2}$ , suivie d'une relaxation rapide vers le niveau de plus longue durée de vie situé autour de  $2h\nu_{p'}$ , à savoir  ${}^4S_{3/2}$ :

$$N_3 R_{38,p'} = N_3 I_{p'} \sigma_{\text{aee},p'} \frac{\lambda_{p'}}{h c} \quad \text{Eq. 1-27}$$

Dans les trois formules ci-dessus, les intensités sont exprimées en  $\text{W}/\text{cm}^2$ , les sections efficaces en  $\text{cm}^2$ ,  $h$  est la constant de Planck et  $c$  la célérité de la lumière.

- **Transferts d'énergie**

Un second type de phénomènes peut conduire au peuplement des niveaux de l'erbium de plus haute énergie que la pompe. Tandis que la description précédente de l'AEE partait du principe d'ions isolés, il convient en effet de s'intéresser aux interactions entre ions.

On peut entamer un bref historique de ce domaine vers la fin des années 60 avec l'étude des mécanismes de conversion de l'infrarouge vers les longueurs d'onde visibles dans des cristaux dopés aux terres rares<sup>2</sup>.

Les bases, en particulier concernant l'application de la théorie de Dexter aux transferts d'énergie entre des ions terres rares dans un état métastable<sup>3</sup>, ont alors été largement défrichées.

Le nombre de publications sur le sujet a connu un regain significatif à partir des

<sup>1</sup> [NIL] J. Nilsson *et coll.*, J. Lightwave Technol., 13 (1995), p. 341.

<sup>2</sup> [JOH] L. F. Johnson *et coll.*, J. Appl. Phys., 43, 3 (1972) p. 1125.

<sup>3</sup> [AUZA] F. Auzel, Proc. IEEE, 61, 6 (1973) p. 758.

années 80, motivé par le développement des amplificateurs à fibres optiques dopées à l'erbium et pompées par des diodes lasers.

L'exemple sans doute le plus simple de transfert non-radiatif d'énergie est, traduit de l'anglais, l'extinction par la concentration. Ceci signifie que l'énergie d'un unique ion excité est transférée à ses voisins successifs jusqu'à une impureté ou un défaut cristallin : elle est alors perdue et toute désexcitation radiative possible ainsi éteinte. Le second terme du nom donné à cette suite d'événements est lié au pré-requis nécessaire au transfert. Il s'agit en fait d'une interaction de type dipôle-dipôle de faible portée, en pratique efficace entre des ions distants au maximum de quelques angströms<sup>1</sup>, c'est-à-dire la plupart du temps dans des matrices à forte concentration de dopant.

Les autres devenir possibles de l'énergie d'excitation de l'ion ci-dessus ont été largement passés en revue dans la littérature. On peut les résumer à deux phénomènes prépondérants dans le cas des terres rares trivalentes<sup>2</sup>.

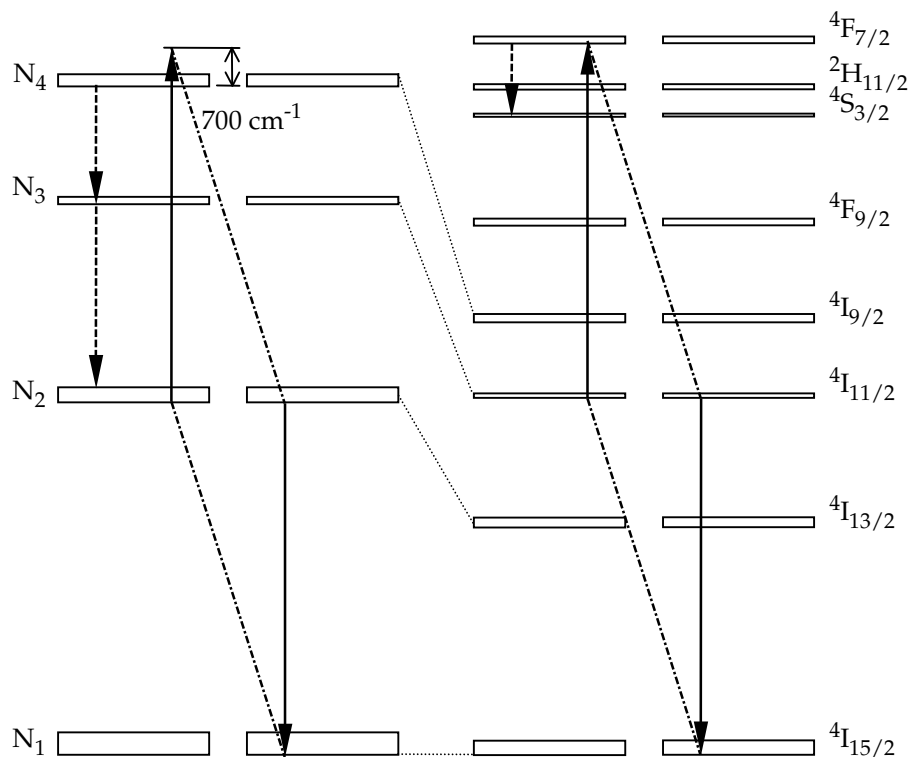


Figure 1-17: Quelques cas de conversion d'énergie dans Er:LiNbO<sub>3</sub>. Gauche : depuis  $^4I_{13/2}$ , avec assistance par phonon. Droite : depuis  $^4I_{11/2}$ .

Le premier, appelé selon les auteurs addition de photons par transfert d'énergie (APTE) ou conversion homogène d'énergie, parfois même classé parmi les extinctions par la concentration, consiste en un transfert de l'énergie provenant d'un donneur vers un accepteur, tous deux étant dans un état excité. A l'issue de cet échange, le donneur se retrouve dans son état fondamental tandis que l'accepteur est porté dans

<sup>1</sup> [BLA] G. Blasse *et coll.*, J. Lumin., 40&41 (1988) p. 639.

<sup>2</sup> [AUZb] F. Auzel, J. Lumin., 45 (1990) p. 341.

un état excité de plus haute énergie (cf. Figure 1-17).

D'un point de vue microscopique, ce type de conversion d'énergie se produit lorsque la probabilité de transfert, au sens de l'interaction entre les fonctions d'onde du donneur et de l'accepteur, est plus rapide que la durée de vie des états métastables. On voit ici qu'il s'agit d'un phénomène résonant qui, au même titre que l'AEE, peut être assisté par des phonons.

La description macroscopique de l'interaction entre deux ions  $\text{Er}^{3+}$  dans l'état métastable  ${}^4\text{I}_{13/2}$ , suivie d'une relaxation rapide vers  ${}^4\text{I}_{11/2}$ , se fait grâce à un coefficient de conversion homogène, noté  $C_{\text{apte}}$ . Il permet, de façon classique, d'écrire la contribution de l'APTE à la vitesse de peuplement  $dN_3/dt$  comme le produit de la concentration d'ions dans l'état excité de départ par un taux de conversion, toujours en  $\text{s}^{-1}$ , lui-même proportionnel à cette concentration<sup>1</sup>:

$$N_2 R_{\text{apte}} = C_{\text{apte}} (N_2)^2 \quad \text{Eq. 1-28}$$

On note qu'au sens des équations d'évolution des populations, il faut ajouter la même quantité à la vitesse de peuplement  $dN_1/dt$  du niveau fondamental  ${}^4\text{I}_{15/2}$ . La convention d'écriture implicite de  $C_{\text{apte}}$  fait que l'APTE se solde ici par le terme  $-2 C_{\text{apte}} (N_2)^2$  dans l'expression de la vitesse de (dé-)peuplement  $dN_2/dt$ .

Enfin, on introduit le coefficient  $C'_{\text{apte}}$  pour décrire la conversion d'énergie à partir de  ${}^4\text{I}_{11/2}$  lorsque sa population n'est pas négligeable, en particulier dans le cas d'un pompage à 980 nm. La contribution à la vitesse de peuplement  $dN_7/dt$ , suivie d'une relaxation rapide vers  ${}^4\text{S}_{3/2}$  est, de façon comparable à ce qui précède:

$$N_3 R'_{\text{apte}} = C'_{\text{apte}} (N_3)^2 \quad \text{Eq. 1-29}$$

En dehors des transferts non-radiatifs d'énergie limités par la diffusion comme l'APTE, le phénomène de relaxation croisée schématisé sur la Figure 1-17 peut aussi avoir lieu avec une forte probabilité entre deux ions excités très proches voisins. C'est d'ailleurs pour cette raison que ce processus coopératif est souvent baptisé du nom d'extinction par paires d'ions, bien qu'il soit également efficace au sein d'amas de taille supérieure.

Cette fois, il n'est plus possible de rendre compte de l'addition de photons par le carré d'une population excitée : les ions interagissent très rapidement du fait de leur proximité, avant que la migration d'énergie devienne significative. Il faut donc introduire dans la description macroscopique une population d'accepteurs spécifique, les paires possédant un ion  $\text{Er}^{3+}$  dans un état métastable<sup>2</sup>.

Dans l'exemple du transfert  ${}^4\text{I}_{13/2} + {}^4\text{I}_{13/2} \rightarrow {}^4\text{I}_{9/2} + {}^4\text{I}_{15/2} \rightarrow {}^4\text{I}_{11/2} + {}^4\text{I}_{15/2}$ , soit  $N_2^*$  la concentration correspondante, on doit ainsi, pour quantifier avec les notations du paragraphe précédent l'effet d'un faisceau d'intensité  $I_p$  à  $\lambda_p$ , ajouter à la vitesse de

<sup>1</sup> [DIG] M. J. F. Digonnet *et coll.*, Opt. Fib. Tech., 1 (1994) p. 48.

<sup>2</sup> [DEL] E. Delevaque *et coll.*, IEEE Photon. Tech. Lett., 5, 1 (1993) p. 73.

peuplement  $dN_3/dt$  le terme:

$$N_2^* R_{24} = N_2^* I_p \sigma_{aee}^p \frac{\lambda_p}{h c} \quad \text{Eq. 1-30}$$

On retient que, comme l'AEE, l'extinction coopérative ou COOP est fonction des photons incidents que pourront ici absorber les ions au repos de chaque paire excitée. Ainsi, pour un faisceau d'intensité  $I_s$  à  $\lambda_s$ , la vitesse de peuplement  $dN_3/dt$  augmentera de:

$$N_2^* R_{24}^s = N_2^* I_s \sigma_{aee}^s \frac{\lambda_s}{h c} \quad \text{Eq. 1-31}$$

De la même manière, en présence d'une pompe à 980 nm, on établit finalement, à partir de la population  $N_3^*$  de paires avec un ion dans l'état  $^4I_{11/2}$ , la contribution à  $dN_6/dt$  par COOP  $^4I_{11/2} \rightarrow ^4F_{7/2}$ , suivie d'une relaxation rapide vers  $^4S_{3/2}$ :

$$N_3^* R_{38} = N_3^* I_p' \sigma_{aee}^{p'} \frac{\lambda_{p'}}{h c} \quad \text{Eq. 1-32}$$

- **Identification des phénomènes dominants**

Les arguments énergétiques développés ci-dessus constituent une première étape pour simplifier la modélisation de l'amplification optique (cf. Tableau 1-6). Diverses études rapportées dans la littérature permettent de réduire un peu plus le nombre de termes à prendre en compte.

Tableau 1-6: Mécanismes de conversion d'énergie limitants dans Er:LiNbO<sub>3</sub>.  
Les cases ombrées correspondent aux termes qu'aucune référence ne permet finalement de négliger.

Niveau concerné	AEE		APTE		COOP	
	$^4I_{13/2}$	$^4I_{11/2}$	$^4I_{13/2}$	$^4I_{11/2}$	$^4I_{13/2}$	$^4I_{11/2}$
Pompe à 1,48 $\mu\text{m}$	?→non	non	?→oui	?→non	?→non	non
Pompe à 0,98 $\mu\text{m}$	non	?→oui	?→oui	?→oui	non	?→non

Ainsi, des expériences de spectroscopie avec excitation sélective dans Er:LiNbO<sub>3</sub> ont montré que, dans le cas d'un pompage à 0,98  $\mu\text{m}$ , l'AEE n'était pas négligeable devant l'effet d'APTE<sup>1</sup>. En revanche, comme dans les fibres dopées à l'erbium à des niveaux de concentration comparables<sup>2</sup>, elle revêt peu d'importance lorsque la pompe émet autour de 1,48  $\mu\text{m}$ .

Cette dernière conclusion est corroborée par les mesures d'intensité de fluorescence exploitées plus loin (cf. p. 48), ainsi que par un calcul qui s'inspire de la comparaison, publiée dans l'alumine et dans des verres, entre les probabilités d'AEE et d'APTE

<sup>1</sup> [WIT] O. Witte *et coll.*, J. Phys. D: Appl. Phys., 29 (1996) p. 561.

<sup>2</sup> [NIL] J. Nilsson *et coll.*, IEEE J. Lightwave Technol., 13 (1995) p. 341.

[THØ] J. Thøgersen *et coll.*, Opt. Lett., 18 (1993) p. 197.

obtenues respectivement grâce au produit de convolution du spectre d'émission autour de  $1,5 \mu\text{m}$  par le spectre de la pompe et par lui-même<sup>1</sup>.

Dépendants comme l'AEE de la présence d'un faisceau de pompe, la mise en évidence la plus courante des effets coopératifs (COOP), à savoir la mesure d'une absorption non-saturable<sup>2</sup>, est bien adaptée aux fibres mais assez peu aux guides de quelques centimètres de longueur.

En revanche, en absence d'amas, les ordres de grandeur des interactions dipôle-dipôle mises en jeu<sup>3</sup> conduisent à privilégier l'APTE devant COOP dans les matrices dopées aux terres rares trivalentes à des concentrations supérieures à  $10^{19} \text{cm}^{-3}$ .

C'est l'hypothèse qu'on fera dans ce qui suit. Elle revient en pratique à négliger la présence d'amas de petite taille<sup>4</sup>.

Il convient finalement de noter qu'en dépit de manifestations expérimentales délicates à distinguer de celles des deux autres phénomènes en terme de gain stationnaire<sup>5</sup>, l'APTE seule explique les réductions de temps de vie de fluorescence de  $^4\text{I}_{13/2}$  observés après l'extinction du pompage<sup>6</sup>.

On conservera donc dans les équations ci-dessous les termes qui décrivent des conversions d'énergie par transfert au-delà du plus proche voisin à partir des états excités suffisamment peuplés, c'est-à-dire  $^4\text{I}_{13/2}$  pour un pompage à  $1,48 \mu\text{m}$ , ou  $^4\text{I}_{13/2}$  et  $^4\text{I}_{11/2}$  à  $0,98 \mu\text{m}$ .

### 1.3.2. Equations d'état des populations

- *Contexte*

Pour comprendre le système Er:LiNbO<sub>3</sub>, on dispose de mesures d'absorption et de fluorescence, stationnaires et résolues dans le temps, effectuées avec différentes longueurs d'onde et puissances d'excitations. Ces informations sont donc redondantes.

C'est pour cette raison que des équations décrivant l'évolution des populations des principaux niveaux des ions erbium à partir de paramètres qu'on a su relier à des grandeurs macroscopiques sont d'un grand intérêt. Elles vont en effet permettre de valider les hypothèses simplificatrices qui déterminent le nombre de niveau à considérer, depuis les six multiplets  $^4\text{I}_{15/2}$ ,  $^4\text{I}_{13/2}$ ,  $^4\text{I}_{11/2}$ ,  $^4\text{I}_{9/2}$ ,  $^4\text{S}_{3/2}$  et  $^4\text{F}_{7/2}$  mis en jeu dans les diverses conversions d'énergie, jusqu'au couple ( $^4\text{I}_{15/2}$ ,  $^4\text{I}_{13/2}$ ) dans le cas le plus simple d'échantillons peu dopés pompés à  $1,48 \mu\text{m}$ .

<sup>1</sup> [HEM] M. Hempstead *et coll.*, Proc. ECIO'95, Paper TuC4, p. 233.

[HOV] G. N. van den Hoven *et coll.*, J. Appl. Phys., 79 (1996) p. 1258.

[ROM] J. E. Román *et coll.*, Appl. Phys. Lett., 67 (1995) p. 470.

<sup>2</sup> [DEL] E. Delevaque *et coll.*, IEEE Photon. Tech. Lett., 5, 1 (1993) p. 73.

<sup>3</sup> [AUZb] F. Auzel, J. Lumin., 45 (1990) p. 341.

<sup>4</sup> [DIG] M. J. F. Digonnet *et coll.*, Opt. Fib. Tech., 1 (1994) p. 48.

<sup>5</sup> [PAS] F. Di Pasquale *et coll.*, J. Lightwave Technol., 13 (1995) p. 1858.

<sup>6</sup> [QUI] R. S. Quimby *et coll.*, J. Appl. Phys., 76 (1994) p. 4472.

• **Pompage à 1480 nm**

Le système d'équation le plus simple dans le cadre des hypothèses qui précèdent, avec un pompage au taux  $R_{12} = I_p \sigma_a^p \lambda_p / hc$  vers le niveau  ${}^4I_{13/2}$  de durée de vie  $\tau = 1/A_{21}$  et un taux d'émission stimulée  $R_{21} = I_p \sigma_e^p \lambda_p / hc$  est:

$$\frac{dN_1}{dt} = -R_{12} N_1 + (A_{21} + R_{21}) N_2 + C_{apte} (N_2)^2$$

$$\frac{dN_2}{dt} = R_{12} N_1 - (A_{21} + R_{21}) N_2 + A_{31} N_3 - 2 C_{apte} (N_2)^2$$

$$\frac{dN_3}{dt} = C_{apte} (N_2)^2 - A_{31} N_3$$

$$N_1 + N_2 + N_3 = N_0 \quad \text{Eq. 1-33}$$

A cause de sa très courte durée de vie, on ne fait pas apparaître ici le niveau  ${}^4I_{9/2}$ . Tout se passe comme si l'effet d'APTE peuplait directement  ${}^4I_{11/2}$ , qui relaxe majoritairement de façon non-radiative vers le niveau laser  ${}^4I_{13/2}$  avec le taux d'émission spontanée  $A_{31} = 1/\tau_{31}$  (cf. p. 37).

On introduit alors pour simplifier les quantités sans dimensions suivantes. Le coefficient d'APTE réduit est:

$$\alpha = C_{apte} N_0 \tau \quad \text{Eq. 1-34}$$

Le paramètre de pompage est défini comme:

$$p = \tau R_{12} \quad \text{Eq. 1-35}$$

Le rapport des durées de vie des niveaux  ${}^4I_{11/2}$  et  ${}^4I_{13/2}$ , voisin de 0,1 est noté:

$$r = \frac{A_{21}}{A_{31}} = \frac{\tau_{31}}{\tau} \quad \text{Eq. 1-36}$$

On utilise des populations réduites sous la forme (i: 1 à 3):

$$n_i = \frac{N_i}{N_0} \quad \text{Eq. 1-37}$$

Enfin, la population maximale de  ${}^4I_{13/2}$ , de l'ordre de 0,75 à cause de l'émission stimulée à la longueur d'onde de la pompe, est l'inverse de :

$$\eta = \frac{R_{12} + R_{21}}{R_{12}} = \frac{\sigma_a^p + \sigma_e^p}{\sigma_a^p} \quad \text{Eq. 1-38}$$

Avec ces notations et la condition  $n_1 + n_2 + n_3 = 1$ , le système ci-dessus (cf. Eq. 1-33) devient:

$$\frac{dn_2}{dt/\tau} = -2\alpha (n_2)^2 - (1 + \eta p) n_2 + p + \left(\frac{1}{r} - p\right) n_3$$

$$\frac{dn_3}{dt/\tau} = \alpha (n_2)^2 - \frac{1}{r} n_3 \quad \text{Eq. 1-39}$$

Dans l'approximation des régimes stationnaire, il admet comme solution:

$$n_1^{\text{st}} = 1 - n_2^{\text{st}} - n_3^{\text{st}}$$

$$n_2^{\text{st}} = \frac{\sqrt{(1+\eta p)^2 + 4\alpha p(1+rp)} - (1+\eta p)}{2\alpha(1+rp)}$$

$$n_3^{\text{st}} = \alpha r (n_2^{\text{st}})^2 \quad \text{Eq. 1-40}$$

Lorsqu'on néglige l'APTE, on peut vérifier qu'on retrouve le résultat typique d'un système à deux niveaux en faisant tendre  $\alpha$  vers 0:

$$n_2^{\text{st}} = 1 - n_1^{\text{st}} = \frac{p}{(1+\eta p)} \quad \text{Eq. 1-41}$$

- **Pompage à 980 nm**

Les équations d'état des populations sont plus complexes lorsque le pompage a lieu dans le niveau  $^4I_{11/2}$  et qu'on désire prendre en compte les effets d'APTE et d'AEE (cf. p. 44):

$$\frac{dN_1}{dt} = -R'_{13} N_1 + A_{21} N_2 + R'_{31} N_3 + C_{\text{apte}} (N_2)^2 + C'_{\text{apte}} (N_3)^2$$

$$\frac{dN_2}{dt} = -A_{21} N_2 + A_{31} N_3 - 2 C_{\text{apte}} (N_2)^2$$

$$\frac{dN_3}{dt} = R'_{13} N_1 - (A_{31} + R'_{31}) N_3 + A_{61} N_6 + C_{\text{apte}} (N_2)^2 - 2 C'_{\text{apte}} (N_3)^2 - N_3 R'_{38}$$

$$\frac{dN_6}{dt} = C'_{\text{apte}} (N_3)^2 + N_3 R'_{38} - A_{61} N_6$$

$$N_1 + N_2 + N_3 + N_6 = N_0 \quad \text{Eq. 1-42}$$



Dans ce système, qui n'admet pas de solution littérale simple en régime stationnaire,  $R'_{13} = I_p \sigma_a^{p'} \lambda_{p'} / hc$  et  $R'_{31} = I_p \sigma_e^{p'} \lambda_{p'} / hc$  sont les taux d'absorption et d'émission stimulée à la longueur d'onde de la pompe et  $A_{61} = 1/\tau_{61}$  le taux d'émission spontanée de  ${}^4S_{3/2}$ , peuplé via  ${}^4F_{7/2}$ , qui se désexcite principalement de façon non-radiative<sup>1</sup> vers  ${}^4I_{11/2}$ . Les autres paramètres ont été introduits auparavant.

### 1.3.3. Exploitation des expériences

- *Vérification des hypothèses*

La Figure 1-18 rassemble les valeurs des maxima d'intensité de fluorescence à 0,98 et 1,53  $\mu\text{m}$  pour différentes valeurs de la puissance incidente à 1,48  $\mu\text{m}$  et de la concentration d'erbium dans le cristal étudié (cf. p. 34).

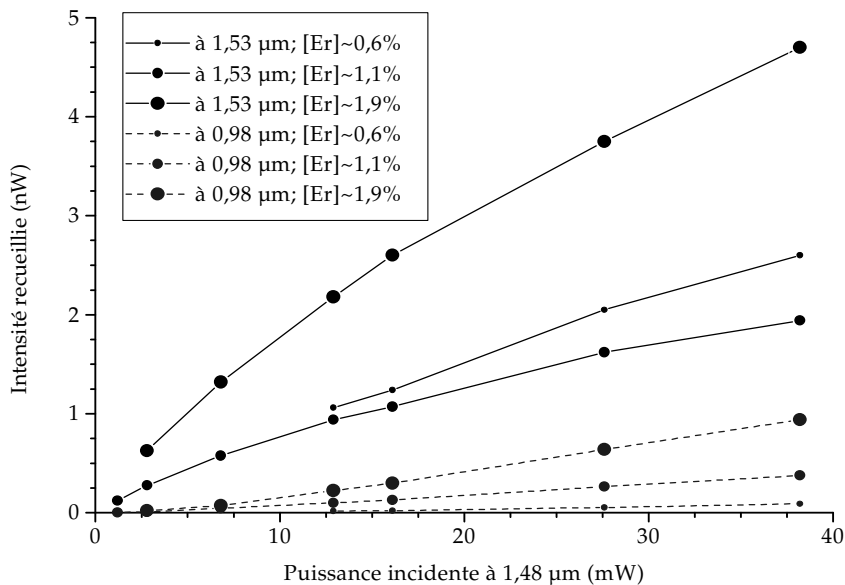


Figure 1-18: Maxima d'intensité émise autour de 0,98 et 1,53  $\mu\text{m}$  par divers cristaux d'Er:LiNbO<sub>3</sub> excités sur une zone de 5,3  $\mu\text{m}$  de rayon (à  $1/e^2$ ).

La Figure 1-19 est une relecture faite au vu des cas les plus probables de conversion d'énergie identifiés. Elle montre que c'est bien l'effet d'APTE qui est responsable du peuplement de niveaux d'énergie supérieure à la pompe, puisque c'est le seul<sup>2</sup> qui conduise à une dépendance de l'émission vers 0,98  $\mu\text{m}$  au carré de la fluorescence du niveau  ${}^4I_{13/2}$  quelle que soit la puissance de pompe.

Dans le cas du pompage dans le niveau  ${}^4I_{11/2}$ , en revanche, on ne retrouve pas ce type de loi. Ceci laisse penser que les effets d'APTE et d'AEE jouent tous deux un rôle dans les phénomènes de conversion vers la fenêtre verte du spectre, en accord

<sup>1</sup> [NUNb] L. Núñez *et coll.*, Appl. Phys. B, 62 (1996) p. 485.

<sup>2</sup> [NIL] J. Nilsson *et coll.*, J. Lightwave Technol., 13 (1995), p. 341.

avec les conclusions d'études spectroscopiques récemment publiées<sup>1</sup>.

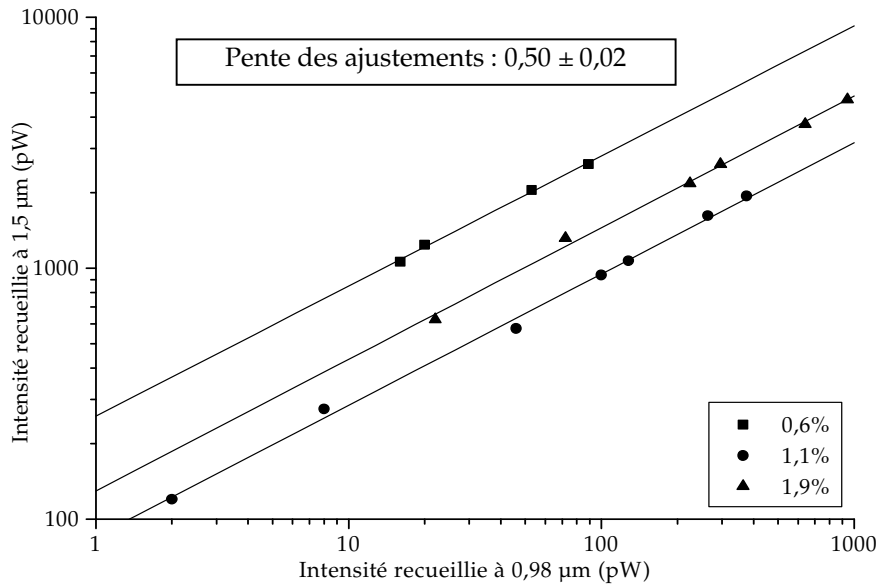


Figure 1-19: Intensité émise à 1,53 μm par des cristaux d'Er:LiNbO<sub>3</sub> excités à 1,48 μm, en fonction de l'intensité émise simultanément à 0,98 μm.

- **Coefficient de conversion homogène**

Avant de pouvoir exploiter les équations d'état des populations, il reste à évaluer les paramètres introduits pour décrire les effets de conversion d'énergie.

Dans le cas du pompage à 1,48 μm, il s'agit de l'unique coefficient  $C_{\text{apte}}$ . La première idée qui vient est d'ajuster les mesures d'intensité de fluorescence en fonction de la puissance d'excitation  $I_F(p)$  et  $I'_F(p)$ , réalisées simultanément à 1,5 et 0,98 μm, afin de s'affranchir de la délicate mesure du facteur de collection. Si la lumière provient d'un volume  $V_F$ , on a en effet:

$$I_F(p) = \frac{N_2 V_F h c}{\lambda_p \sigma_e^p \tau} \quad \text{Eq. 1-43}$$

$$I'_F(p) = \frac{N_3 V_F h c}{\lambda_{p'} \sigma_e^{p'} \tau_{31}} \quad \text{Eq. 1-44}$$

On déduit la formule ci-dessous où les deux seules inconnues sont  $\alpha$  et  $p$ :

$$\frac{I'_F(p)}{I_F(p)} = \alpha \frac{\lambda_p \sigma_e^p}{\lambda_{p'} \sigma_e^{p'}} \frac{\sqrt{(1+\eta p)^2 + 4\alpha p(1+rp)} - (1+\eta p)}{2\alpha(1+rp)} \quad \text{Eq. 1-45}$$

<sup>1</sup> [WIT] O. Witte *et coll.*, J. Phys. D: Appl. Phys., 29 (1996) p. 561.

En pratique, cette méthode donne des résultats peu reproductibles, à cause de la trop grande largeur du spectre de la diode de pompe et de ses variations en fonction de la puissance émise (cf. p. 95). Comme la section efficace d'absorption de l'erbium varie rapidement autour d'1,48  $\mu\text{m}$ , il s'avère en fait impossible de déterminer avec précision le facteur  $p = \tau I_p \sigma_a^p \lambda_p / hc$ .

C'est la raison pour laquelle on a mis au point la méthode des pentes. L'information sur la valeur de  $p$  peut en effet être extraite d'autres observables. C'est le cas en particulier de l'établissement de la population du niveau  $^4I_{13/2}$  en réponse à un créneau de pompe, qui se traduit par une croissance du signal de fluorescence d'autant plus rapide que le pompage est intense.

Quantitativement, on explicite cela en résolvant le système des équations d'état aux temps courts grâce à un artifice de calcul. On pose ainsi:

$$\frac{dn_3}{dt/\tau} \{t/\tau \ll 1\} \sim 0 \quad \text{Eq. 1-46}$$

La justification physique de cette hypothèse est liée à la nature de l'effet d'APTE qui met un certain temps à peupler  $^4I_{11/2}$  puisqu'il faut qu'interagissent des ions  $\text{Er}^{3+}$  dans l'état  $^4I_{13/2}$ . Mathématiquement, on peut également vérifier à partir de simulations numériques que la pente à l'origine de  $n_3(t)$  est bien nulle. La population du niveau laser obéit alors à:

$$\frac{dn_2}{dt/\tau} \{t/\tau \ll 1\} \sim p - \alpha(1 + rp)(n_2)^2 - (1 + \eta p)n_2 \quad \text{Eq. 1-47}$$

La condition aux limites  $n_2 \{t=0\} = 0$  permet de montrer:

$$\frac{dn_2}{dt/\tau} \{t = 0\} \sim p \quad \text{Eq. 1-48}$$

Comme dans un système à deux niveaux idéal, le taux de pompage est égal à la pente à l'origine du signal de fluorescence. Ceci s'entend en coordonnées réduites.

Il est possible de relier  $\alpha$  et  $p$  à la pente du déclin de fluorescence de manière similaire. On pourra alors déduire la valeur du coefficient d'APTE par simple élimination.

D'un point de vue calculatoire, on utilise le fait que la vitesse de dépeuplement du niveau  $^4I_{11/2}$  est nulle au moment où on éteint la pompe. Cette fois, la justification est que l'APTE continue à peupler ce niveau même en absence de pompage, puisque la population du niveau  $^4I_{13/2}$  n'est pas nulle. La loi de décroissance de ce dernier aux temps courts est donc donnée par:

$$-\frac{dn_2}{dt/\tau} \{t/\tau \ll 1\} \sim \alpha(n_2)^2 + n_2 \quad \text{Eq. 1-49}$$

Sous réserve que le créneau de pompe soit suffisamment long, la condition aux limites  $n_2 \{t=0\} = n_2^{\text{st}}$  qui permet de conclure vient de la résolution du système

d'équations d'état en régime stationnaire.

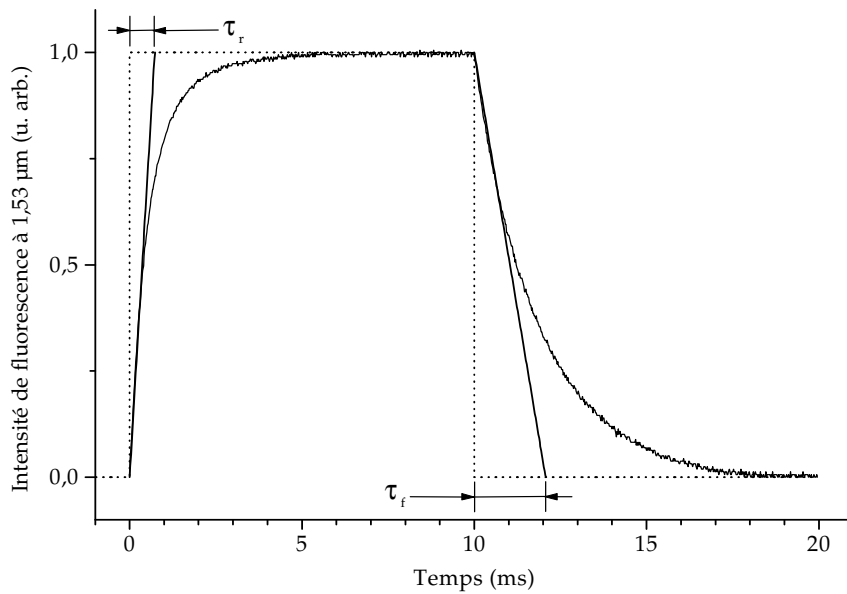


Figure 1-20: Méthode des pentes. Pointillés : créneau de pompe à 1,48  $\mu\text{m}$ .

La Figure 1-20 présente un exemple d'exploitation de mesure d'émission résolue dans le temps. Soient  $\tau_f$  et les  $\tau_r$  temps caractéristiques des phases de déclin de fluorescence et de repompage qui y sont définis, on peut, d'après les formules précédentes, exprimer simplement:

$$\alpha = \eta \frac{\tau - \tau_f}{\tau_f - \tau_r} \left[ 1 + \left( \frac{\tau}{\tau_f} - 1 \right) \eta r \right] \quad \text{Eq. 1-50}$$

En accord les valeurs du coefficient d'APTE d'autres matériaux<sup>1</sup>, on déduit, de façon indépendante de la concentration d'erbium et de la puissance de la pompe:

$$C_{\text{apte}} = 7.10^{-18} \pm 2.10^{-18} \text{ cm}^3/\text{s} \quad \text{Eq. 1-51}$$

- **Conclusion de la modélisation**

Les équations d'état établies plus haut conduisent, pour un pompage homogène à 1,48  $\mu\text{m}$ , aux résultats reportés sur la Figure 1-21 en termes d'inversion de population.

En dehors du fait qu'une valeur donnée de  $n_2 - n_1$  nécessite un pompage d'autant plus important que le dopage est fort, on voit à quel point l'effet d'APTE limite l'inversion maximale qu'il est possible d'atteindre.

Pour préciser ses conséquences du point de vue du gain à la longueur d'onde du pic

<sup>1</sup> [HEM] M. Hempstead *et coll.*, Proc. ECIO'95, Paper TuC4, p. 233.

principal d'émission à 1531 nm, peu différent de  $\sigma_e^s (N_2 - N_1)$  sachant que  $\sigma_a^s \sim \sigma_e^s$ , on a tracé la Figure 1-22.

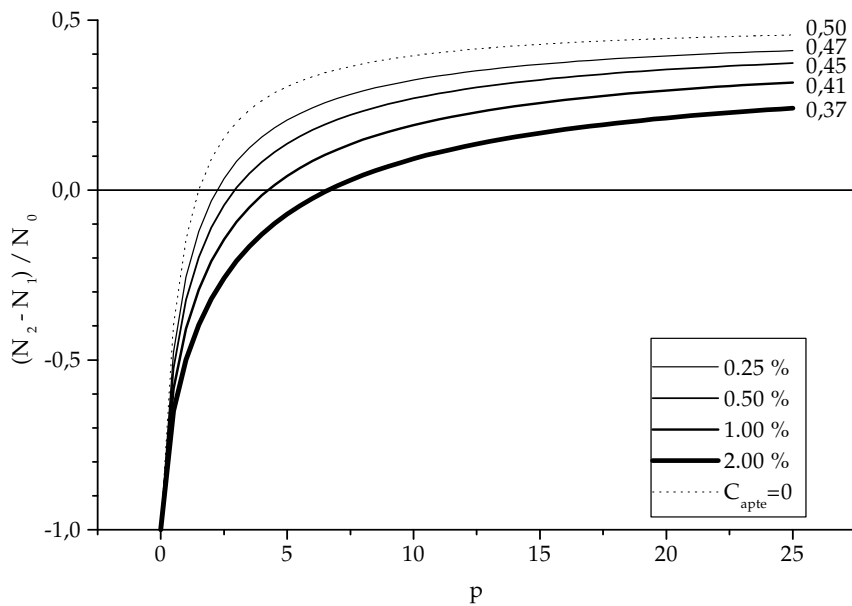


Figure 1-21: Inversion de population normalisée, avec et sans APTE, entre  $^4I_{13/2}$  et le niveau fondamental, en fonction de la concentration d'erbium et du paramètre de pompage à 1,48  $\mu\text{m}$  et avec les valeurs asymptotiques.

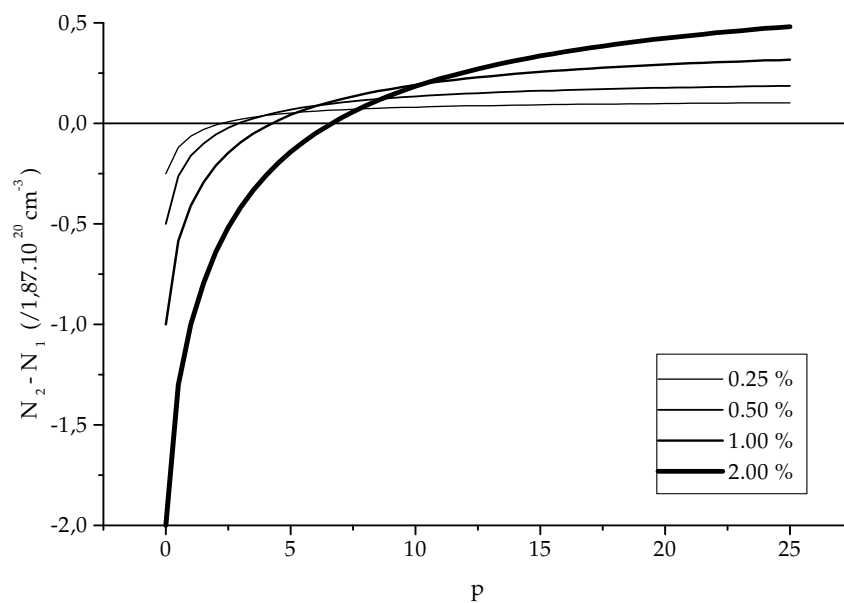


Figure 1-22: Différence de population entre  $^4I_{13/2}$  et le niveau fondamental en fonction de la concentration d'erbium et du paramètre de pompage à 1,48  $\mu\text{m}$ , dans le cadre du modèle à trois niveaux avec APTE.

On voit que, pour certaines valeurs de  $p$ , il peut être intéressant de limiter la concentration d'ions actifs. Ceci est d'autant plus justifié qu'on se situe près du seuil d'inversion.

Enfin, aux fortes excitations à 1,48  $\mu\text{m}$ , c'est bien la plus forte concentration d'erbium qui devrait conduire au gain le plus important. On verra au cours du Chapitre 3 dans quelle mesure le pompage par diode laser et la répartition transverse de l'énergie dans les modes guidés permettent de se placer dans ce cadre.

Dans le cas du pompage à 980 nm, on ne dispose que de coefficients d'AEE et d'APTE mesurés dans d'autres matériaux<sup>1</sup>. On retient toutefois que même si les effets de conversion d'énergie depuis  $^4I_{11/2}$  s'avéraient négligeables, la réduction de population par le mécanisme  $^4I_{13/2} + ^4I_{13/2} \rightarrow ^4I_{11/2} + ^4I_{15/2}$  demeure. D'autre part, il faut mentionner que l'attrait du passage par  $^4I_{11/2}$  pour inverser les populations de  $^4I_{13/2}$  et  $^4I_{15/2}$  est limité par la durée de vie  $\tau_{31}$ . Si on suppose égales les sections efficaces d'absorption et d'émission à 980 nm, on montre en effet, en absence d'APTE :

$$n_2^\infty = \lim_{p \rightarrow \infty} (n_2^{\text{st}}) = \frac{1}{1 + 2r} \sim 0,85 \quad \text{Eq. 1-52}$$

$$\Rightarrow n_2^\infty - n_1^\infty \sim 0,7 \quad \text{Eq. 1-53}$$

C'est finalement un argument plus expérimental qui a limité de plus amples investigations, puisqu'à cette longueur d'onde de pompage, Er:LiNbO<sub>3</sub> est sujet aux effets photoréfractifs, aussi bien dans le matériau massif que dans les guides d'ondes décrits ci-après.

---

<sup>1</sup> [SHI] W. Q. Shi *et coll.*, J. Opt. Soc. Am. B, 7 (1995) p. 1456.

## 1.4. En résumé

A l'issue de ce chapitre, on a accumulé tous les éléments propres au matériau nécessaires à la construction d'un modèle d'amplification optique dans les guides d'onde niobate de lithium dopé erbium pompés à 1,48  $\mu\text{m}$ .

L'exposé a en particulier souligné les précautions prises, lors de la détermination de grandeurs comme les sections efficaces d'absorption et d'émission ou les durées de vie de fluorescence, pour tenir compte non seulement de la biréfringence de la matrice, mais également des différentes concentrations de dopant dans les échantillons disponibles.

Tableau 1-7: Principaux paramètres du modèle en polarisation  $\pi$ .

Longueur d'onde de pompage	$\lambda_p$ [nm]	1478	Longueur d'onde du signal au pic principal et à un <i>secondaire</i>	$\lambda_s$ [nm]	1531 1576
Section efficace d'absorption à $\lambda_p$	$\sigma_a^p$ [cm <sup>2</sup> ]	$4,8 \cdot 10^{-21}$	Section efficace d'absorption à $\lambda_s$ (pour un dopage d'environ 0,6%)	$\sigma_a^s$ [cm <sup>2</sup> ]	$1,3 \cdot 10^{-20}$ $1,8 \cdot 10^{-21}$
Section efficace d'émission à $\lambda_p$	$\sigma_e^p$ [cm <sup>2</sup> ]	$1,3 \cdot 10^{-21}$	Section efficace d'émission à $\lambda_s$ (pour un dopage d'environ 0,6%)	$\sigma_e^s$ [cm <sup>2</sup> ]	$1,1 \cdot 10^{-20}$ $3,3 \cdot 10^{-21}$
Concentration d'erbium (par %)	$N_0$ [cm <sup>-3</sup> ]	$1,87 \cdot 10^{20}$	Coefficient d'APTE ( $\alpha = C_{\text{apte}} N_0 \tau$ , sous forme réduite)	$C_{\text{apte}}$ [m <sup>3</sup> /s]	$7 \cdot 10^{-24}$
Temps de vie du niveau $^4I_{13/2}$	$\tau$ [ms]	2,74	Temps de vie du niveau $^4I_{11/2}$	$\tau_{31}$ [ms]	0,24
Rapport des temps de vie $\tau_{31}/\tau$	$r$ [-]	0,09	Population maximale réduite de $^4I_{13/2}$ hors APTE : $\sigma_a^p / (\sigma_a^p + \sigma_e^p)$	$1/\eta$ [-]	0,78

La seconde originalité de ce travail tient à l'identification d'un mécanisme prépondérant de réduction du gain et à la méthode mise au point pour évaluer le coefficient  $C_{\text{apte}}$  qui décrit cet effet, à partir de mesures classiques d'intensité de fluorescence en régime stationnaire et en réponse à un créneau de pompe.

Le modèle simple qui en découle conduit, sans préjuger pour l'instant de l'efficacité de pompage en configuration guidée, à tempérer l'enthousiasme pour les cristaux fortement dopés.

Le chapitre suivant s'annonce maintenant comme un répit pour le lecteur non-spectroscopiste puisqu'il décrit la conception, la fabrication et la caractérisation des composants guides d'onde.

**2.**

**DES GUIDES D'ONDE INTEGRES**



Après avoir décrit les propriétés spectroscopiques de cristaux de  $\text{LiNbO}_3$  pour différents dopages à l'erbium, on s'intéresse dans le second chapitre à la réalisation des guides d'ondes monomodes et des modulateurs électro-optiques intégrés sur ces derniers qui sont nécessaires au fonctionnement de lasers en mode déclenché.

Dans une première partie (Pages 57 à 69), quelques rappels sur les méthodes de guidage éprouvées en optique intégrée sur  $\text{LiNbO}_3$  (Section 2.1.1) permettent de dégager la technologie la plus appropriée (Section 2.1.2) pour s'affranchir des effets indésirables évoqués dans le premier chapitre et préserver les propriétés laser des matériaux dopés.

Le choix de la coupe cristallographique Z est ensuite justifié dans une étape de conception de structures électro-optiques propices à la commutation rapide des pertes à la propagation ajoutées, avec des faibles tensions de commande (Section 2.1.3).

Les étapes de fabrication sont étudiées plus en détail dans la seconde partie (Pages 69 à 77). En ce qui concerne la photolithographie (Section 2.2.1) et les différents cycles de température subis par les cristaux (Section 2.2.2), on insiste sur les facteurs parasites qui peuvent affecter la reproductibilité.

Les principales précautions à prendre pour superposer des systèmes d'électrodes aux structures guidantes sont alors abordées (Section 2.2.3).

La troisième partie (Pages 77 à 87) décrit enfin la caractérisation des composants dans des conditions proches du fonctionnement des lasers, en particulier du point de vue du couplage de l'énergie d'une pompe à  $1,48 \mu\text{m}$ , le plus souvent véhiculée par fibre optique (Section 2.3.1), puis des pertes à la propagation le long des guides (Section 2.3.2), ainsi que de l'évaluation de l'effet photoréfractif (Section 2.3.3).

## 2.1. Conception

Un pré-requis pour avoir accès aux avantages des diodes lasers de moyenne puissance en tant que pompe demeure le confinement de l'énergie apportée dans le système considéré. C'est en particulier ce qui a fait le succès des amplificateurs et lasers à fibres dopées, dans lesquelles on sait guider un faisceau spatialement monomode de quelques  $\mu\text{m}^2$  de section sur la longueur nécessaire pour accumuler des gains de plusieurs décades avec quelques dizaines de mW incidents.

Sur des substrats plans comme  $\text{LiNbO}_3$  et si on suppose que l'intérêt linéique des fibres optiques est compensé par une concentration plus importante en espèce active, la tâche du concepteur débute par l'élaboration d'un profil d'indice propice à un tel confinement. La méthode de diffusion de titane choisie est correctement maîtrisée et permet à ce titre une modélisation préalable assez fiable.

Sous réserve que la fabrication de ces guides, détaillée dans la seconde partie du chapitre, préserve les propriétés de la matrice, des structures plus complexes qui exploitent l'effet électro-optique peuvent alors être avantageusement intégrées.

### 2.1.1. Généralités

- *Guidage et modifications locales de l'indice*

On peut définir un guide comme une zone de l'espace où la constante de propagation de l'onde qu'on souhaite y propager est choisie telle que l'énergie demeure confinée dans une direction, par un phénomène de réflexion totale aux frontières.

L'exemple direct qui vient à l'esprit est celui de la "plomberie" dans le domaine des micro-ondes, mais on sait également réaliser des guides dont les parois demeurent immatérielles, comme en témoigne le développement des fibres optiques.

Dans ce dernier cas, c'est la variation d'indice près du cœur, induite dans une préforme et reproduite à l'échelle lors du tirage de la fibre, qui va créer les conditions aux limites nécessaires au confinement de la lumière au voisinage de l'axe. Le même phénomène est responsable des performances des rubans guides d'onde fabriqués à la surface de substrats plans auxquels on s'intéresse dans ce mémoire. Il devient dès lors intéressant d'introduire quelques termes de vocabulaire en répondant aux questions suivantes:

- Quelle gamme de longueur d'onde va-t-on pouvoir guider?
- A quel point l'énergie peut être confinée?
- A combien de pertes doit-on s'attendre?

Le dernier problème dépend fortement des matériaux et technologies utilisées et sera donc commenté lors de la description de la diffusion de titane dans  $\text{LiNbO}_3$  (cf. p. 62). Les deux autres points sont quant à eux essentiellement liés à la variation spatiale de l'indice.

Les équations de Maxwell régissent les expressions des champs en fonction des différences d'indice aux limites. Il est toutefois possible de dégager plusieurs interprétations physiques plus simples du phénomène de guidage<sup>1</sup>.

En considérant le cas d'un guide constitué de deux plaques infinies parfaitement conductrices séparées par un vide d'épaisseur  $a$ , on peut en particulier montrer que le champ propagé est assimilable à celui créé par la superposition de deux ondes planes de longueur d'onde  $\lambda_0$  qui se réfléchissent sur les deux plans ci-dessus avec un angle d'incidence  $\pm(\pi/2 - \theta)$ , tel que  $\sin \theta = \lambda_0/2a$ . La longueur d'onde guidée apparente est alors :

$$\lambda_g = \frac{\lambda_0}{\cos \theta} = \frac{\lambda_0}{\sqrt{1 - (\lambda_0/2a)^2}} \quad \text{Eq. 2-1}$$

Ainsi, il n'y aura propagation qu'en dessous de la longueur d'onde dite de coupure  $\lambda_c = 2a$ . En outre, si la longueur d'onde  $\lambda_0$  est suffisamment inférieure à  $\lambda_c$ , il pourra exister plusieurs solutions à la décomposition en ondes planes obliques et donc plusieurs modes de propagation.

Ces remarques aident à comprendre le confinement à deux dimensions. Pour un profil d'indice typique formant un guide en forme de ruban à la surface d'un substrat plan, la définition de la longueur d'onde de coupure  $\lambda_c$  reste par exemple possible. Dans certains cas, il est possible de faire en sorte que tous les modes d'ordre supérieurs aient des longueurs d'onde de coupure inférieures à  $\lambda_c$ , en particulier en limitant l'extension spatiale de la variation d'indice. On peut alors utiliser le guide en fonctionnement monomode.

C'est en général dans cette configuration que le confinement est le meilleur, ceci d'autant plus que l'indice est augmenté dans le cœur du guide.

- **Modes des guides à faible gradient d'indice**

Il s'agit du type de guides dont on maîtrise la fabrication dans  $\text{LiNbO}_3$ . La principale spécificité d'un tel guidage, dit à faible  $\Delta n$  puisque la variation d'indice en question dépasse rarement  $10^{-2}$ , est la simplification possible du problème vectoriel en une équation de propagation scalaire.

Dans le cas du guide plan à saut d'indice évoqué plus haut et qui obéit à ce type d'équation, les solutions orthogonales correspondent aux deux états de polarisation possibles du champ incident. On définit de cette façon les modes TE, pour transverse électrique, où le champ électrique est orthogonal au plan d'incidence des rayons obliques de la description géométrique et les modes TM, où c'est le tour du champ magnétique.

Pour les structures à faibles gradients d'indice<sup>2</sup>, la composante longitudinale des champs n'est pas nulle, mais de l'ordre de  $\sqrt{\Delta n/n}$  fois les projections transverses. On

<sup>1</sup> [FEY] R. P. Feynman *et coll.*, Cours de physique, Ch. 24, InterEditions (1979), Paris.

<sup>2</sup> [SNY] A. W. Snyder *et coll.*, Optical waveguide theory, Sec. 12, Chapman & Hall (1983), London.

peut donc la négliger et déduire l'existence de modes quasi-TE et TM.

En pratique, on retient que le faible  $\Delta n$  est suffisant 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.

Dans le niobate de lithium coupe Z, sous réserve de pouvoir induire une augmentation simultanée des indices ordinaire et extraordinaire, respectivement  $\Delta n_o$  et  $\Delta n_e$ , il sera ainsi possible d'obtenir sans mélange la propagation de deux polarisations croisées dans un même guide ruban.

Les modes quasi-TE de tels guides sont caractérisés par un champ électrique simultanément perpendiculaire à leur axe et dans le plan des structures, tandis que les modes quasi-TM ont leur champ électrique normal à l'interface air-substrat.

D'un point de vue quantitatif, même après les simplifications ci-dessus, l'équation de propagation n'admet en fait de solutions simples que pour les guides à saut d'indice. Diverses techniques de calcul ont donc été développées<sup>1</sup> afin de modéliser les caractéristiques du mode propagé à partir du profil d'indice réel dans une section de guide.

Contrairement à l'exemple des rubans de diodes laser, les plus simples de ces algorithmes s'appliquent bien aux structures à faible gradient d'indice que constituent les fibres du même nom et les guides réalisés dans LiNbO<sub>3</sub>. La méthode des indices effectifs est en particulier souvent choisie<sup>2</sup> pour établir des abaques des paramètres de fabrication des guides titane décrits plus loin et prévoir avec une précision raisonnable la taille et la longueur d'onde de coupure des modes guidés.

- **Solution technologiques**

Comme dans le choix des méthodes de dopage à l'erbium des substrats de LiNbO<sub>3</sub>, on n'a retenu, parmi toutes les méthodes de variation d'indice rapportées dans la littérature, que celles compatibles avec les étapes couramment maîtrisées en salle blanche, c'est-à-dire:

- Les échanges d'ions à partir d'un bain ou d'une vapeur.
- Les diffusions à forte température de couches minces déposées.

Contrairement aux verres et à des matériaux comme le KTP, le niobate de lithium ne se prête bien, à moyenne température, qu'à l'introduction de petits ions. On utilise ainsi essentiellement l'échange de protons avec les atomes de lithium pour réaliser des guides d'ondes, au moyen de bains d'acide portés à quelques centaines de degrés<sup>3</sup> ou, depuis peu, d'échanges en phase vapeur<sup>4</sup>. Ce traitement a lieu en

<sup>1</sup> [RUE] R. Baets, Waveguide optoelectronics, NATO ASI E226 (1992), Marsh & De La Rue Ed.

<sup>2</sup> [HOC] G. B. Hocker *et coll.*, Appl. Opt., 16 (1977) p. 113.

[RIV] L. Rivière, Thèse de Doctorat, Université de Paris-Sud, Centre d'Orsay, 01/02/85.

[GAN] P. Ganguly *et coll.*, Fiber Integr. Opt., 15 (1996) p. 135.

<sup>3</sup> [JACa] J. L. Jackel *et coll.*, J. Appl. Phys., 55 (1984) p. 269.

<sup>4</sup> [RAM] J. Rams *et coll.*, Appl. Phys. Lett., 70 (1997) p. 2076.

général à travers un masque de silice ou de tantale ajouré par photolithographie. Il est suivi la plupart du temps d'une étape supplémentaire de recuit afin de limiter les pertes à la propagation.

Parmi les avantages de cette technique, on peut citer la bonne résistance des guides à protons échangés (dits PE) aux effets photoréfractifs<sup>1</sup>, ainsi que les valeurs élevées de variation d'indice qu'il est possible d'induire. En revanche, seul  $n_e$  est augmenté par ce procédé et  $n_o$  subit même une légère diminution.

L'autre classe de procédés utilisés pour fabriquer des guides d'onde dans le niobate de lithium a lieu à plus haute température. Il s'agit en effet d'introduire des ions de plus forte taille dans la maille cristalline, directement à partir de structures métalliques façonnées par photolithographie.

Parmi les dépôts facilement réalisables, les plus fortes variations d'indice sont obtenues avec du titane<sup>2</sup> et concernent les indices ordinaire et extraordinaire. On peut ainsi obtenir des guides à faibles pertes pour deux polarisations simultanément.

### 2.1.2. Diffusion de titane

- *Origines du choix*

En dehors de la polarisation unique propagée dans les guides PE (qui ne pose pas de problème pour les composants optimisés en polarisation  $\pi$  dans des substrats coupe Z) et de la résistance suffisante à l'effet photoréfractif rapportée pour les structures à base de titane autour de 1,5  $\mu\text{m}$ , on a sélectionné cette dernière technique principalement à cause de la réduction du temps de vie du niveau  $^4I_{13/2}$  de l'erbium en présence de protons.

Ce phénomène a été observé lors d'une étude préliminaire<sup>3</sup>. On l'a confirmé en réalisant des guides PE dans du matériau dopé à environ 0,6%, qui donne par ailleurs de bon résultats avec la technique de diffusion de titane : il n'a pas été possible d'obtenir de gain net positif en dépit de la bonne qualité des structures du point de vue des pertes au couplage et à la propagation. Plus récemment<sup>4</sup>, d'autres auteurs ont observé, en fonction des conditions de recuit, une diminution de la durée de fluorescence à 1,53  $\mu\text{m}$  jusqu'à un facteur 4.

On verra en revanche que les guides  $\text{Ti:LiNbO}_3$  ci-dessous interdisent à ce jour l'utilisation efficace du pompage à 0,98  $\mu\text{m}$  (cf. p. 86).

- *Guides monomodes dans  $\text{Ti:Er:LiNbO}_3$*

La fabrication de guides d'onde par diffusion de titane dans le niobate de

---

<sup>1</sup> [KON] Y. Kondo *et coll.*, Appl. Opt., 33 (1994) p. 3348.

<sup>2</sup> [SCHa] R. V. Schmidt *et coll.*, Appl. Phys. Lett., 25 (1974) p. 458.

<sup>3</sup> [TER] L. Terrier, Rapport de Stage FIRST 2<sup>ème</sup> année, Université de Bourgogne, 1992-93.

<sup>4</sup> [HUAb] C. Huang *et coll.*, IEEE J. Selec. Topics in Quantum Electron., 2 (1996) p. 367.

lithium a fait l'objet de nombreuses études<sup>1</sup>. On a en particulier acquis au sein du laboratoire le recul nécessaire pour faire face aux écueils classiques que sont par exemple la photolithographie sur substrats rectangulaires rigides (cf. p. 69), la tenue des divers dépôts (cf. p. 70) ou l'apparition de guides plans parasites (cf. p. 72), sans parler de la reproductibilité des différentes étapes.

Ceci étant, on dispose pour atteindre l'objectif de guides monomodes dans des cristaux coupe Z, assurant dans la mesure du possible la propagation des deux polarisations, du choix des paramètres suivants:

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

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.

Eu égard aux valeurs des coefficients de diffusion selon les axes Y et Z du niobate de lithium, des cycles de cuisson de l'ordre de la journée donnent des profondeurs de diffusion de quelques microns pour des températures comprises entre 1000 et 1050°C, avec des couches de métal de 600 à 1000 Å d'épaisseur<sup>2</sup>.

On obtient alors un guidage monomode pour des largeurs initiales de rubans de quelques microns. La proximité de la coupure du second mode dépend essentiellement de la quantité initiale de titane, c'est-à-dire du produit  $e_{Ti} \times W$ . Pour conserver une faible ellipticité, on a intérêt, sous réserve d'un bon contrôle de la valeur  $W$ , à travailler avec des rubans fins, d'où un dépôt épais.

En pratique, on a choisi les conditions  $e_{Ti} = 950 \text{ \AA}$ ,  $(t_{Ti}, T_{Ti}) = (9h, 1030^\circ\text{C})$  et  $W$  de 4 à 8  $\mu\text{m}$  par pas de 1  $\mu\text{m}$ , d'une part à des fins de comparaison avec la littérature<sup>3</sup> et également pour disposer de guides supportant à la fois les modes TE et TM entre 1,4 et 1,6  $\mu\text{m}$ , en dépit de la différence<sup>4</sup> entre  $\Delta n_e$  et  $\Delta n_o$ . A titre indicatif, la profondeur de diffusion  $d_{Ti} = 2(D_{Ti} t_{Ti})^{1/2}$  obtenue est de l'ordre de 4  $\mu\text{m}$  et la variation d'indice pour la polarisation  $\pi$ , la plus étudiée, d'environ  $1,7 \cdot 10^{-2}$  à 1,5  $\mu\text{m}$ , en surface et au centre du ruban.

Ceci constitue en outre un bon compromis entre le confinement indispensable à un fort gain et le couplage avec les fibres typiquement utilisées pour véhiculer pompe et signaux autour de 1,5  $\mu\text{m}$  (cf. p. 77).

<sup>1</sup> [FUKa] M. Fukuma *et coll.*, J. Appl. Phys., 49 (1978) p.3693.

[BUR] W. K. Burns *et coll.*, J. Appl. Phys., 50 (1979) p. 6175.

[HOL] R. J. Holmes *et coll.*, J. Appl. Phys., 55 (1984) p. 3531.

<sup>2</sup> [RIV] L. Rivière, Thèse de Doctorat, Université de Paris-Sud, Centre d'Orsay, 01/02/85.

<sup>3</sup> [DIN] M. Dinand *et coll.*, IEEE J. Quantum Electron., QE-30 (1994) p. 1267.

<sup>4</sup> [FOU] S. Fouchet *et coll.*, IEEE J. Lightwave Tech., LT-5 (1987) p. 700.

On note enfin, comme on le précisera dans le paragraphe consacré à la caractérisation des guides Ti:Er:LiNbO<sub>3</sub>, que la présence d'erbium modifie assez peu les propriétés de guidage de telles structures.

- *Pertes et maille cristalline*

Une fois le faisceau de pompe couplé dans un guide et en dehors de l'absorption des ions actifs éventuellement présents, il reste, après correction des pertes par réflexion de Fresnel aux interfaces, deux principales causes d'atténuation regroupées sous le nom de pertes à la propagation.

La première dépend de la qualité des cristaux utilisés et en particulier de leur état 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.

Les cristaux de qualité optique bénéficient à cet effet d'un très bon polissage. Toutefois l'insertion du titane lors de sa diffusion à haute température est responsable d'un aspect tel que celui photographié sur la Figure 2-1.

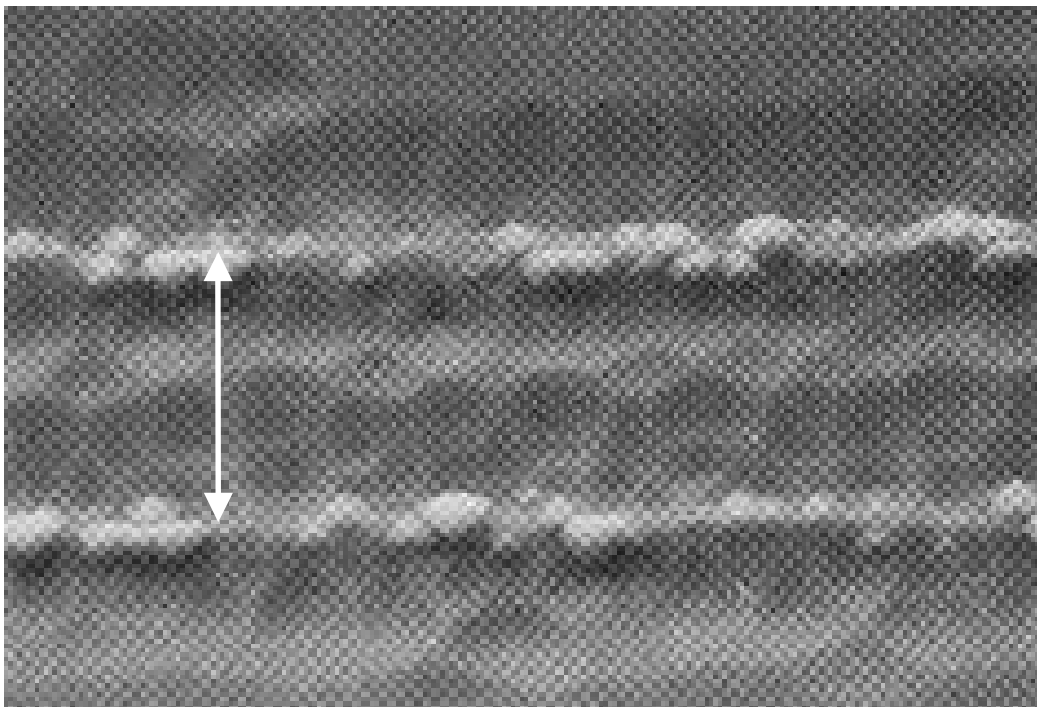


Figure 2-1: Rugosité de surface de 2 guides Ti:LiNbO<sub>3</sub>, de largeur initiale  $W=8\ \mu\text{m}$  et distants de  $12\ \mu\text{m}$  (flèches), vue au microscope électronique<sup>1</sup>.

Un relevé profilométrique de la trace des rubans de titane après le traitement thermique donne des hauteurs typiques égales à l'épaisseur initiale de métal, soit quelques dizaines de nanomètres.

Si on admet que la géométrie de ces marches, de quelques microns de largeur, est

---

<sup>1</sup> [NOZ] T. Nozawa *et coll.*, Jpn. J. Appl. Phys., 35, Part 1 (1996) p. 107.

peu propice à la diffusion de la lumière, l'augmentation de la quantité de grains en surface peut en revanche s'avérer prohibitive. En pratique, il est difficile de relier directement la rugosité des guides à un coefficient d'atténuation spécifique<sup>1</sup> et on ne peut qu'effectuer des mesures globales de pertes. On conçoit cependant que les effets de granularité seront d'autant moins marqués que la longueur d'onde est élevée.

Si on néglige l'absorption résiduelle<sup>2</sup> de  $\text{LiNbO}_3$ , la seconde source de pertes à la propagation est liée à la nature même du phénomène de guidage. En dessous d'une certaine largeur initiale de titane  $W$ , la variation d'indice  $\Delta n$  induite est très petite. Le confinement reste donc très faible (cf. p. 77) et le nombre de défauts cristallins susceptibles de coupler de l'énergie avec des modes de radiation augmente. Tout se passe comme si le faisceau guidé fuyait dans le substrat : le mode subit une atténuation importante lorsqu'il se rapproche de la coupure (cf. p. 82). Lorsque  $W$  augmente, la taille des modes diminue et les pertes par couplage avec des modes de substrat également. Enfin, au dessus de la largeur optimale, le guidage dans le second mode devient possible et ces pertes augmentent de nouveau. Contrairement au cas des pertes par diffusion, il est donc possible de réduire ces couplages parasites en choisissant la bonne largeur de guides.

### 2.1.3. Modulateurs

- *Lasers déclenchés et effet électro-optique*

La co-intégration de modulateurs à des guides d'onde dopés aux terres rares est une méthode élégante pour obtenir le fonctionnement de lasers en régime déclenché dans le niobate de lithium. Quand le gain dû aux ions actifs est limité, comme dans le cas de l'erbium, elle devient indispensable.

On rappelle en effet que les impulsions désirées sont d'autant plus puissantes que la cavité a emmagasiné beaucoup d'énergie dans l'état à fortes pertes et que ce stock peut être restitué en un temps court. Ceci oblige à pomper le plus grand nombre de fois possible au dessus de la valeur du seuil en continu caractéristique du laser dans la configuration à faibles pertes et à commuter rapidement ces dernières<sup>3</sup>, par exemple par effet électro-optique.

Pour une puissance de pompage et un taux de dopant fixés, c'est-à-dire un gain maximum déterminé, ces conditions reviennent en pratique à optimiser les structures intégrées d'une part du point de vue des pertes à la propagation ajoutées et du taux d'extinction d'autre part.

Dans le but de valider les concepts visés de lasers à forte puissance crête pompés par des diodes laser dans la gamme des 100 mW, on a choisi deux types de modulateurs

<sup>1</sup> [LAD] F. Ladouceur, J. Lightwave Technol., 15 (1997) p. 1020.

<sup>2</sup> [VOL] R. Volk, Proc. 5<sup>th</sup> ECIO, SPIE Vol. 1141 (1989) p. 146.

<sup>3</sup> [LAL] E. Lallier, Thèse de Doctorat, Université de Paris-Sud, Orsay, 19/12/1992.



classiques présentés ci-dessous. On rappelle qu'il est aujourd'hui possible de fabriquer des versions très performantes de ces dispositifs monomodes<sup>1</sup>. On atteint ainsi des bandes passantes de plusieurs dizaines de GHz avec des tensions de commande bien inférieures aux centaines de volts nécessaires aux cellules de Pockels destinées à la modulation en propagation libre, puisque  $V_\pi$  est typiquement inférieure à 10 V.

Cette dernière grandeur est l'occasion de préciser le vocabulaire dans le domaine des composants actifs en  $\text{LiNbO}_3$ , en commençant par la relation<sup>2</sup> qui relie la variation d'indice due à l'effet Pockels au champ  $E$  appliqué, dans un matériau d'indice  $n$  et de coefficient électro-optique  $r$ :

$$\Delta n = \frac{1}{2} n^3 r E \quad \text{Eq. 2-2}$$

Dans un guide d'onde, le  $\Delta n$  effectif dépend bien sûr du recouvrement exact entre le profil d'intensité lumineuse des modes et le champ électrique appliqué localement, de sorte qu'on peut montrer<sup>3</sup> qu'une configuration peu gourmande en tension est obtenue pour la polarisation  $\pi$  dans des cristaux coupe  $Z$  avec la structure rappelée sur la Figure 2-2, responsable d'un champ statique également selon  $Z$ .

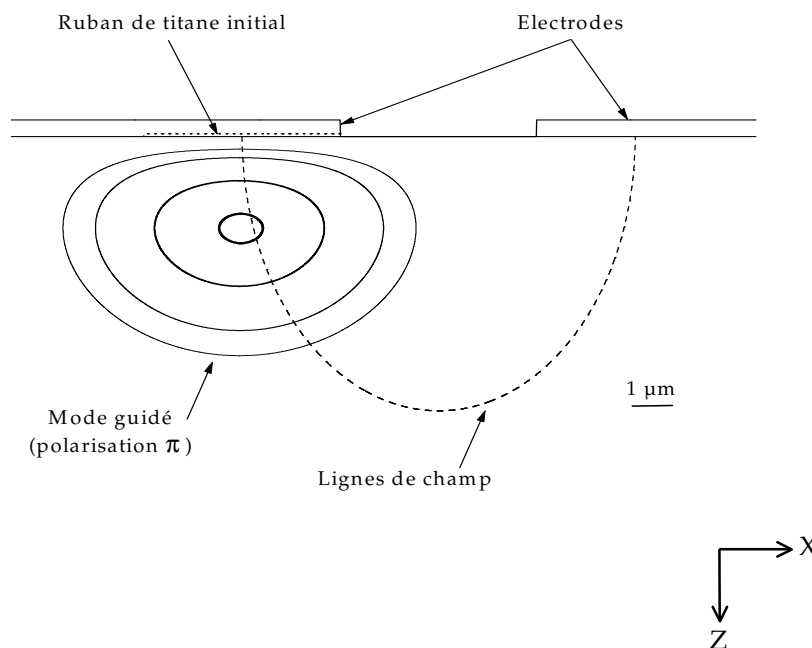


Figure 2-2: Schéma de principe de la structure d'électrodes choisie. La couche tampon (cf. p. 75) n'est pas représentée.

Après une interaction électrique-optique sur une longueur  $L$  de guide, on atteint finalement un déphasage de  $180^\circ$ , à la longueur d'onde  $\lambda$  propagée, pour la tension:

<sup>1</sup> [HU] J. Hu *et coll.*, *Fiber & Int. Opt.*, 16 (1997) p. 269.

<sup>2</sup> [YAR] A. Yariv, "Quantum electronics", Wiley Ed. (1975), New-York.

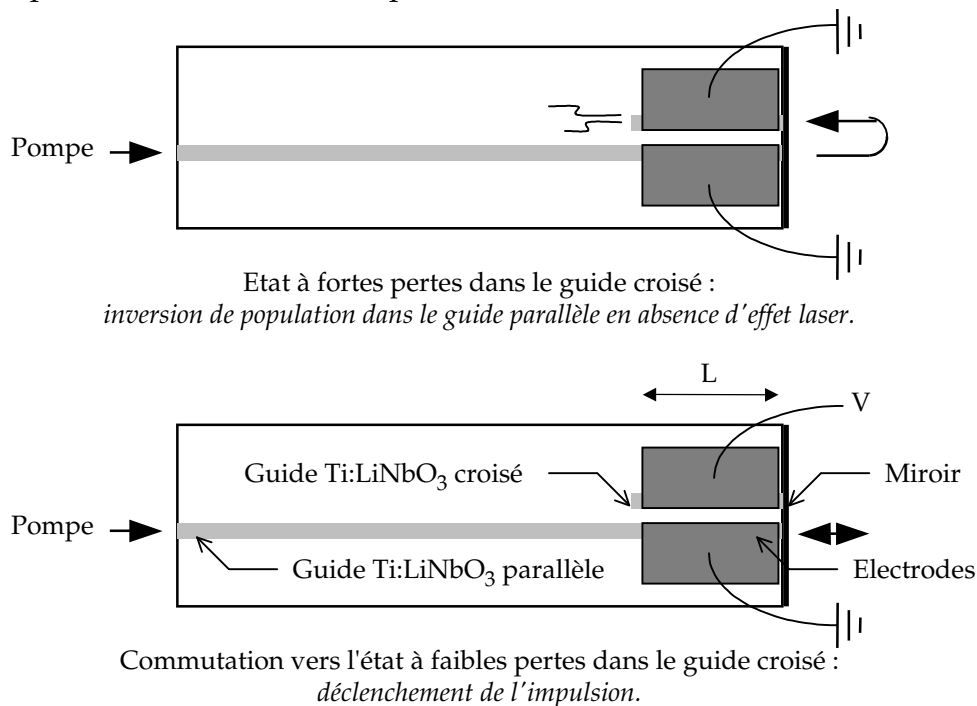
<sup>3</sup> [BOUa] Y. Bourbin *et coll.*, *Revue Technique Thomson-CSF*, 15 (1983) p. 639.

$$V_{\pi} = \frac{\lambda}{2 \Delta n L} \quad \text{Eq. 2-3}$$

Dans le cas de guides très proches, abordé ci-dessous, on voit que la structure à deux électrodes présentée conduit à employer des tensions deux fois plus petites pour le même effet puisque les deux guides voient une variation d'indice opposée. Pour obtenir un résultat similaire dans des cristaux coupe X ou Y, tout en tirant toujours parti du plus fort coefficient électro-optique (direction de propagation : perpendiculaire à Z), il faut appliquer le champ électrique avec des électrodes situées de part et d'autre de chaque guide. Ceci impose la présence d'un contact plus fin que l'espace inter-guides, difficile à réaliser. C'est pour cette raison qu'on a retenu la configuration de la Figure 2-2.

- **Coupleurs directionnels**

Un des moyens d'obtenir une modulation d'intensité à partir de l'effet de phase ci-dessus est d'utiliser la variation associée du coefficient de couplage entre deux guides suffisamment proches. La structure, dont un exemple est schématisé sur la Figure 2-3, porte alors le nom de coupleur directionnel<sup>1</sup>.



**Figure 2-3:** Schéma des lasers déclenchés par coupleur directionnel. Le miroir d'entrée n'est pas représenté.

Les diagrammes de commutation<sup>2</sup> de tels composants ont été largement étudiés. On peut retenir que le contraste d'intensité à l'extrémité du guide principal, appelé parallèle (noté //) par opposition à celui qui prélève une partie du faisceau, appelé

<sup>1</sup> [PAP] M. Papuchon, Thèse d'Etat, Université de Nice, 23/06/78.

<sup>2</sup> [PRA] O. Prat *et coll.*, Revue Technique Thomson-CSF, 19 (1987) p. 551.

croisé (noté  $\times$ ), est de la forme<sup>1</sup>:

$$C(e_{i.g.}) = \frac{I_{//}}{I_{//} + I_{\times}} = \cos^2 \left[ \kappa L \exp\left(-\frac{e_{i.g.}}{e_0}\right) \right] \quad \text{Eq. 2-4}$$

Dans cette expression,  $e_{i.g.}$  est l'espace inter-guides, et  $\kappa$  et  $e_0$  sont des paramètres qui dépendent de l'extension spatiale des modes. La Figure 2-4 montre qu'on peut déterminer ces derniers par ajustement des mesures effectuées sur un échantillon test comportant des paires de guides de différentes largeurs plus ou moins séparés.

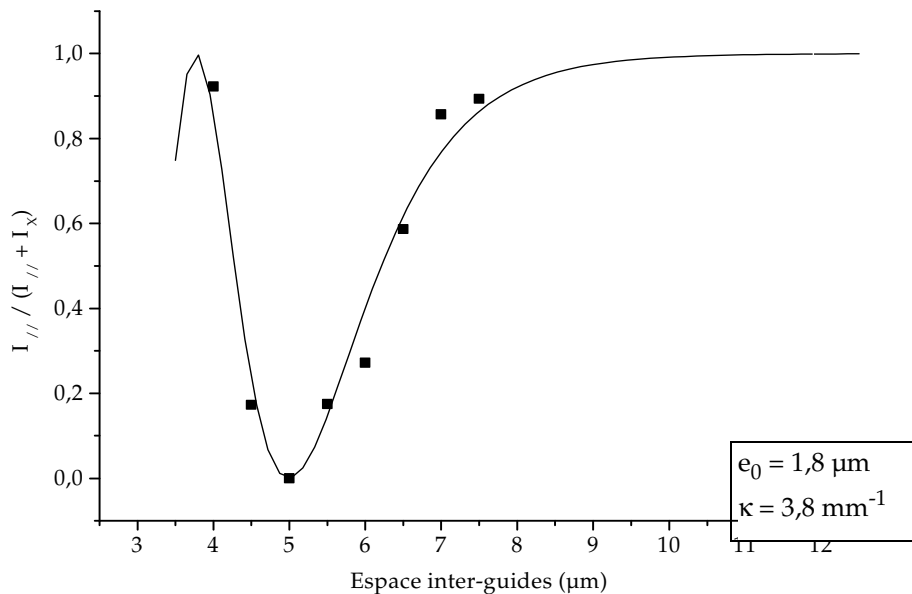


Figure 2-4: Mesures de contraste en polarisation  $\pi$  à 1,48  $\mu\text{m}$  (guides de largeur initiale  $W=7 \mu\text{m}$  et de longueur  $l=7 \text{ mm}$ ) hors champ électrique et ajustement par la fonction  $C(e_{i.g.})$ . Les résultats sont peu différents à 1,56  $\mu\text{m}$ .

On peut alors prévoir les caractéristiques optimales de la structure de la Figure 2-3, sachant qu'elle est prévue pour fonctionner avec un miroir à son extrémité droite, de sorte que la longueur d'interaction électrique-optique  $L$  doit correspondre à une demi-longueur de couplage. Ceci présente l'avantage de réduire les zones de guides peu pompées dans la configuration à forte pertes puisque l'énergie est répartie de façon équivalente entre les deux guides au bord du cristal.

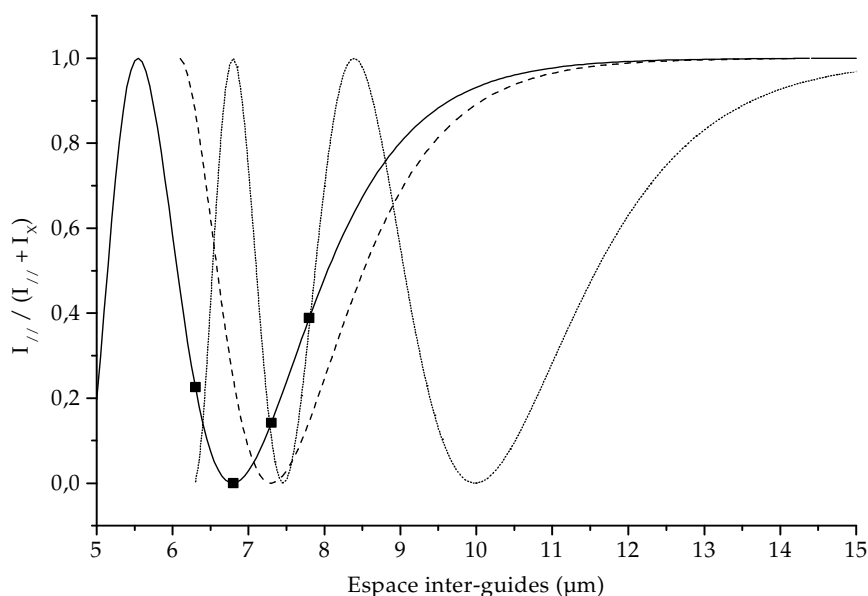
La Figure 2-5 présente les valeurs de contraste pour les faisceaux renvoyés par le miroir après un trajet de longueur  $2L$ . L'accord avec des prévisions théoriques qui tiennent compte de la taille des modes obtenus par diffusion de 950  $\text{\AA}$  de titane à 1030°C pendant 9 heures y est également visualisé.

On remarque qu'on a pris la précaution, lors de la conception du masque spécifique aux échantillons  $\text{Ti:Er:LiNbO}_3$ , de choisir un jeu d'espaces inter-guides

<sup>1</sup> [RIV] L. Rivière, Thèse de Doctorat, Université de Paris-Sud, Centre d'Orsay, 01/02/85.

centré autour de la zone de contraste minimal et de surcroît redondant, pour relâcher les contraintes de fabrication.

On peut ainsi toujours disposer d'un coupleur possédant un taux d'extinction satisfaisant en l'absence de tension appliquée, sans avoir recours à un jeu d'électrodes à deux sections, y compris pour la polarisation  $\sigma$  dans laquelle les faisceaux peuvent se propager avec un gain net positif.



**Figure 2-5:** Contraste d'intensité  $C(e_{i.g.})$ , en polarisation  $\pi$ , prévu pour des guides de largeur initiale  $W=7\ \mu\text{m}$  avec une longueur d'interaction électro-optique  $L=18\ \text{mm}$ , et espaces inter-guides retenus. En tirets, résultats du modèle basé sur l'extension des modes guidés<sup>1</sup>. En pointillés, polarisation  $\sigma$ .

Pour un déclenchement correct des lasers, il faut en effet éviter l'oscillation en continu. A fort pompage, cela nécessite des pertes importantes par couplage dans le guide croisé<sup>2</sup>. Néanmoins, compte tenu des valeurs de gain qu'il est possible d'atteindre en pratique (cf. p. 109), le déclenchement doit avoir lieu même s'il n'y a que 50% du signal dans le guide croisé.

Inversement, pour que l'impulsion se construise dans les meilleures conditions, on doit être capable d'atteindre l'état parallèle du coupleur, dans lequel la totalité du signal demeure au sein du guide dont on a inversé la population.

Les modulateurs ci-dessus sont également tolérants de ce point de vue : contrairement à l'état croisé pur qui ne tolère pas d'erreur sur la longueur de couplage avec la structure d'électrode choisie, on peut toujours fermer le coupleur directionnel en jouant sur la tension de commande.

<sup>1</sup> [RIV] L. Rivière, Thèse de Doctorat, Université de Paris-Sud, Centre d'Orsay, 01/02/85.

<sup>2</sup> [LAL] E. Lallier, Thèse de Doctorat, Université de Paris-Sud, Orsay, 19/12/1992.

- *Interféromètres de Mach-Zender*

Une autre méthode intéressante pour transformer une variation d'indice par effet Pockels en une modulation d'intensité est l'emploi d'un interféromètre de Mach-Zender tel que celui représenté sur la Figure 2-6.

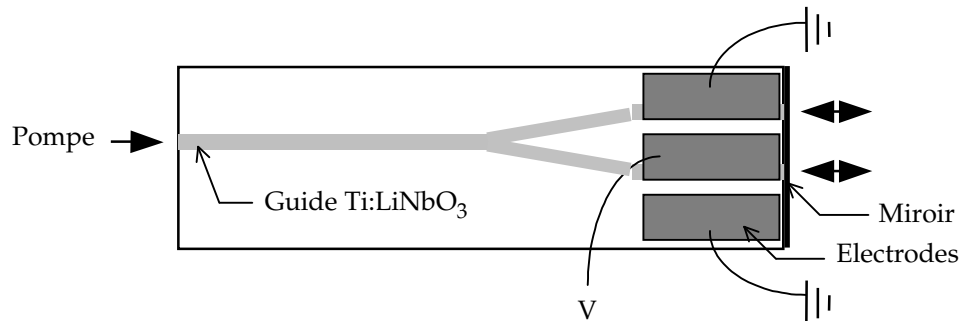


Figure 2-6: Schéma des lasers déclenchés par interféromètre de Mach-Zender. Le miroir d'entrée n'est pas représenté.

On l'utilise ici plié en deux grâce à la présence du miroir de sortie des futurs lasers. Si on imagine en revanche la structure complète, on comprend que la lumière injectée dans le guide d'entrée puisse être totalement éteinte au niveau du guide de sortie symétrique si on parvient à introduire une différence de phase de  $180^\circ$  entre les deux bras de l'interféromètre.

La conception de tels modulateurs est plus simple que celle des coupleurs directionnels puisqu'elle se résume au dessin d'un Y suffisamment peu prononcé, dit adiabatique, pour minimiser les pertes à la propagation introduites<sup>1</sup>. C'est pour cette même raison qu'on a choisi d'utiliser des demi-interféromètres, qui ne possèdent qu'une seule jonction Y. Elle est en pratique responsable de pertes supplémentaires inférieures à 0,3 dB.

En revanche, la division par deux de la puissance propagée dans chaque bras peut constituer un inconvénient par rapport aux modulateurs construits autour d'un guide droit.

Il faudra ainsi s'assurer qu'on reste dans des conditions de forte inversion de population sur toute la longueur des composants avant le déclenchement des lasers.

<sup>1</sup> [MINb] W. J. Minford *et coll.*, IEEE J. Quantum Electron., QE-18 (1982) p. 1802.

## 2.2. Fabrication

S'il est indispensable de comprendre en profondeur les phénomènes physiques susceptibles de favoriser ou de limiter le fonctionnement de lasers Ti:Er:LiNbO<sub>3</sub> performants, la finalité du travail présenté ici est de *fabriquer* des composants. La mise au point des méthodes correspondantes doit donc occuper une place d'autant plus importante que leur description est toujours délicate.

A mi-chemin entre des expériences ponctuelles tentées pour valider une idée nouvelle et les impératifs de dispositifs de série comme les modulateurs destinés au marché des communications par fibres optiques, on s'est donc attaché à réaliser des structures à la fois variées et dont on puisse garantir la reproductibilité, à partir de techniques désormais répandues.

La présentation qui suit des principales étapes du procédé constitue finalement l'occasion de présenter le savoir-faire du laboratoire dans le domaine des dépôts de couches minces, des gravures de précision et des cuissons à haute température nécessaires pour fabriquer guides et électrodes sur LiNbO<sub>3</sub>.

### 2.2.1. Photolithographie

- *Préparation des substrats*

L'importance de la phase de nettoyage préalable à tout dépôt n'est plus à démontrer. Avec les cristaux du commerce spécifiés pour l'optique intégrée (cf. Figure 2-7), un traitement avec agitation par ultrasons dans des bains successifs de trichloréthylène, d'acétone, de propanol, de détergent puis d'eau désionisée donne généralement de bons résultats.

A cause des propriétés pyro-électriques du niobate de lithium, le séchage a lieu sous flux d'azote à température ambiante plutôt qu'à l'étuve. Dans ce dernier cas, l'apparition de charges électro-statiques rend quasiment impossible l'utilisation d'appareils comme les profilomètres pendant plusieurs heures.

Lorsque le rapport entre la longueur et la largeur des substrats est supérieur à deux, les dépôts de résine photosensible par centrifugation sont compliqués par le choix limité de platines d'aspiration et conduisent à des effets de bord importants.

On est alors contraint à coller les parallélépipèdes sur un support cylindrique plus adapté, par exemple une tranche de silicium. Il est également préférable d'employer un promoteur d'adhérence (HMDS). Enfin, on doit prévoir de recouper les tranches près desquelles la photographie des masques n'est pas correctement développée.

- *Dépôts et gravures*

En dehors des étapes de résinage, la fabrication des composants Ti:Er:LiNbO<sub>3</sub> réclame plusieurs dépôts résumés sur la Figure 2-7 et choisis par compromis entre la disponibilité des cibles, des bâtis et des besoins pour chaque couche.

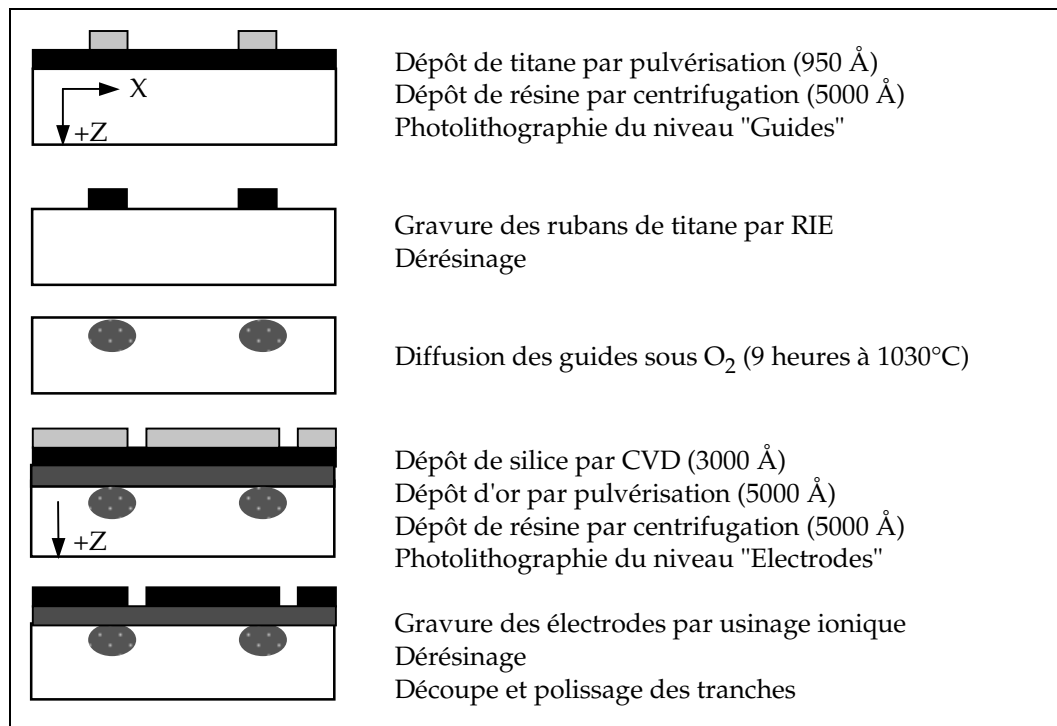


Figure 2-7: Principales étapes de fabrication des composants Ti:Er:LiNbO<sub>3</sub>.

Pour le titane responsable du guidage, on utilise la technique de pulvérisation par faisceau d'ions (bâti VEECO 302A) qui donne des couches homogènes et adhérentes. Elle procure aussi des électrodes en or de bonne qualité sur une couche d'accrochage de nickel (~ 200 Å). Un équipement de pulvérisation par plasma (MRC 8620) muni de la cible adéquate a été retenu pour les essais d'échange protonique avec masque de tantale.

C'est d'autre part la silice déposée à partir de précurseurs organiques (PLASMA Technol. DP80), en anglais Chemical Vapor Deposition, qui perturbe le moins les modulateurs électro-optiques du point de vue de la réponse en fréquence (cf. p. 75). Enfin, la plus ancienne des méthodes<sup>1</sup>, l'évaporation dans un bâti BALZERS BA510, a été réservée aux essais de dopage en surface de substrats de LiNbO<sub>3</sub> initialement dépourvus de dopant (cf. p. 72), également pour faire l'économie d'une cible en erbium adaptée à la pulvérisation par faisceau d'ions. Assistée par un canon à ions, on note que ce type de dépôt, dit thermique puisque le matériau à déposer est chauffé par un faisceau électronique (provenant ici d'un canon à électrons LEYBOLD) pour passer en phase vapeur, permet également d'obtenir des miroirs diélectriques dans de bonnes conditions (cf. p. 113).

Lorsque des structures de quelques microns de largeur doivent être définies sur ces couches, on dépose un polymère photosensible (SHIPLEY S1818) par centrifugation de façon à ce qu'après séchage, l'épaisseur obtenue soit suffisante pour protéger le substrat durant toute l'étape suivante. On choisit ainsi environ 5 000 Å pour une gravure réactive par gaz fluoré de 950 Å de titane, dans les zones où la

<sup>1</sup> [PEA] L. A. Peach, Laser Focus World, 4 (1997) p. 119.

résine est dégagée après développement de la photographie du masque.

Cette technique sèche, en anglais Reactive Ion Etching (RIE), est employée pour tous les dépôts à l'exception de l'or. Elle offre une meilleure définition que les gravures humides, en particuliers à haute résolution. Avec le masquage à 365 nm employé, on sait ainsi définir des lignes aux fronts proches de la verticale jusqu'à un micron de largeur, dans des couches épaisses jusqu'à 2 000 Å.

Pour l'or, qui n'est gravé par RIE qu'avec un gaz chloré, on réalise plutôt des usinages ioniques sous argon grâce au canon du bâti de pulvérisation. Lorsque plusieurs niveaux de masquage sont requis, on a coutume de reproduire de cette façon un masque de repères de positionnement sur les cristaux. Cette précaution est toutefois superflue si on commence par une diffusion de titane puisque le contraste induit par cette dernière (cf. Figure 2-1) suffit pour superposer d'autres structures.

- **Reproductibilité**

C'est sur les dépôts de titane qu'ont portées les caractérisations les plus fines, puisqu'ils déterminent la variation d'indice responsable du guidage.

Les structures les plus petites faisant tout de même plus de 4 µm, peu de variations d'un échantillon à un autre sont à attendre de la photolithographie. Plus précisément, on évalue l'écart maximum entre les largeurs  $W$  de rubans fabriqués sur deux substrats différents à 0,2 µm. Comme l'extension des modes varie peu en fonction de  $W$  pour les guides à faibles pertes (cf. Figure 2-12 et Figure 2-17), l'incidence d'une telle dérive s'avère en pratique négligeable.

Pour la même raison, les écarts à la reproduction fidèle des masques à l'échelle d'un cristal de 15×30 mm sont circonscrits à sa périphérie, c'est-à-dire dans des zones qui disparaissent lors du polissage final des tranches. L'expérience montre que ce n'est plus le cas si les cotes se rapprochent du micron, en particulier lorsqu'on cherche à obtenir des éléments de taille très différentes sur le même substrat.

On note finalement que ces inhomogénéités sont réduites lorsqu'on bénéficie de la relative élasticité de tranches de trois pouces de diamètre et de 0,5 mm d'épaisseur. Ces dimensions, typiquement travaillées dans l'industrie, permettent en effet un meilleur plaquage des masques.

Du point de vue de l'épaisseur de la couche de titane, les différents relevés profilométriques s'étalent entre 920 et 1000 Å pour une consigne de 950 Å, soit une variation d'environ  $\pm 5\%$ . Ceci se traduit par une variation du confinement des modes du même ordre de grandeur, suffisamment faible pour toujours disposer de guides à faibles pertes sur des échantillons qui comportent des guides d'ondes de plusieurs largeurs.

Enfin, la littérature signale l'importance de l'homogénéité des dépôts<sup>1</sup>, mais ce point n'est pas apparu limitant dans le cas de la technique de pulvérisation employée.

<sup>1</sup> [HARb] C. Harizi *et coll.*, Univ. Paderborn, W. Sohler Ed., Annual Report 1993/94, p. 19.



## 2.2.2. Diffusion à haute température

- *Recuits sous oxygène et exodiffusion de lithium*

Pour introduire dans la maille du niobate de lithium des composés comme le titane ou l'erbium en un temps raisonnable, il faut typiquement conduire les diffusions autour de 1000°C.

A ces températures, il est nécessaire de prendre certaines précautions pour préserver la stœchiométrie de  $\text{LiNbO}_3$  : lithium et oxygène peuvent aussi diffuser, mais vers l'extérieur des cristaux.

On a ainsi vu (cf. p. 18) qu'une augmentation de la proportion relative de niobium conduisait à une augmentation de l'indice extraordinaire. L'exodiffusion des atomes de lithium à l'interface air- $\text{LiNbO}_3$ , d'autant plus aisée qu'il sont petits, se traduit donc par l'apparition d'un guide plan<sup>1</sup>.

En pratique, avec les conditions de fabrications retenues, ce phénomène s'avère négligeable pour les longueurs d'ondes étudiées, caractérisées par des modes relativement profonds.

D'autre part, le niobate de lithium est un oxyde, par la même susceptible d'être réduit à forte température. En l'absence d'une quantité suffisante d'oxygène, les substrats prennent en effet une teinte grisée et les pertes des guides augmentent de façon significative.

On résoud ce problème en maintenant un flux continu d' $\text{O}_2$ , avec un débit de 1 à 2 l/mn, dans le tube en  $\text{Al}_2\text{O}_3$  du four à diffusion. Enfin, on préfère travailler sur la face -Z des cristaux de niobate de lithium, caractérisée par une plus faible sensibilité à l'exodiffusion du lithium.

- *Dopage à l'erbium*

Dans la perspective d'une comparaison entre les résultats des modélisations et des mesures sur les cristaux dopés dans la masse avec le cas du dopage en surface, par ailleurs largement étudié<sup>2</sup>, on a réalisé divers échantillons par dépôt d'une couche d'erbium suivi d'une diffusion à haute température.

En accord avec les valeurs rapportées de solubilité maximale  $N_0^{\text{max}}$  des ions  $\text{Er}^{3+}$  à une température la plus proche possible de  $T_c$  (cf. p. 23) et afin de limiter à trois jours la durée du cycle, on part d'un film d'épaisseur  $e_{\text{Er}}=170 \text{ \AA}$  et on le recuit pendant  $t_{\text{Er}}=65$  heures à 1130°C.

A cette température,  $N_0^{\text{max}}$  et le coefficient de diffusion  $D_{//Z}$  sont respectivement de l'ordre de  $2,3 \cdot 10^{20} \text{ ions/cm}^3$  et  $3,5 \cdot 10^{13} \text{ cm}^2/\text{s}$ . Soit  $N_{\text{Er}} \sim 2,3 \cdot 10^{20} \text{ ions/cm}^3$  la densité de la couche métallique de dopant, le réservoir qu'elle constitue est complètement

---

<sup>1</sup> [JAC] J. L. Jackel, J. Opt. Comm., 3 (1982) p. 82.

<sup>2</sup> [BAUa] I. Baumann *et coll.*, Appl. Phys. A, 64 (1997) p. 33.

diffusé au bout de:

$$t_{\text{Er}}^{\text{max.}} = \frac{\pi (N_{\text{Er}} e_{\text{Er}})^2}{4 (N_0^{\text{max.}})^2 D_{//Z}} \sim 34 \text{ heures} \quad \text{Eq. 2-5}$$

Au-delà, les ions actifs alors concentrés dans une couche rugueuse<sup>1</sup> d'oxyde mixte  $\text{Er}_x\text{Nb}_y\text{O}_z$  pénètrent plus en profondeur et le substrat retrouve un état de surface propice à la propagation guidée avec de faibles pertes.

Le profil de concentration final est visualisé sur la Figure 2-8 et pourra être comparé aux profils d'intensité dans la direction Z des modes guidés (cf. Figure 2-11).

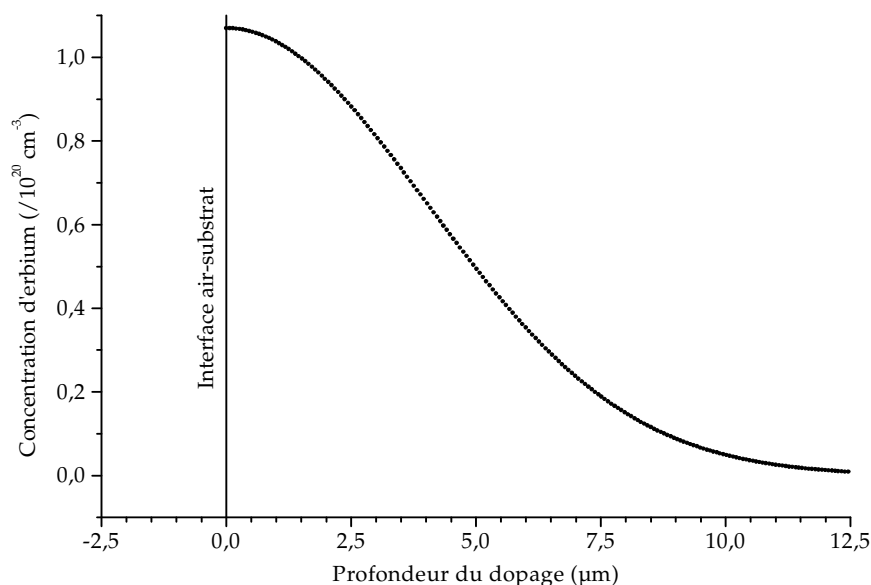


Figure 2-8: Concentration d'ions  $\text{Er}^{3+}$  prévue près de la surface de cristaux de  $\text{LiNbO}_3$  coupe Z, dopés à partir d'une couche d'erbium de  $170 \text{ \AA}$  d'épaisseur diffusée à  $1130^\circ\text{C}$  pendant 65 heures.

Avec une bonne approximation, le taux de dopant obéit à:

$$N_0(z) = N_0^{\text{surf.}} \exp\left[\frac{-z^2}{(2\sqrt{D_{//Z} t_{\text{Er}}})^2}\right] \quad \text{Eq. 2-6}$$

La concentration maximum est atteinte en surface et vaut environ 0,57%, ou encore:

$$N_0^{\text{surf.}} = \frac{N_{\text{Er}} e_{\text{Er}}}{\sqrt{\pi D_{//Z} t_{\text{Er}}}} \sim 1,07 \cdot 10^{20} \text{ ions.cm}^{-3} \quad \text{Eq. 2-7}$$

- **Reproductibilité**

La loi exponentielle de diffusion permet assez facilement de négliger les conséquences des temps de montée et de descente des cycles de température.

<sup>1</sup> [SCHb] T. Schulze *et coll.*, Univ. Paderborn, W. Sohler Ed., Annual Report 1993/94, p. 17.

En revanche, il apparaît nécessaire d'avoir une bonne maîtrise de la valeur au palier. Dans le cas du titane, on a ainsi mis en évidence une dérive des informations fournies par le thermocouple du four à diffusions de l'ordre de 5% sur la période où la plupart des cuissons ont eu lieu.

Elle permet d'expliquer la majeure partie des écarts entre les tailles de modes guidés des différents échantillons, contenues dans une fourchette d'environ 10%.

D'un point de vue quantitatif, la Figure 2-9 rappelle les impératifs à respecter en ce qui concerne la durée  $t_{Ti}$  pour conserver la même profondeur de diffusion du titane en cas de variation de la température  $T_{Ti}$ .

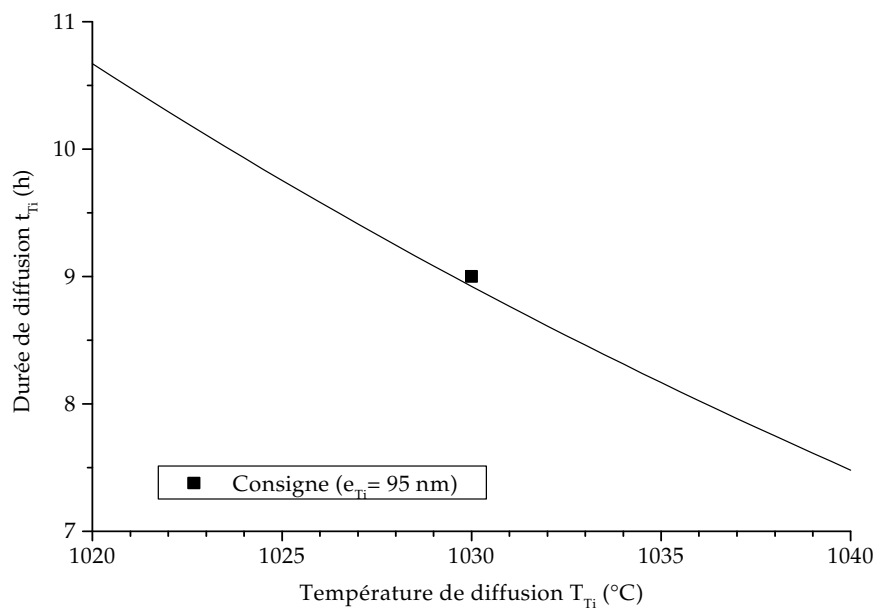


Figure 2-9: Tolérance du contrôle de fabrication des guides Ti:LiNbO<sub>3</sub>.

On a en effet, d'après les coefficients de diffusion rapportés dans la littérature<sup>1</sup>:

$$t_{Ti} \sim 8.10^{-10} \exp\left[\frac{2,6 \times 1,6.10^{-19}}{k_B T}\right], \text{ en heures} \quad \text{Eq. 2-8}$$

Le petit nombre de substrats dopés en ions actifs par diffusion à haute température n'a pas donné lieu à ce type d'étude de reproductibilité. En revanche, la faible épaisseur d'erbium déposée s'est avérée délicate à maîtriser et a contraint à protéger de l'évaporation un coin des cristaux pour pouvoir effectuer un relevé profilométrique de contrôle.

La vitesse de dépôt étant bien inférieure dans le cas d'une pulvérisation, il serait préférable d'utiliser cette dernière technique pour le dopage en surface.

<sup>1</sup> [FOU] S. Fouchet *et coll.*, IEEE J. Lightwave Tech., LT-5 (1987) p. 700.

### 2.2.3. Systèmes d'électrodes

- *Couches tampons et dépôts d'or*

Si on veut préserver un faible niveau de pertes à la propagation, il n'est pas possible de déposer des couches métalliques directement sur les guides d'onde, à cause de la partie évanescente du champ. Ceci est particulièrement vrai pour la polarisation  $\pi$  pour laquelle les modes sont plus près de la surface.

Comme la position des électrodes la plus efficace du point de vue de l'effet électro-optique est justement confondue avec celle des bandes de titane avant leur diffusion (cf. Figure 2-2), on est contraint d'insérer une couche entre le cristal et les pavés d'or dans le but de protéger les guides de l'absorption par effet de peau.

Pour remplir son office, cette couche doit être transparente autour de  $1,5 \mu\text{m}$ , électriquement isolante et d'indice suffisamment faible pour que les modes restent confinés dans le niobate de lithium. En pratique, on utilise ainsi de la silice.

Enfin, on note que le contraste sous l'oculaire de la masqueuse reste suffisant, une fois la silice recouverte d'or, pour la superposition dans de bonnes conditions du masque d'électrodes sans avoir recourt à des techniques plus complexes comme l'auto-alignement<sup>1</sup>.

- *Bande passante*

Le compromis<sup>2</sup> en ce qui concerne l'épaisseur de la silice, qui ne doit pas être un handicap pour l'application du champ électrique, se situe autour de  $3\ 000 \text{ \AA}$ . On s'attend alors à des valeurs de bande passante d'au moins 1 GHz.

A titre de comparaison, le temps d'arrivée de l'impulsion après commutation des pertes observé<sup>3</sup> dans des lasers guides d'onde déclenchés dans  $\text{Nd:LiNbO}_3$  est environ 5 ns.

- *Dérives*

Un dernier point doit être abordé pour décrire correctement les structures électro-optiques. Il s'agit du type de silice employé pour la couche tampon ci-dessus. La méthode de dépôt s'avère en effet déterminante du point de vue du vieillissement des composants.

A très court terme, sans parler des dérives d'origine piézo- et pyro-électriques<sup>4</sup>, les techniques d'évaporation thermique (assistée par ions ou non) et de pulvérisation cathodique, sont responsables de contraintes qui conduisent à une variation d'indice par effet photoélastique.

<sup>1</sup> [LEE] S. S. Lee *et coll.*, IEEE J. Lightwave Technol., 12 (1994) p. 872.

<sup>2</sup> [RIV] L. Rivière, Thèse de Doctorat, Université de Paris-Sud, Centre d'Orsay, 01/02/85.

<sup>3</sup> [LAL] E. Lallier, Thèse de Doctorat, Université de Paris-Sud, Orsay, 19/12/1992.

<sup>4</sup> [MINc] W. J. Minford, Ferroelectrics for Integrated Optics III, Saint-Martin Vésubie, France (1996).

Pour que le guidage ne soit pas altéré, il est donc nécessaire de procéder à un recuit<sup>1</sup> d'environ 3 heures à 550°C sous O<sub>2</sub>. Cette dernière étape est toutefois superflue avec la technique CVD choisie, puisque la silice est déposée à l'aide de précurseurs organiques à environ 350°C.

A l'échelle de la semaine et au-delà<sup>2</sup> et de façon plus marquée dans le cas de la pulvérisation, des variations de la stœchiométrie à l'interface SiO<sub>2</sub>-LiNbO<sub>3</sub> sont également à redouter. On leur attribue des variations de la tension de biais. Afin de minimiser ce problème, les modulateurs décrits plus haut (cf. p. 63) ont été conçus pour remplir leur rôle sans tension appliquée pendant la plus grande partie du fonctionnement, c'est-à-dire en dehors de la courte période de déclenchement et de construction de l'impulsion.

---

<sup>1</sup> [BOUb] Y. Bourbin *et coll.*, Revue Technique Thomson-CSF, 19 (1987) p. 519.

<sup>2</sup> [NAG] H. Nagata *et coll.*, Jpn. J. Appl. Phys., 34, Part 1 (1995) p. 606.

## 2.3. Caractérisation

La majeure partie des composants fibrés passifs est caractérisée par une donnée commune : la valeur des pertes totales d'insertion. Les guides d'onde Ti:Er:LiNbO<sub>3</sub> n'échappent pas à cette règle<sup>1</sup>, ne serait-ce que pour valider diverses prévisions théoriques.

A première vue, la présence d'ions optiquement actifs ne fait que compliquer le problème. En pratique, elle a en fait conduit à la mise au point d'une méthode de mesure spectrale simple à mettre en œuvre qui permet de faire la part des pertes au couplage par rapport aux pertes à la propagation, utiles à la modélisation de l'amplification optique.

Cette expérience a d'autre part l'avantage de donner le spectre d'absorption en configuration guidée et peut être facilement réalisée en présence de pompage à 1,48 μm. Elle est ainsi adaptée à la mesure du gain, abordée au chapitre suivant, pour les structures à faibles pertes dont on prend soin de vérifier ici l'insensibilité aux effets photoréfractifs.

### 2.3.1. Couplage avec des fibres monomodes

- *Imagerie en champ proche*

Un grand nombre de composants optimisés pour les applications de l'erbium vient du domaine des télécommunications : ils ne sont souvent disponibles que munis de fibres amorces standard, monomodes à 1,55 μm.

L'utilisation des composants Ti:Er:LiNbO<sub>3</sub> passe pour sa part par un bon confinement de l'énergie au sein des guides. Il est donc apparu nécessaire de vérifier que les caractéristiques spatiales des modes des fibres utilisées étaient compatibles avec celles des échantillons. Enfin, ces dernières valeurs serviront au modèle d'amplification optique en configuration guidée du chapitre suivant.

La méthode employée, qui a l'avantage de donner des paramètres immédiatement utilisables pour la modélisation de l'amplification optique (cf. p. 92), consiste à collimater les fronts d'onde étudiés sur une caméra à l'infini. On étalonne cette dernière dans les deux directions au moyen d'une fibre monomode à la longueur d'onde de travail λ. En champ proche, sa répartition radiale d'énergie peut être ajustée, avec une bonne approximation, par une gaussienne notée:

$$f(r) = \exp\left(-\frac{2r^2}{w_f}\right) \quad \text{Eq. 2-9}$$

On calibre facilement  $w_f$  à partir de la divergence  $\theta$  en champ lointain selon:

$$w_f = \frac{\lambda}{\pi \operatorname{tg}(\theta/2)} \quad \text{Eq. 2-10}$$

<sup>1</sup> [BAUc] I. Baumann *et coll.*, IEEE J. Selec. Topics in Quantum Electron., 2 (1996) p. 355.

La valeur typique pour une fibre Corning SMF-28 mesurée à 1,48  $\mu\text{m}$  est, à l'erreur de mesure près, la même qu'à 1,55  $\mu\text{m}$ :

$$w_f = 5,8 \pm 0,1 \mu\text{m} \quad \text{Eq. 2-11}$$

Dans le cas de guides rubans diffusés selon l'axe Y de cristaux coupe Z, le profil d'intensité dans une section transverse ressemble, comme on peut le voir sur la Figure 2-10, à celui d'une fibre dans la direction X. En revanche, il est dissymétrique perpendiculairement au plan du substrat, à cause de la forte variation d'indice à l'interface air-LiNbO<sub>3</sub>.

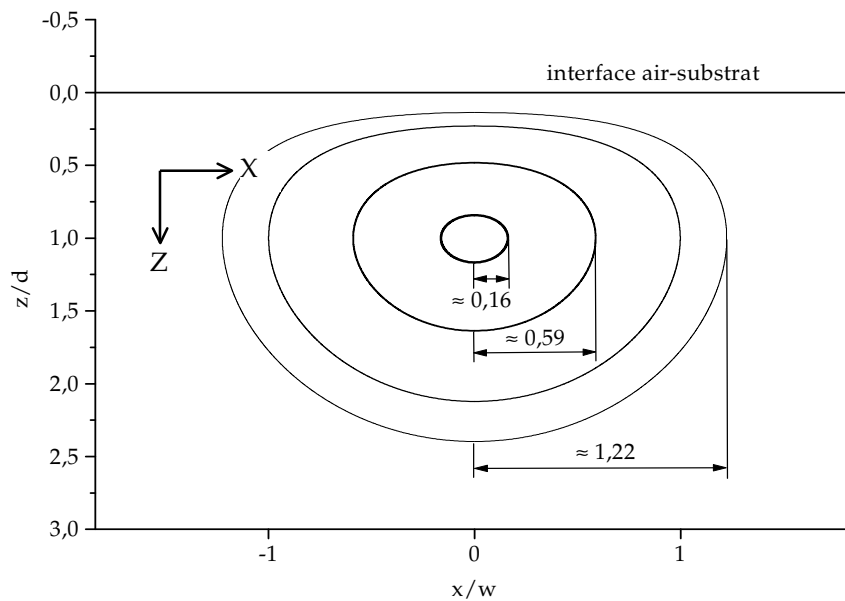


Figure 2-10: Contours à intensité constante du profil  $\rho(x,z)$  obtenu par ajustement d'un mode typique propagé dans un guide de largeur initiale  $W=5 \mu\text{m}$ , en polarisation  $\pi$ , pour lequel  $w=3,8 \mu\text{m}$  et  $d=2,7 \mu\text{m}$ . Du plus fin au plus épais : 5%, 14% ( $1/e^2$ ), 50% et 95% de l'intensité maximale. L'échelle choisie respecte les proportions entre la profondeur et la dimension latérale.

La Figure 2-11 montre qu'une loi hermitto-gaussienne<sup>1</sup> permet d'ajuster fidèlement l'évolution selon Z du champ. On introduit pour cela la loi  $\rho(x,z)$  normalisée selon:

$$\iint_{\frac{1}{2}\text{-esp.}} \rho(x,z) dx dz = 1 \quad \text{Eq. 2-12}$$

Le profil d'intensité s'écrit alors:

$$\rho(x,z) = \frac{8}{\pi\sqrt{2wd}} \exp\left(-\frac{2x^2}{w^2}\right) \frac{z^2}{d^2} \exp\left(-\frac{z^2}{d^2}\right) \quad \text{Eq. 2-13}$$

<sup>1</sup> [KOR] S. K. Korotky *et coll.*, IEEE J. Quantum Electron., QE-18 (1982) p. 1796.

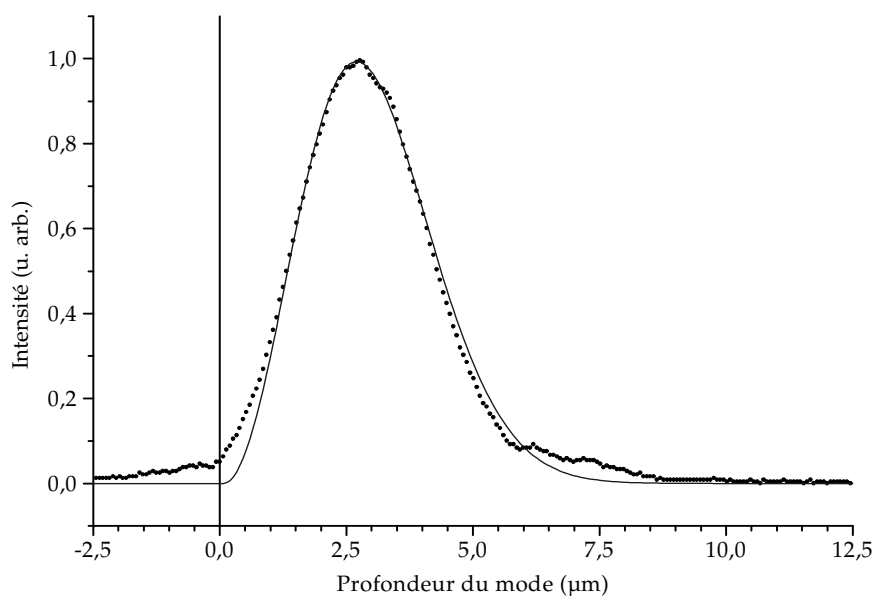


Figure 2-11: Ajustement au moyen de  $\rho(x,z)$  de l'intensité dans la direction Z d'un mode typique propagé dans un guide de largeur initiale  $W=5 \mu\text{m}$ .

Cette hypothèse conduit à négliger la partie évanescente du mode. Elle a l'avantage de donner directement la position du maximum d'intensité sous la surface du substrat, confondue avec  $d$ .

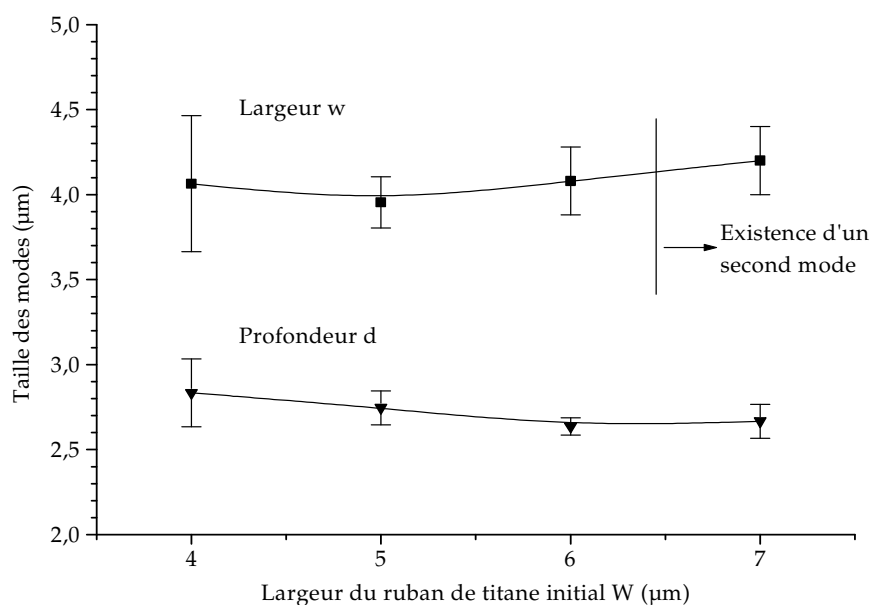


Figure 2-12: Taille typique (moyenne sur 3 échantillons et écart-type) des modes propagés en polarisation  $\pi$  autour de  $1,5 \mu\text{m}$  dans les guides décrits plus haut, en fonction de la largeur initiale du ruban de titane déposé.



La Figure 2-12 résume les caractéristiques des profils déduits, par la méthode des moindres carrés, des mesures de champ proche dans les deux polarisations et pour les différentes largeurs de guides. En accord avec les valeurs de variations d'indice caractéristiques des guides titanes (cf. p. 60), les modes TM correspondant à la polarisation  $\pi$  apparaissent les plus confinés.

On note que cet écart de taille peut être mis à profit dans le cas d'une pompe à 980 nm : en propageant cette dernière en polarisation  $\sigma$ , on optimise le recouvrement, visible sur la Figure 2-13, avec le profil d'intensité à la longueur d'onde du laser dans l'autre polarisation.

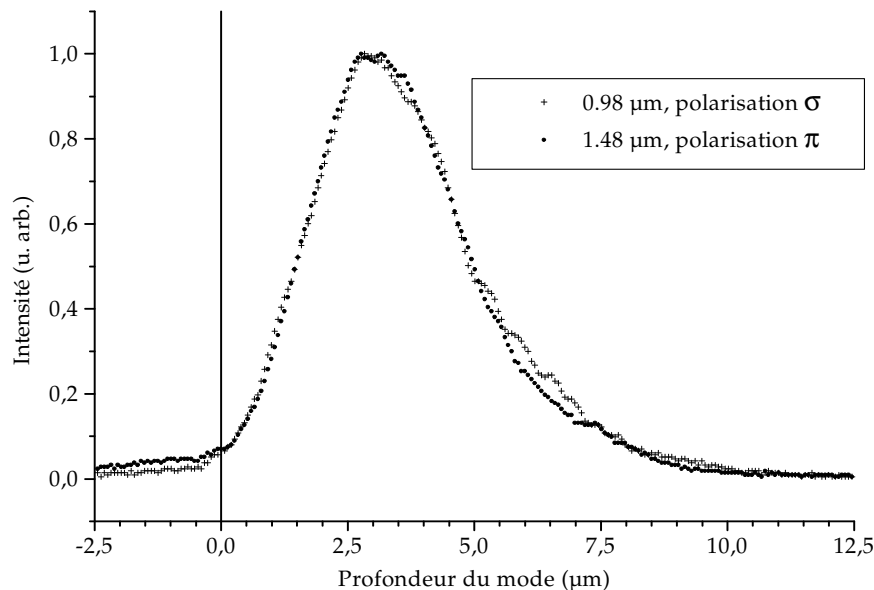


Figure 2-13: Répartition d'énergie typique dans la direction Z pour un guide supportant un mode vers 0,98  $\mu\text{m}$  en polarisation  $\sigma$  et un vers 1,5  $\mu\text{m}$  en  $\pi$ .

- *Réflexions aux interfaces*

Indépendamment du recouvrement entre les modes du guides et de la fibre utilisée pour le couplage de la pompe, qui sera quantifié plus loin, il faut prendre en compte les pertes par réflexion de Fresnel à l'interface fibre-cristal. Ces dernières sont gênantes pour deux raisons principales.

D'une part, la différence d'indice entre l'air et le niobate de lithium conduisent à une atténuation relativement importante, de l'ordre de 14%, comme on l'a vu dans le premier chapitre. D'autre part, la face d'entrée du cristal et la tranche clivée de la fibre constituent une cavité Fabry-Pérot qui rend le couplage assez dépendant des dérives mécaniques des supports.

A cause de ces deux inconvénients, on cherche en pratique à réduire les coefficients de réflexions des dioptrés en question. En l'absence de traitements anti-

reflets ou d'échantillons polis à l'incidence de Brewster, ce qui est toujours le cas avant l'achèvement des cavités laser par dépôts de miroirs, la solution choisie consiste à déposer à l'extrémité de la fibre une goutte d'une huile d'indice voisin de celui de la silice avant de l'approcher du substrat.

Une fois le couplage optimisé, le liquide se maintient par capillarité. Il conduit à un réglage peu sensible à l'effet de Fabry-Pérot et à des pertes par réflexion limitées à :

$$R_F = \frac{(n_{\text{Fibre}} - n_{\text{Guide}})^2}{(n_{\text{Fibre}} + n_{\text{Guide}})^2} \sim 4\% \quad \text{Eq. 2-14}$$

- **Prévisions et reproductibilité du couplage**

On peut tirer plusieurs conclusions des mesures de tailles de modes et de l'évaluation des pertes par réflexion.

Il est tout d'abord possible de calculer le coefficient de couplage  $\xi$ , rapport de la puissance couplée sur la puissance incidente selon<sup>1</sup> :

$$\xi \sim \frac{2w}{1,89d(w^2 + w_f^2)} \left[ \frac{0,77d w_f}{\sqrt{(0,77d)^2 + w_f^2}} + \frac{1,22d w_f}{\sqrt{(1,22d)^2 + w_f^2}} \right]^2 \quad \text{Eq. 2-15}$$

Dans cette formule,  $w$  et  $w_f$  sont les demi-largeurs à  $1/e^2$  des modes du guide dans la direction  $X$  et de la fibre et  $d$  le paramètre introduit plus haut qui décrit, dans la direction  $Z$ , la taille des modes approchés par un polynôme d'Hermitte.

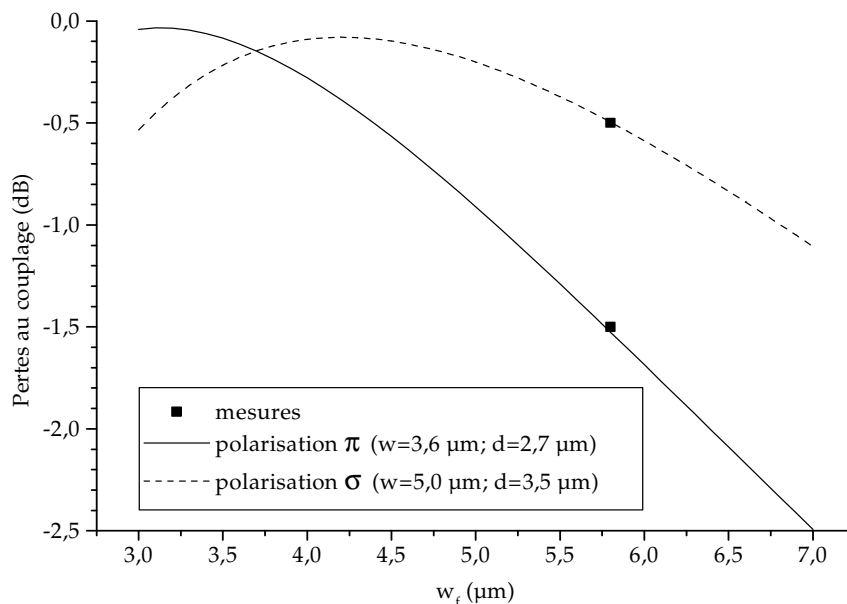


Figure 2-14: Mesures de couplage et valeurs théoriques du coefficient  $\xi$ .

La Figure 2-14 montre que cette approximation donne de bons résultats. On y a fait

<sup>1</sup> [VAT] S. Vatoux *et coll.*, Revue Technique Thomson-CSF, 15 (1983) p. 663.

apparaître les valeurs de coefficient de couplage corrigés des pertes de Fresnel, mesurés sur des guides typiques dans des échantillons d'environ 3 mm de longueur, c'est-à-dire suffisamment courts pour pouvoir négliger les pertes à la propagation. En accord avec la littérature<sup>1</sup>, on remarque que le couplage en polarisation  $\pi$  est moins favorable qu'en  $\sigma$  à cause de la plus petite taille des modes comparée au profil d'intensité à l'extrémité d'une fibre monomode standard.

Les pertes au couplage s'avèrent reproductibles, sous réserve de disposer des mêmes tailles de mode. Pour cette raison, on relève peu de différences entre 1,4 et 1,6  $\mu\text{m}$ . En pratique, comme pour les pertes à la propagation étudiées ci-dessous, on peut compenser les variations des paramètres de fabrication d'un échantillon à un autre en jouant sur le choix de la largeur initiale du ruban de titane.

### 2.3.2. Mesure des pertes à la propagation

- *Instrumentation*

On se place dans le cas d'échantillons sans traitements anti-reflets et dont les tranches ont été coupées et polies perpendiculairement à l'axe des guides d'onde. En dessous de 0,5 dB/cm, on considère les guides Ti:LiNbO<sub>3</sub> à faibles pertes. La valeur exacte  $\tilde{\alpha}$  des pertes à la propagation est alors d'autant plus difficile à mesurer qu'elles correspondent à de très faibles atténuations sur la longueur typique des composants. Selon les sources lumineuses dont on dispose, on peut néanmoins utiliser plusieurs méthodes d'évaluation.

Ainsi, avec une source laser au spectre suffisamment fin et accordable au moins sur une petite plage de longueurs d'onde, il est possible de déduire  $\tilde{\alpha}$  des variations spectrales de contraste à la traversée de la cavité Fabry-Pérot à faible finesse constituée par le guide et les deux tranches polies du cristal<sup>2</sup>.

On peut également exploiter deux mesures successives de pertes pour extraire  $\tilde{\alpha}$  de la façon suivante. Un premier relevé de la transmission entre une fibre chargée de véhiculer la puissance incidente et la face de sortie du cristal donne, avec une bonne approximation en présence de liquide d'indice, la somme des pertes au couplage  $\alpha_c$  et la propagation:

$$\alpha_1 = \alpha_c + \tilde{\alpha} \quad \text{Eq. 2-16}$$

Avec une seconde fibre couplée de la même manière à la sortie du guide, on peut mesurer les pertes totales d'insertion:

$$\alpha_2 = 2 \alpha_c + \tilde{\alpha} \quad \text{Eq. 2-17}$$

---

<sup>1</sup> [FUKb] M. Fukuma *et coll.*, Appl. Opt., 19 (1980) p. 591.

<sup>2</sup> [REG] R. Regener *et coll.*, Appl. Phys. B, 36 (1985) p. 143.

Il vient:

$$\tilde{\alpha} = 2 \alpha_1 - \alpha_2 \quad \text{Eq. 2-18}$$

Bien que les mesures soient plus reproductibles avec des fibres optiques qu'avec des objectifs, la précision de cette méthode<sup>1</sup> la limite aux échantillons tels que  $\tilde{\alpha} > 1$  dB/cm, en particulier lorsque la puissance de la source varie avec les réflexions comme dans le cas d'une diode laser non-isolée.

On a finalement choisi d'utiliser une diode LED au spectre large (centré autour de 1,5  $\mu\text{m}$ ) peu sensible au retour et d'exploiter les caractérisations précédentes du couplage pour obtenir  $\tilde{\alpha}$ , ceci pour différentes longueurs d'onde.

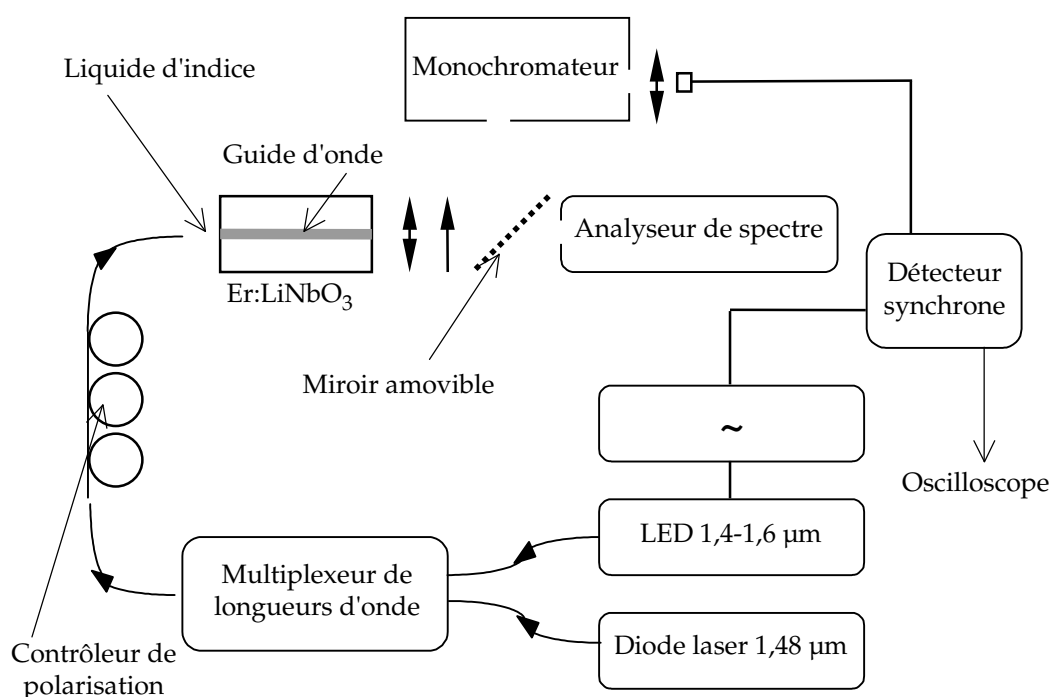


Figure 2-15: Schéma du banc utilisé pour les mesures de transmission en configuration guidée. La diode LED étant peu polarisée, on ajoute au contrôleur de polarisation à oreilles<sup>2</sup> un analyseur à la sortie du cristal.

La Figure 2-15 détaille le dispositif expérimental. Un premier spectre, relevé en absence de cristal, procure la fonction d'appareil. On peut alors enregistrer la transmission  $\alpha(\lambda)$  du guide proprement dit. Soit  $\alpha_F$  le coefficient de pertes par réflexion à l'interface de sortie air-LiNbO<sub>3</sub>, supposé comme  $\alpha_c$  indépendant de  $\lambda$  entre 1,4 et 1,6  $\mu\text{m}$ . Si on néglige ce phénomène à l'entrée où est déposé du liquide d'indice, on calcule:

$$\tilde{\alpha}(\lambda) = \alpha(\lambda) - \alpha_c - \alpha_F \quad \text{Eq. 2-19}$$

<sup>1</sup> [TIT] G. Tittelbach *et coll.*, Pure Appl. Opt., 2 (1993) p. 683.

<sup>2</sup> [LEF] H. C. Lefevre, Electron. Lett., 16 (1980) p. 778.

- *Influence de la longueur d'onde*

La Figure 2-16 présente un aperçu des mesures de pertes à la propagation. On a pu mettre en évidence, dans des cristaux non-dopés, qu'elles dépendent peu de la longueur d'onde entre 1,4 et 1,6  $\mu\text{m}$  dans le cas des guides à faibles pertes.

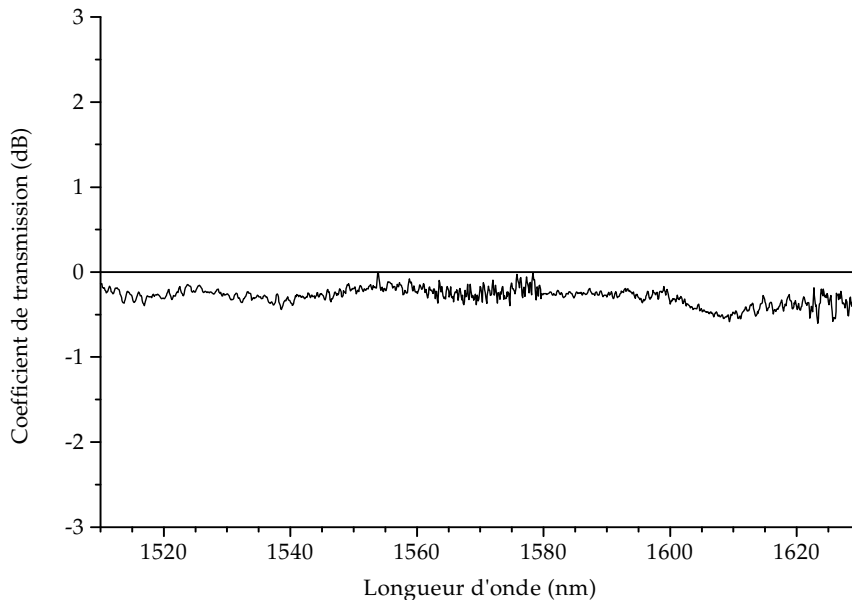


Figure 2-16: Mesure de transmission corrigée des pertes aux interfaces et en polarisation  $\pi$ , dans un guide de largeur initiale  $W=5 \mu\text{m}$ , de longueur  $l=16 \text{ mm}$ , réalisé dans un échantillon non-dopé.

On peut finalement retenir, pour les deux polarisations:

$$\tilde{\alpha}_{\pi}^{\text{min.}} = 0,25 \pm 0,05 \text{ dB/cm} \quad \text{Eq. 2-20}$$

$$\tilde{\alpha}_{\sigma}^{\text{min.}} = 0,15 \pm 0,05 \text{ dB/cm} \quad \text{Eq. 2-21}$$

- *Influence du dopage*

Parmi les pertes à la propagation dans les guides d'onde, on inclue parfois l'absorption des dopants. Cette remarque suggère qu'on peut mesurer les spectres d'absorption de l'erbium dans les différentes configurations guidées : c'est un des avantages de l'expérience ci-dessus.

Pour revenir aux pertes dues au guide seul, il suffit de se placer dans les zones du spectre où les ions  $\text{Er}^{3+}$  n'absorbent pas, par exemple de 1,40 à 1,45  $\mu\text{m}$ , ou de 1,60 à 1,65  $\mu\text{m}$ . La Figure 2-17 résume les valeurs trouvées pour les différents dopages et les guides disponibles dans chaque échantillon.

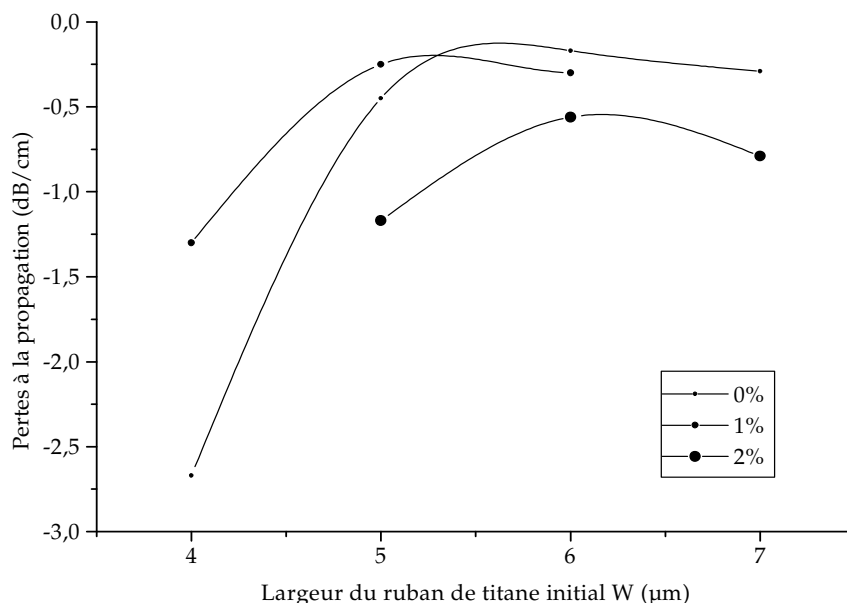


Figure 2-17: Pertes à la propagation mesurées en polarisation  $\pi$  en fonction du taux d'erbium et de la largeur des guides.

On a déjà mentionné lors de l'étude des tailles de modes (cf. Figure 2-12) que la largeur initiale  $W$  du ruban de titane conduisant au plus fort confinement pouvait varier de façon limitée d'un cycle de fabrication à un autre. On retrouve logiquement ce comportement en ce qui concerne les guides aux plus faibles pertes.

La Figure 2-17 met également en évidence que jusqu'à environ 1%, la présence d'erbium n'introduit pas de pertes à la propagation supplémentaires.

### 2.3.3. Evaluation de l'effet photoréfractif

- *Manifestations*

Peu de méthodes quantitatives simples sont disponibles pour étudier les effets photoréfractifs dans les guides d'onde  $\text{Ti:LiNbO}_3$ . Une mise en évidence accessible est en revanche offerte par les mesures de transmission.

A cause des dérives mécaniques des bancs d'optique, les couplages varient typiquement de quelques pour-cents à l'échelle de la minute. Avec les réglages piézo-électriques la plupart du temps utilisés, il est toutefois facile de retrouver les valeurs de référence.

C'est de cette manière qu'on fait la part avec les altérations d'origine photoréfractive, puisque les variations d'indices induites par le flux lumineux sont de nature persistante (cf. p. 20).

- *Influence de la longueur d'onde*

S'il n'a pas été possible de repérer des variations significatives de la transmission dans les guides pour les valeurs maximum de puissance couplée à 1,48  $\mu\text{m}$  atteintes, soit environ 50 mW, l'effet photoréfractif est fortement ressenti lorsqu'on pompe à 0,98  $\mu\text{m}$ . Dès les premiers milliwatts couplés, la puissance à la sortie des guides obtenus par diffusion de titane dans le niobate de lithium coupe Z chute de plus de 20% en quelques secondes.

Pour cette raison, on a abandonné cette longueur d'onde de pompage. On note que le même phénomène a été observé par d'autres équipes<sup>1</sup>.

- *Influence du dopage*

Enfin, on a tenté de relier la sensibilité des échantillons du point de vue des effets photoréfractifs à la présence de dopants.

Dans le cas du principal, l'erbium, on ne trouve pas de différence notable entre les guides réalisés dans des substrats de  $\text{LiNbO}_3$  vierge, ceux ayant subi une diffusion d'ions actifs et ceux dopés dans la masse jusqu'à 1%.

On a également étudié quelques guides d'onde fabriqués par diffusion de titane dans un substrat codopé avec 5% de  $\text{MgO}$ , une technique couramment employée pour réduire l'effet photoréfractif<sup>2</sup>. Bien que de moins bonne qualité en termes de pertes à la propagation, ces structures donnent les mêmes résultats que précédemment, à savoir un comportement correct avec un pompage à 1,48  $\mu\text{m}$  et une transmission très rapidement dégradée dès qu'on y propage plus de quelques mW à 0,98  $\mu\text{m}$ .

---

<sup>1</sup> [HUAb] C. Huang *et coll.*, IEEE J. Selec. Topics in Quantum Electron., 2 (1996) p. 367.

[HUAc] C. Huang *et coll.*, Electron. Lett., 32 (1996) p. 215

<sup>2</sup> [BUL] C. H. Bulmer, Electron. Lett., 20 (1984) p. 902.

## 2.4. En résumé

Dans la gamme de concentrations d'ions  $\text{Er}^{3+}$  disponibles, les propriétés spectroscopiques du niobate de lithium dopé erbium précédemment dévoilées suggèrent de larges variations du coefficient d'amplification optique et du pompage nécessaire pour observer des gains nets positifs.

Dans cette perspective, on s'est attaché à réaliser des structures guidantes monomodes qui ne dégradent pas les propriétés laser du matériau. Ceci conduit, dans les cristaux dopés dans la masse et en surface, à sélectionner les guides d'onde réalisés par diffusion de titane et pompés à  $1,48 \mu\text{m}$  (cf. Tableau 2-8).

Pour obtenir le fonctionnement de lasers en mode déclenché, on a conçu et intégré sur ces guides des modulateurs électro-optiques susceptibles d'ajouter peu de pertes à la propagation. L'exposé détaille également les différentes étapes de fabrication et en estime les dérives éventuelles.

Tableau 2-8: Principaux paramètres de fabrication et caractéristiques typiques des modes guidés en polarisation  $\pi$  (cristaux coupe Z).

Épaisseur de titane	$e_{\text{Ti}}$ [Å]	950	Épaisseur d'erbium (échantillons dopés en surface)	$e_{\text{Er}}$ [Å]	170
Durée de diffusion du titane	$t_{\text{Ti}}$ [h]	9	Durée de diffusion de l'erbium	$t_{\text{Er}}$ [h]	65
Température de diffusion sous $\text{O}_2$ du titane	$T_{\text{Ti}}$ [°C]	1030	Température de diffusion sous $\text{O}_2$ de l'erbium	$T_{\text{Er}}$ [°C]	1130
Extension latérale des modes (largeur à $1/e^2$ )	$w$ [ $\mu\text{m}$ ]	3,6	Profondeur de diffusion des ions erbium (à $1/e$ )	$d_{\text{Er}}$ [ $\mu\text{m}$ ]	5,7
Extension des modes dans la profondeur (position du pic)	$d$ [ $\mu\text{m}$ ]	2,7	Concentration d'ions erbium en surface	$N_0^{\text{surf.}}$ [%]	0,57
Pertes à la propagation	$\tilde{\alpha}$ [dB/cm]	0,25	Pertes au couplage (avec fibre de $5,8 \mu\text{m}$ de rayon de mode à $1/e^2$ )	$\alpha_c$ [dB]	1,6

Plusieurs techniques de caractérisation ont été nécessaires au cours de ces travaux. On a pu en retirer non seulement les paramètres clés de la propagation guidée indispensables à la poursuite de la modélisation de l'amplification optique, mais aussi la mise au point d'un dispositif propice aux mesures de gain en fonction de la longueur d'onde et de la puissance couplée dans les guides  $\text{Ti:Er:LiNbO}_3$ .

La suite de ce mémoire peu alors être consacrée à l'étude théorique et expérimentale des propriétés amplificatrices des composants, avant d'achever leur transformation en lasers.





**3.**

## **UN MODELE ET DES LASERS**

**L**e troisième chapitre est finalement consacré aux démonstrations de plusieurs lasers guides d'onde dans le niobate de lithium dopé erbium et à la validation de modèles destinés à les optimiser.

On montre dans la première partie (Pages 91 à 101) comment exploiter de façon simple (Section 3.1.1) les caractérisations des modes effectuées auparavant. Sous réserve d'un minimum d'hypothèses supplémentaires (Section 3.1.2), les calculs de populations du Chapitre 1 peuvent ainsi être adaptés à la configuration guidée pour obtenir des valeurs numériques d'amplification optique à partir d'algorithmes du commerce (Section 3.1.3).

Ces prévisions sont confrontées dans la seconde partie (Pages 101 à 112) à des mesures de saturation d'absorption de la pompe (Section 3.2.1), à des spectres du signal amplifié (Section 3.2.2) et à des relevés du gain pour plusieurs longueurs de guides (Section 3.2.3).

On identifie ainsi les échantillons les plus prometteurs qui conduisent aux lasers présentés dans la troisième partie (Pages 112 à 122). Pour ce faire, les cavités sont achevées en déposant des miroirs sur les tranches d'entrée et de sortie des cristaux (Section 3.3.1). On peut alors procéder à la caractérisation en fonctionnement continu (Section 3.3.2) puis impulsionnel (Section 3.3.3) et, dans chaque cas, comparer les résultats au comportement théorique prévu pour pouvoir conclure sur la gamme d'applications concernées.

## 3.1. Préliminaires

La propagation dans des guides à profil d'indice quelconque a été largement étudiée, y compris dans des matériaux présentant absorption et gain. Pourtant, la plupart des modèles qui prennent en compte les effets de conversion d'énergie limitant les performances des lasers à base d'erbium partent du principe d'un pompage homogène dans le volume excité considéré.

La raison évidente est la complexité des systèmes d'équations différentielles à résoudre, qui comprennent des fonctions non-linéaires des trois coordonnées. Toutefois, on a, dans le premier chapitre, éclairci la relation entre taux d'excitation et réduction de l'inversion de population suffisamment pour développer un modèle d'amplification optique en configuration guidée qui inclue à la fois l'anisotropie de pompage et l'effet d'APTE, à partir de logiciels de mathématiques générales du commerce.

Cette partie est consacrée aux méthodes de calcul retenues et aux simplifications associées, en particulier en ce qui concerne la discrétisation des profils de modes, ainsi qu'à quelques hypothèses plus générales comme par exemple l'approximation des petits signaux.

### 3.1.1. Modélisation des guides Ti:LiNbO<sub>3</sub>

- *Cahier des charges*

Afin d'appliquer les calculs d'inversion de population déduit des études spectroscopiques, il faut se placer dans des conditions de pompage homogène. En configuration guidée, on est donc amené à découper le profil de répartition d'énergie dans une section transverse du guide en petites zones où la puissance couplée varie peu. On calcule alors l'évolution de la puissance de la pompe et du signal au fil de la propagation pour chaque canal ainsi défini. On obtient le gain en simple passage en intégrant sur la face de sortie du cristal.

Pour pouvoir établir un modèle qui tienne compte des petites variations des conditions de fabrication, inévitables d'un échantillon à un autre, il est nécessaire d'inclure un grand nombre de paramètres. Un écart entre la température de diffusion effective du titane et la consigne lue par le thermocouple qui sert au pilotage du four se traduit, par exemple, par un décalage de la largeur de métal nécessaire à un guidage proche de la coupure du second mode.

D'autre part, on a réalisé des mesures de pertes à la propagation et de taille de mode sur la plupart des guides fabriqués et ainsi repéré les plus prometteurs d'entre eux, en général confondus avec les plus confinés.

Dans la pratique, il est donc apparu plus payant d'utiliser ces résultats, plutôt que de débiter la modélisation à partir des lois de variation d'indice induite par la diffusion d'un ruban dans telle ou telle condition. On dispose ainsi des caractéristiques

indispensables pour poursuivre la modélisation de l'amplification optique, de façon propre à chaque guide.

Il s'agit tout d'abord du confinement des modes, qui détermine l'efficacité du pompage. Le paramètre  $p$  introduit au premier chapitre est en effet proportionnel à l'intensité à  $1,48 \mu\text{m}$  : pour le relier à la puissance de la diode laser utilisée, il faut être capable d'évaluer la section utile du faisceau en fonction des extensions transversales  $w$  et  $d$  relevées lors des mesures de champ lointain.

La sommation évoquée plus haut est discrète. Toutefois, on verra qu'il est parfois possible d'intégrer de façon continue sur une section transverse de guide les équations différentielles qui régissent l'évolution longitudinale de la pompe et du signal, sous réserve de simplifier la loi hermitto-gaussienne jusque là utilisée pour ajuster les profils de modes.

Finalement, on utilise les valeurs de pertes à la propagation déterminées au second chapitre. Contrairement à la taille des modes, on admet qu'elles ne varient pas en fonction des guides puisque, au sein d'une famille différant par la largeur initiale du ruban de titane, on a toujours cherché à utiliser la structure qui présente le moins d'atténuation en dehors de l'absorption des ions  $\text{Er}^{3+}$  (cf. p. 84).

- *Surface effective et ajustements gaussiens*

Le premier des calculs annoncés dans le cahier des charges qui précède conduit à exprimer la surface effective  $S_{\text{eff}}$  en fonction des paramètres  $w$  et  $d$  déterminés au Chapitre 2. Cette quantité rend compte du recouvrement entre les profils d'énergie  $\rho_p(x,z)$  de la pompe et  $\rho_s(x,z)$  du signal par :

$$S_{\text{eff}} = \frac{1}{\iint \rho_s(x,z) \rho_p(x,z) dx dz} \quad \text{Eq. 3-1}$$

On suppose que les deux faisceaux se propagent avec la même polarisation, puisque que c'est la configuration qui maximise le gain. Comme l'indice effectif varie peu entre  $1,48 \mu\text{m}$  et la longueur d'onde du signal (cf. p. 77), on peut écrire :

$$\rho_s(x,z) = \rho_p(x,z) = \rho(x,z) = \frac{8}{\pi\sqrt{2wd}} \exp\left(-\frac{2x^2}{w^2}\right) \frac{z^2}{d^2} \exp\left(-\frac{z^2}{d^2}\right) \quad \text{Eq. 3-2}$$

Il vient :

$$S_{\text{eff}} \sim 3wd \quad \text{Eq. 3-3}$$

On peut retrouver ce résultat en décomposant la loi hermitto-gaussienne qui décrit la répartition de l'énergie selon l'axe  $Z$  par deux demi-gaussiennes, comme le montre la Figure 3-1.

En conservant la même définition pour la distribution gaussienne symétrique de

l'intensité dans la direction X, on a en effet<sup>1</sup>:

$$S_{\text{eff}} = \frac{\pi}{2} w (d_1 + d_2) \sim \frac{1,89 \pi}{2} w d \quad \text{Eq. 3-4}$$

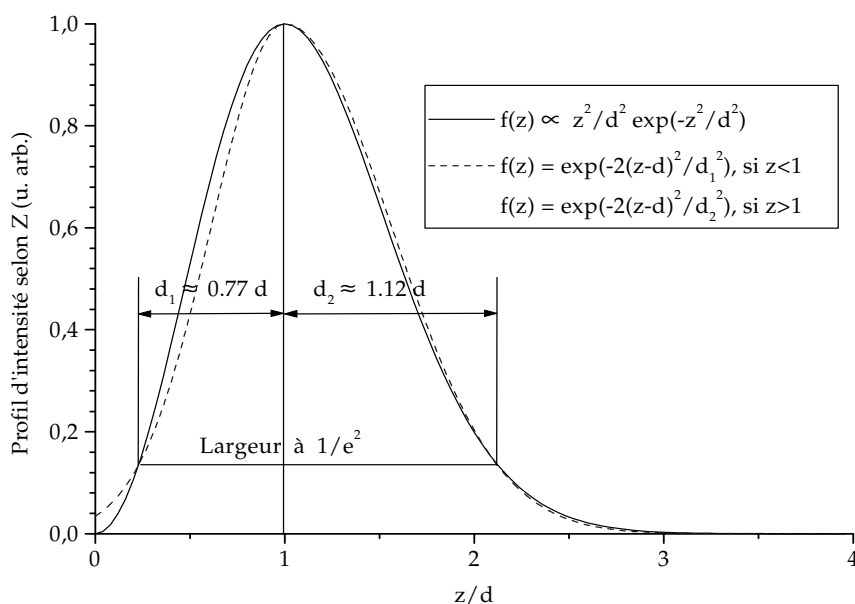


Figure 3-1: Recouvrement entre les approximations gaussienne et hermito-gaussienne des profils de modes, selon l'axe Z des guides Ti:LiNbO<sub>3</sub>.

Cette approximation gaussienne<sup>2</sup> constitue une simplification importante si on s'intéresse à un pompage dans la polarisation croisée par rapport au signal laser.

En revanche, elle n'est pas indispensable pour discrétiser le profil. On a ainsi retenu le découpage de la fonction  $\rho(x,z)$  rappelé sur la Figure 3-2 dans la largeur des modes et sur la Figure 3-3 dans la profondeur.

On remarque que son pas est variable, de façon à limiter l'erreur sur l'intensité moyenne dans chaque cellule.

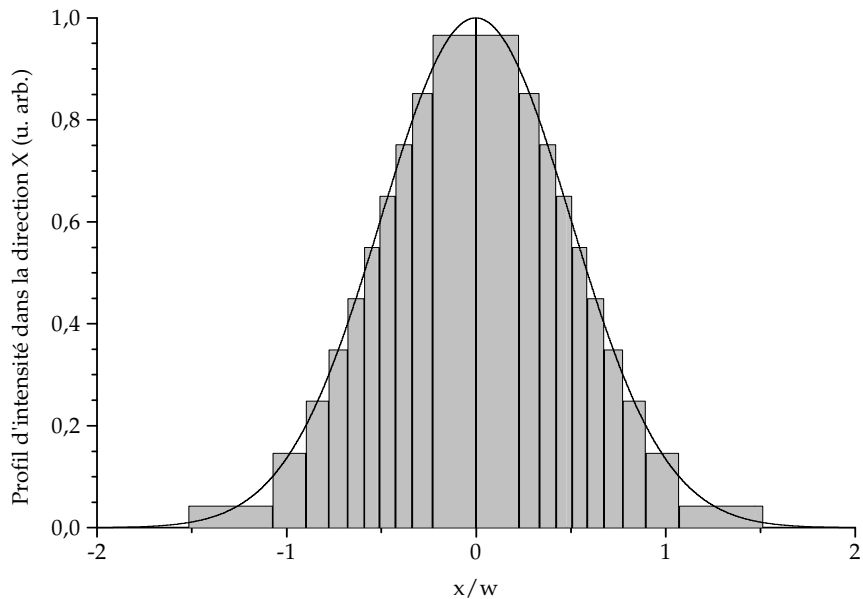
- **Profils de dopant**

Il reste, pour inclure dans la modélisation les échantillons dopés par diffusion d'erbium à haute température, à introduire dans le modèle une concentration d'erbium variable dans la région où a lieu la propagation.

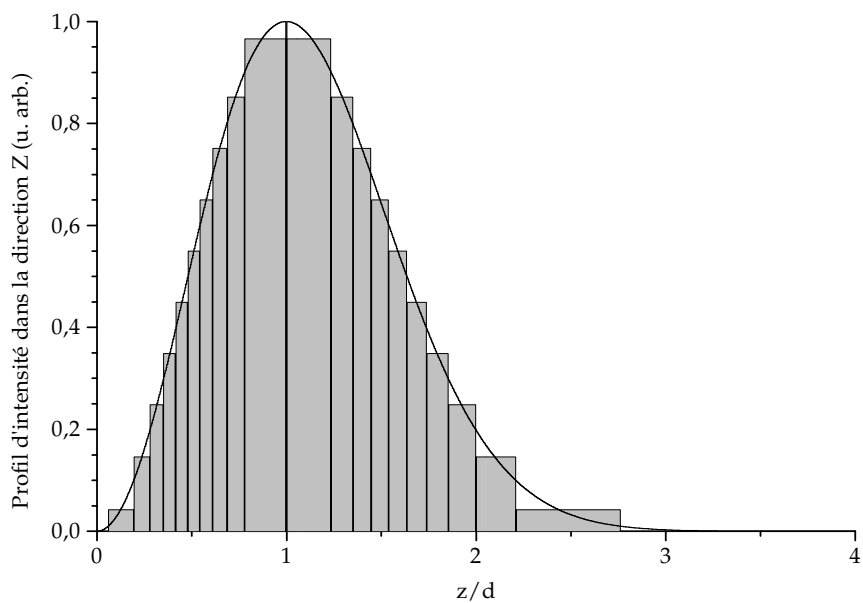
On utilise pour cela le profil de dopant décrit lors de la fabrication de ces composants (cf. p. 72) et la grille de discrétisation ci-dessus. L'opération est alors triviale.

<sup>1</sup> [LAL] E. Lallier, Thèse de Doctorat, Université de Paris-Sud, Orsay, 19/12/1992.

<sup>2</sup> [HAL] D. G. Hall, Appl. Opt., 18 (1979) p. 3372.



**Figure 3-2:** Profil d'intensité  $\rho(x,0)$  et découpage en 10 zones symétriques retenu. Le pas est choisi pour des variations d'intensité successives de 10%. La hauteur des rectangles est égale à la valeur moyenne d'intensité sur les bandes correspondantes.



**Figure 3-3:** Profil d'intensité  $\rho(0,z)$  et découpage en  $2 \times 10$  zones retenu. Le pas est choisi pour des variations d'intensité successives de 10%. La hauteur des rectangles est égale à la valeur moyenne d'intensité sur les bandes correspondantes.

### 3.1.2. Autres hypothèses simplificatrices

- *Saturation du gain à fort signal*

La simplification majeure d'un bon nombre de modèles d'amplification optique est de se limiter à l'étude du gain en petit signal. C'est également le cas des calculs présentés dans ces pages.

En effet, on s'intéresse finalement moins au fonctionnement des composants en tant qu'amplificateurs qu'au déclenchement de lasers. Or, c'est l'inversion de population atteinte en absence d'oscillation, avant la commutation des pertes de la cavité, qui va être déterminante pour la construction des impulsions. Il est donc justifié de ne considérer que le régime d'amplification en petit signal.

- *Amplification de l'émission spontanée*

On a également choisi de ne pas inclure dans le modèle de termes d'amplification de l'émission spontanée. La justification n'est pas si éloignée de la raison pour laquelle on néglige la saturation du gain à fort signal.

On cherche en effet essentiellement à prévoir la répartition des populations dans un guide d'onde avant le déclenchement de l'impulsion par fermeture de la cavité, sachant que le gain restera modeste (cf. p. 103). Dans ces conditions, la partie guidée de l'émission spontanée, susceptible d'être amplifiée, ne devrait pas modifier l'inversion de population.

- *Influence de la largeur spectrale de la pompe*

Ce sont sans doute les caractéristiques de la diode de pompage à 1,48  $\mu\text{m}$  disponible, de type Fabry-Pérot et fibrée, qui posent le plus de problèmes du point de vue expérimental.

Si la polarisation en sortie de fibre peut être maîtrisée assez facilement, l'émission reste très sensible à la fois au courant de commande, comme le montre la Figure 3-4, et aux divers retours imputés au banc de mesure utilisé (cf. Figure 2-15), comme on peut le constater en observant le courant de la photodiode de contrôle incluse dans le boîtier de la diode laser.

On a donc été contraint de relever le spectre de la pompe, pour chaque valeur de puissance couplée, afin d'évaluer la valeur moyenne de  $\sigma_a^p$  sur la portion correspondante du spectre d'absorption (cf. Tableau 3-1).

Tableau 3-1: Exemples de valeurs moyennes de section efficace d'absorption à 1,48  $\mu\text{m}$ , en polarisation  $\pi$ , pour un guide de largeur initiale  $W=5 \mu\text{m}$ , de longueur  $l=2 \text{ cm}$ , réalisé dans un échantillon dopé à 0,63%.

Puissance Couplée (mW)	7,5	17,6	27,0	35,5	42,6
$\bar{\sigma}_a^p \text{ (cm}^2\text{)}$	$1,4 \cdot 10^{-21}$	$2,3 \cdot 10^{-21}$	$3,1 \cdot 10^{-21}$	$3,5 \cdot 10^{-21}$	$3,4 \cdot 10^{-21}$



On remarque que  $\overline{\sigma}_a^p$  varie peu pour les forts courants. Pour simplifier, on a donc adopté les valeurs moyennes de section efficace d'émission déduites du coefficient de proportionnalité entre les spectres d'absorption et d'émission dans la gamme de longueurs d'onde qui correspond aux puissances couplées élevées, en posant :

$$\overline{\sigma}_e^p \sim \frac{\overline{\sigma}_a^p}{3} \quad \text{Eq. 3-5}$$

Enfin, la mise sur le marché récente de fibres à réseau de Bragg, dont l'effet sur une diode laser Fabry-Pérot est visualisé sur la Figure 3-4, permet d'espérer une amélioration de l'efficacité de pompage (cf. p. 116).

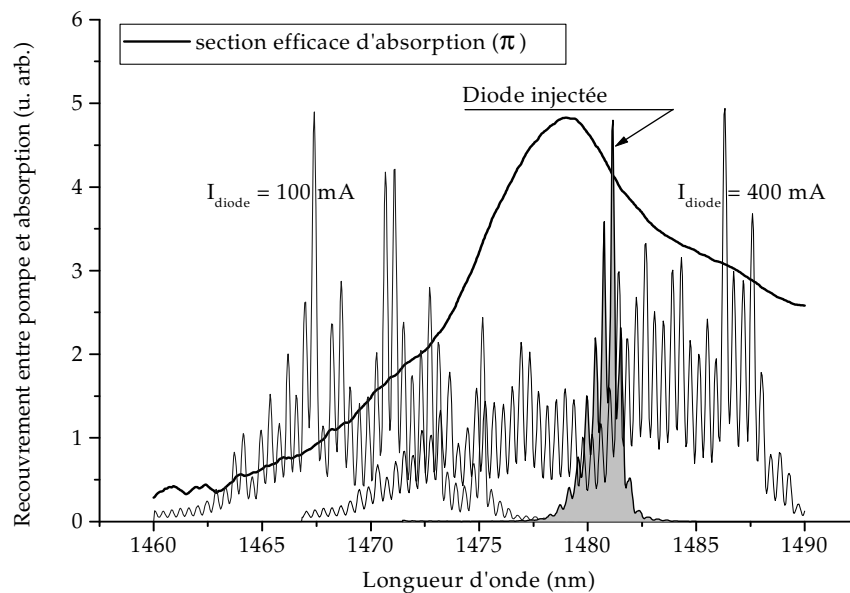


Figure 3-4: Spectres d'émission de la diode de pompage à 1,48  $\mu\text{m}$  utilisée, en fonction de son courant de polarisation. En grisé : amélioration récemment obtenue à l'aide d'une fibre à réseau de Bragg (Réflectivité : 5% à 1480 nm).

### 3.1.3. Modélisation de l'amplification optique

- *Saturation de l'absorption*

A cause de l'inhomogénéité de l'inversion de population, plus importante au cœur des guides d'onde qu'à leur périphérie, ainsi que de l'émission stimulée à 1,48  $\mu\text{m}$ , les conditions de transparence sont délicates à déterminer. A ceci s'ajoute la consommation de photons d'excitation par le phénomène d'APTE.

Il faut donc, avant de s'intéresser au gain à des longueurs d'onde supérieures, modéliser l'atténuation tout au long des guides étudiés de la puissance couplée au niveau de leur face d'entrée, notée  $P_c$ . Avec les hypothèses faites plus haut, la loi de pompage longitudinal, selon l'axe de propagation  $Y$ , est donnée par :

$$\frac{1}{P} \frac{dP}{dy} = -\tilde{\alpha} + \overline{\sigma}_e^P \iint_{\frac{1}{2}\text{-esp.}} N_2(x,y,z) \rho(x,z) dx dz - \overline{\sigma}_a^P \iint_{\frac{1}{2}\text{-esp.}} N_1(x,y,z) \rho(x,z) dx dz \quad \text{Eq. 3-6}$$

Si on suppose l'APTE négligeable pour l'instant, afin de défricher la résolution, cette équation devient<sup>1</sup>, pour des échantillons dopés dans la masse:

$$\frac{1}{P} \frac{dP}{dy} = -\tilde{\alpha} - N_0 \overline{\sigma}_a^P \iint_{\frac{1}{2}\text{-esp.}} \frac{\rho(x,z)}{1 + \tau(R_{12} + R_{21})} dx dz \quad \text{Eq. 3-7}$$

Les taux d'absorption et d'émission stimulée à la longueur d'onde  $\lambda_p$ ,  $R_{12}$  et  $R_{21}$ , sont proportionnels à l'intensité propagée (cf. p. 46) elle-même fonction des coordonnées spatiales selon:

$$I_p = P(y) \rho(x,z) \quad \text{Eq. 3-8}$$

Sous réserve d'utiliser l'approximation de  $\rho(x,z)$  par des demi-gaussiennes (cf. p. 92), on peut calculer l'intégrale ci-dessus<sup>2</sup>. On introduit par commodité:

$$P_{\text{sat}} = \frac{hc}{\lambda_p \tau \overline{\sigma}_a^P} \frac{3wd}{2} \quad \text{Eq. 3-9}$$

On a alors:

$$\frac{dP}{dy} = -\tilde{\alpha} P(y) - N_0 \overline{\sigma}_a^P \frac{P_{\text{sat}}}{\eta} \ln\left(1 + \frac{\eta P(y)}{P_{\text{sat}}}\right) \quad \text{Eq. 3-10}$$

Cette expression résume l'atténuation exponentielle avec un coefficient  $\tilde{\alpha} + N_0 \overline{\sigma}_a^P$  rencontrée à faible pompage et la saturation de l'absorption lorsque  $P(y) \gg P_{\text{sat}}$ : aux pertes à la propagation près, on atteint la transparence du guide.

Dans le cas plus général du système à trois niveaux avec APTE, la population du niveau fondamental ne dépend plus de celle du niveau laser de façon affine et les simplifications ci-dessus ne s'appliquent plus.

On a donc choisi de découper le profil de pompe pour pouvoir faire localement l'hypothèse d'un pompage homogène. En pratique, les résultats obtenus avec une grille de 20×40 diffèrent peu de ceux calculés sur 10×20 cellules. On a donc retenu ce dernier pas (cf. p. 92).

Pour une puissance couplée à 1,48  $\mu\text{m}$  fixée, on calcule les paramètres de pompe  $p_{ij}$  (fonction uniquement de la variable longitudinale  $y$ ) pour chaque canal à partir du découpage détaillé plus haut. On tient compte éventuellement de la concentration variable d'erbium caractéristique des échantillons dopés en surface (cf. p. 93). Soient  $N_1(p_{ij})$  et  $N_2(p_{ij})$  les populations des niveaux  ${}^4I_{15/2}$  et  ${}^4I_{13/2}$  tirées du modèle du premier chapitre, il reste à résoudre à l'aide d'un logiciel adapté (HiQ, National

<sup>1</sup> [DIN] M. Dinand *et coll.*, IEEE J. Quantum Electron., QE-30 (1994) p. 1267.

<sup>2</sup> [LAL] E. Lallier, Thèse de Doctorat, Université de Paris-Sud, Orsay, 19/12/1992.

Instruments) les équations suivantes:

$$\frac{1}{P_{ij}} \frac{dP_{ij}}{dy} = -\tilde{\alpha} + \bar{\sigma}_e^p N_2(p_{ij}) - \bar{\sigma}_a^p N_1(p_{ij})$$

$$N_2(p_{ij}) = N_0 \frac{\sqrt{(1+\eta p_{ij})^2 + 4\alpha p_{ij}(1+rp_{ij})} - (1+\eta p_{ij})}{2\alpha(1+rp_{ij})}$$

$$N_1(p_{ij}) = 1 - N_2(p_{ij}) - \alpha r [N_2(p_{ij})]^2 \quad \text{Eq. 3-11}$$

- **Gain en petit signal**

L'équation qui régit l'évolution longitudinale du signal est:

$$\frac{1}{S} \frac{dS}{dy} = -\tilde{\alpha} + \sigma_e^s \iint_{\frac{1}{2}\text{-esp.}} N_2(x,y,z) \rho(x,z) dx dz - \sigma_a^s \iint_{\frac{1}{2}\text{-esp.}} N_1(x,y,z) \rho(x,z) dx dz \quad \text{Eq. 3-12}$$

Comme lors de l'étude précédente de la saturation de l'absorption de la pompe, on peut, avec une répartition homogène de dopant et en négligeant l'APTE, établir le résultat ci-dessous grâce à un profil  $\rho(x,z)$  approché par des demi-gaussiennes et avec les mêmes notations:

$$\frac{dS}{dy} = -\tilde{\alpha} S(y) - N_0 \sigma_a^s S(y) \frac{P_{\text{sat}}}{\eta P(y)} \ln\left(1 + \frac{\eta P(y)}{P_{\text{sat}}}\right) \dots$$

$$+ N_0 \frac{\sigma_e^s \bar{\sigma}_a^p - \sigma_a^s \bar{\sigma}_e^p}{(\bar{\sigma}_a^p + \bar{\sigma}_e^p)} S(y) \left[ 1 - \frac{P_{\text{sat}}}{\eta P(y)} \ln\left(1 + \frac{\eta P(y)}{P_{\text{sat}}}\right) \right] \quad \text{Eq. 3-13}$$

L'avant-dernier terme correspond à la saturation de l'absorption du signal et le dernier au gain : il est négligeable à faible pompe et sature également si  $P(y) \gg P_{\text{sat}}$ , de sorte qu'on retrouve la valeur maximale typique<sup>1</sup> pour un dopage dans la masse:

$$g_{\text{max}} = -\tilde{\alpha} + N_0 \frac{\sigma_e^s \bar{\sigma}_a^p - \sigma_a^s \bar{\sigma}_e^p}{(\bar{\sigma}_a^p + \bar{\sigma}_e^p)} \quad \text{Eq. 3-14}$$

En revanche, pour prévoir, à partir du modèle à trois niveaux du premier chapitre, l'amplification optique au sein de guides Ti:Er:LiNbO<sub>3</sub> quelconques, on est amené à résoudre, simultanément à l'Eq. 3-11:

$$\frac{1}{S_{ij}} \frac{dS_{ij}}{dy} = -\tilde{\alpha} + \sigma_e^s N_2(p_{ij}) - \sigma_a^s N_1(p_{ij}) \quad \text{Eq. 3-15}$$

On obtient alors facilement le gain exprimé en dB, à l'aide d'une puissance de signal arbitraire à l'entrée du guide.

<sup>1</sup> [DIN] M. Dinand *et coll.*, IEEE J. Quantum Electron., QE-30 (1994) p. 1267.

```

project ivpEqns3, initVector3, ivpMatrix3, ivpMatrix0, ivpMatrixP, ivpMatrixS, Er;
local start, finish, step, relErr, absErr, initVector0, xlter, zlter, psat, pMesh,
    gauss,hgauss1, hgauss2, power, loop, erf1, erf2;
start = 0; finish = 5; step = 1; /*longueur des guides en cm et pas de calcul*/
relErr = 1E-6; absErr = 1E-6;
psat = {3.4,2.1,1.6,1.4,1.4,1.4}; /*puissances de saturation en mW pour 6 boucles*/
pMesh = {0.966,0.852,0.751,0.650,0.550,0.449,0.349,0.248,0.146,0.042};
gauss = {0.230,0.105,0.088,0.083,0.083,0.088,0.099,0.121,0.176,0.444};
hgauss1 = {0.220,0.093,0.075,0.067,0.064,0.063,0.065,0.071,0.087,0.135};
hgauss2 = {0.238,0.113,0.098,0.093,0.095,0.102,0.116,0.144,0.213,0.553};
power = {7.5,17.6,27.0,35.5,42.6,100}; /*puissances couplées en mW pour 6 boucles*/
erf1 = {1,1,1,1,1,1,1,1,1,1}; erf2 = erf1; initVector3[2] = 1;
Er = 1.09; /*concentration d'erbium en %*/
sapeq = {1.4,2.3,3.1,3.5,3.4,3.4}; /*sections eff. d'abs. de la pompe pour 6 boucles*/

Function ivpEqns3(t, x)
project Er, sap;
N = 0.187*Er;
α = 4.19*Er; /*coefficient d'APTE*/
r = 0.24/2.74; /*Rapport des durées de vie*/
sas = 12.5; /*section efficace d'absorption du signal*/
ses = 9.8; /*section efficace d'émission du signal*/
loss = -0.058; /*pertes à la propagation*/
dxdt[1]= loss*x[1]
    +x[1]*(sap/3*N*((-1-4*x[1])/3+sqrt((1+4*x[1]/3)^2+4*α*x[1]*(1+r*x[1])))/2/α/(1+r*x[1]))
    -sap*N*(1-((-1-4*x[1])/3+sqrt((1+4*x[1]/3)^2+4*α*x[1]*(1+r*x[1])))/2/α/(1+r*x[1]))
    -α*r*((-1-4*x[1])/3+sqrt((1+4*x[1]/3)^2+4*α*x[1]*(1+r*x[1])))/2/α/(1+r*x[1])^2);
dxdt[2]= loss*x[2]
    +x[2]*(ses*N*((-1-4*x[1])/3+sqrt((1+4*x[1]/3)^2+4*α*x[1]*(1+r*x[1])))/2/α/(1+r*x[1]))
    -sas*N*(1-((-1-4*x[1])/3+sqrt((1+4*x[1]/3)^2+4*α*x[1]*(1+r*x[1])))/2/α/(1+r*x[1]))
    -α*r*((-1-4*x[1])/3+sqrt((1+4*x[1]/3)^2+4*α*x[1]*(1+r*x[1])))/2/α/(1+r*x[1])^2);

return dxdt;
end function;

for loop = 1 to 6 step 1 do /*calcul de 6 boucles*/
ivpMatrix0 = {0,0;0,0;0,0;0,0;0,0;0,0};
initVector3[1] = power[loop]; sap = sapeq[loop];
for xlter = 1 to 10 step 1 do
for zlter = 1 to 10 step 1 do

Er = Er*erf1[zlter];
initVector0={initVector3[1] / 2 * pMesh[zlter] * pMesh[xlter] * 0.6624 * 2 / psat[loop];
    initVector3[2] / 2 * pMesh[zlter] * pMesh[xlter] * 0.6624 * 2 * gauss[xlter] * hgauss1[zlter]};
[ivpMatrix3,ivpVector3,finalAbserr3] = OdeIvpRKF(ivpEqns3,initVector0,start,finish,step,relErr,absErr);
ivpMatrix0[* ,1] = ivpMatrix0[* ,1] + ivpMatrix3[* ,1] * 2 * gauss[xlter] * hgauss1[zlter] * psat[loop];
ivpMatrix0[* ,2] = ivpMatrix0[* ,2] + ivpMatrix3[* ,2] * 2;

Er = Er*erf2[zlter];
initVector0={initVector3[1] / 2 * pMesh[zlter] * pMesh[xlter] * 0.6624 * 2 / psat[loop];
    initVector3[2] / 2 * pMesh[zlter] * pMesh[xlter] * 0.6624 * 2 * gauss[xlter] * hgauss2[zlter]};
[ivpMatrix3,ivpVector3,finalAbserr3] = OdeIvpRKF(ivpEqns3,initVector0,start,finish,step,relErr,absErr);
ivpMatrix0[* ,1] = ivpMatrix0[* ,1] + ivpMatrix3[* ,1] * 2 * gauss[xlter] * hgauss2[zlter] * psat[loop];
ivpMatrix0[* ,2] = ivpMatrix0[* ,2] + ivpMatrix3[* ,2] * 2;

end for;
end for;
ivpMatrixP[* ,loop] = ivpMatrix0[* ,1];
ivpMatrixS[* ,loop] = ivpMatrix0[* ,2];
ivpMatrixP[* ,loop] = power[loop] - ivpMatrixP[* ,loop]; /*puissance absorbée en mW*/
end for;
ivpMatrixSdB[* ,*] = 10 * log(ivpMatrixS[* ,*]); /*gain en dB*/
    
```

**Figure 3-5:** Programme de calcul numérique d'amplification optique basé sur la version de Fehlberg d'ordre 4/5 de la méthode de Runge-Kutta (HiQ, National Instruments).

- *Optimisation du temps de calcul*

La rapidité de la résolution des systèmes d'équations qui tiennent compte de l'APTE est essentiellement fonction du découpage du profil guidé et du nombre de pas de calculs dans l'axe du guide.

En pratique, sur une machine déjà ancienne, le code de la Figure 3-5 est compilé et exécuté en un peu plus de cinq minutes pour une valeur de  $P_c$  et cinq points d'évaluation répartis de façon équidistante le long des guides modélisés.

Ce temps de calcul, valable également dans le cas des modélisations d'échantillons dopés en surface, est en fait à peine supérieur à la durée de résolution des deux équations différentielles couplées établies ci-dessus en négligeant l'APTE, programmée antérieurement à partir d'un autre algorithme de Runge-Kutta du commerce (Maple, Waterloo Software).

Après avoir vérifié qu'on obtenait les mêmes résultats en faisant tendre  $\alpha$  vers zéro dans le modèle discret, on a donc préféré utiliser uniquement ce dernier pour comparer commodément gain et puissance absorbée en présence et en absence de l'effet d'APTE.

## 3.2. Calculs et mesures de gain

Lorsqu'on compare avec succès des résultats expérimentaux à des prévisions théoriques, il est dangereusement facile d'extrapoler ces dernières à des situations qui sortent du cadre des hypothèses.

En restant dans le cas de valeurs réalistes d'amélioration du principal facteur limitant de l'amplification optique lors des mesures présentées ici, à savoir la puissance de pompage à  $1,48 \mu\text{m}$ , les comparaisons de cette partie permettent néanmoins de répondre à un certain nombre de questions fondamentales.

L'étude de la saturation longitudinale de l'absorption donne un premier indice sur la longueur optimale des échantillons et permet de juger de l'intérêt des géométries de cavités laser qui renvoient la pompe dans les guides  $\text{Ti:Er:LiNbO}_3$  à l'issue d'un premier passage. On a alors l'occasion de prévoir les valeurs les plus prometteuses du taux d'ions actifs pour les différentes longueurs d'onde pour lesquelles le gain net est important. On peut enfin expliciter les avantages d'une diffusion d'erbium en surface par rapport à un dopage dans la masse.

### 3.2.1. Evolution longitudinale de la puissance de pompage

- *Validation expérimentale*

Un exemple de confrontation entre les résultats du modèle et les relevés de la puissance à la sortie des guides apparaît sur la Figure 3-6.

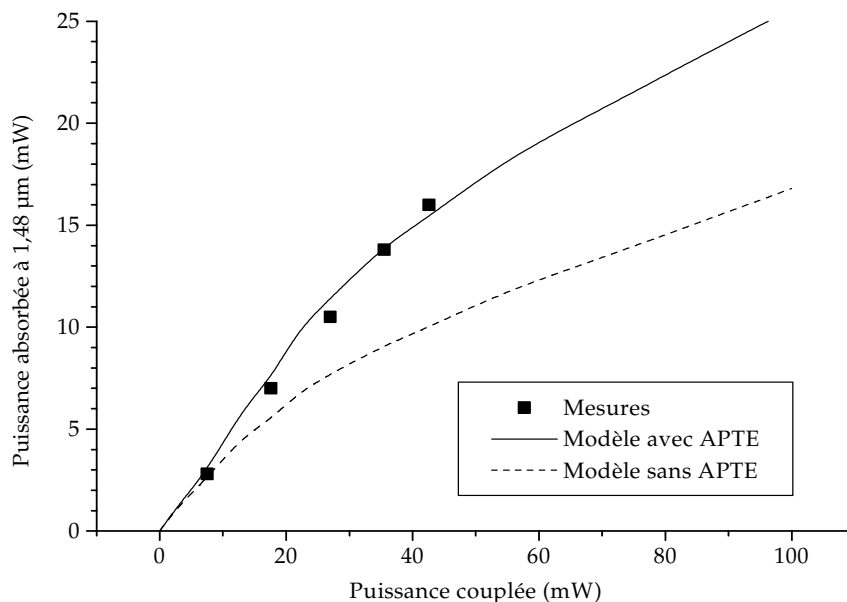


Figure 3-6: Puissance absorbée mesurée et calculée à la sortie d'un guide de largeur initiale  $W=5 \mu\text{m}$ , de longueur  $l=2 \text{ cm}$ , dans un échantillon dopé à 1,09%, en fonction de la puissance couplée en polarisation  $\pi$ .

Les résultats sont exprimés en termes de puissance absorbée à  $1,48 \mu\text{m}$ . L'accord avec le modèle est excellent pour toutes les valeurs de puissance couplées disponibles et des taux d'erbium jusqu'à 1,1%.

- **Cas du dopage en surface**

Les mesures qu'on effectue en sortie des guides à faibles pertes fabriqués après diffusion d'erbium à la surface de cristaux vierges de niobate de lithium correspondent également aux puissances absorbées tirées de la modélisation. Comme sur la Figure 3-6, elles ne montrent qu'une assez faible saturation de l'absorption de la pompe. En revanche, l'écart avec les valeurs obtenues en négligeant l'APTE, est moins important que pour les échantillons dopés dans la masse (cf. Figure 3-7).

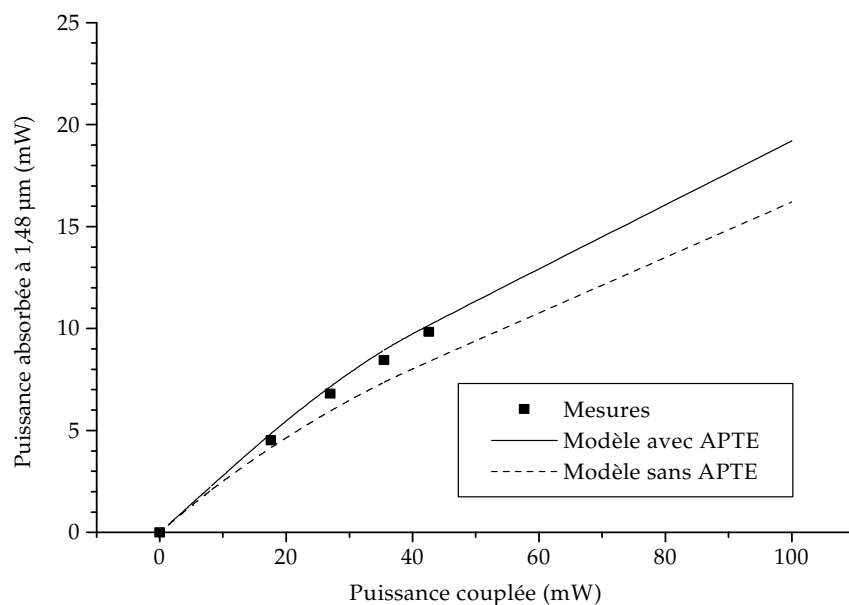
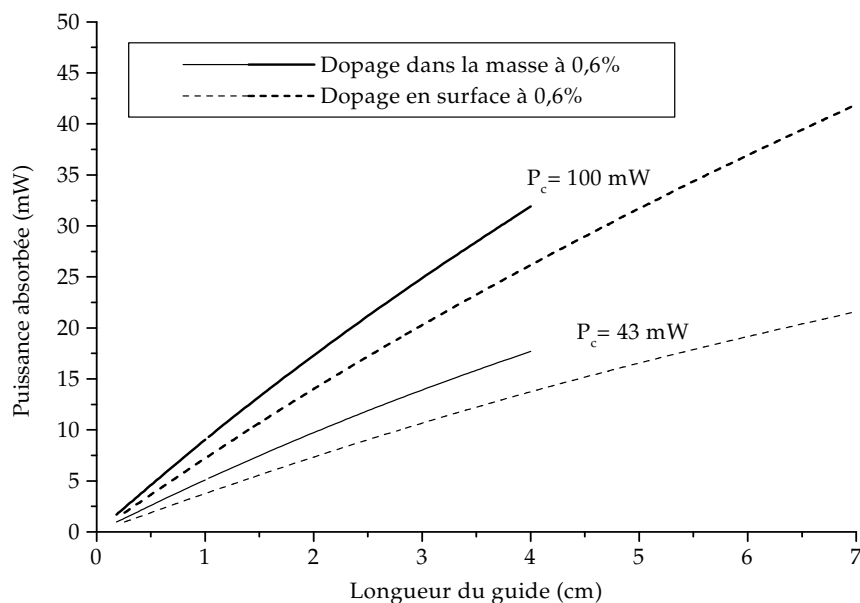


Figure 3-7: Puissance absorbée calculée à la sortie d'un guide de largeur initiale  $W=6 \mu\text{m}$ , de longueur  $l=2,9 \text{ cm}$ , dans un échantillon dopé par diffusion d'un film d'erbium de  $130 \text{ \AA}$  d'épaisseur à  $1100^\circ\text{C}$  pendant 100 heures, en fonction de la puissance couplée en polarisation  $\pi$ .

- **Discussion**

On remarque tout d'abord au vu des figures qui précèdent l'importance de l'effet d'APTE qui consomme de la puissance de pompe de façon non négligeable, même pour les échantillons faiblement dopés.

Quantitativement, on peut retenir qu'entre un quart et un tiers de la puissance couplée est au plus absorbée dans la plupart des échantillons, comme le rappelle la Figure 3-8 qui prend en compte l'APTE et la répartition spatiale d'intensité. Pour cette raison, il pourra être intéressant de choisir des configurations de cavités laser qui permettent de réfléchir dans les guides ce qui reste de puissance de pompe.



**Figure 3-8:** Puissance absorbée le long d'échantillons dopés dans la masse et en surface pour deux valeurs de puissance couplée.

Avec une bonne approximation, on peut préciser ceci en considérant que la puissance absorbée  $P_{abs}$  est proportionnelle à la longueur pour les valeurs de  $P_c$  qui correspondent au maximum atteint lors des expériences décrites dans ce chapitre et au niveau prévisible offert par une diode laser à  $1,48 \mu\text{m}$  d'une génération plus récente, respectivement environ 40 et 100 mW. Le Tableau 3-2 rassemble les valeurs déduites d'ajustements linéaires des courbes de la Figure 3-8.

**Tableau 3-2:** Pentas donnant la puissance de pompe absorbée en fonction de la longueur parcourue (en mW/cm) dans deux cas de dopage.

Puissance couplée (mW)	Dopage dans la masse à 0,6%	Dopage en surface à 0,6%
43	4,4	3,1
100	8,0	6,0

Ce type d'exploitation des résultats donne une bonne idée de l'erreur faite en négligeant la saturation de l'absorption aux puissances typiques du fonctionnement visé des lasers, soit une surestimation d'environ 20% de  $P_{abs}$  entre  $P_c = 43$  et 100 mW.

### 3.2.2. Spectres de gain

- *Validation expérimentale*

Dans la configuration utilisée lors des mesures spectrales de pertes à la propagation (cf. Figure 2-15), il est facile d'insérer, entre la diode LED et le contrôleur



de polarisation, un multiplexeur fibré qui permet de superposer au signal le pompage d'une diode laser à 1,48  $\mu\text{m}$  également fibrée.

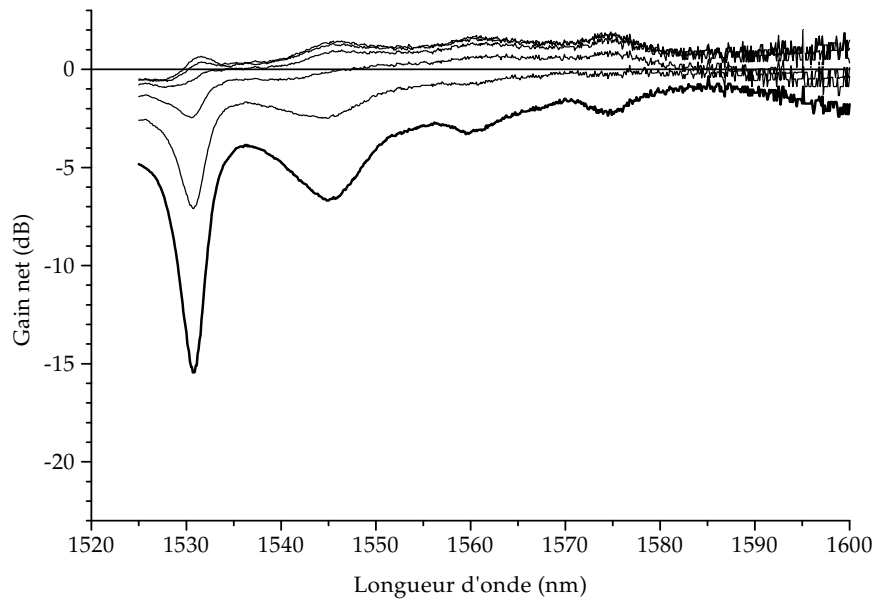


Figure 3-9: Gain en simple passage en polarisation  $\pi$  dans un guide de largeur initiale  $W=5 \mu\text{m}$  et de longueur  $l=21 \text{ mm}$ , réalisé dans un échantillon dopé à 0,63%. De bas en haut :  $P_c = 0, 7, 18, 27, 35$  et  $43 \text{ mW}$  à  $1,48 \mu\text{m}$ .

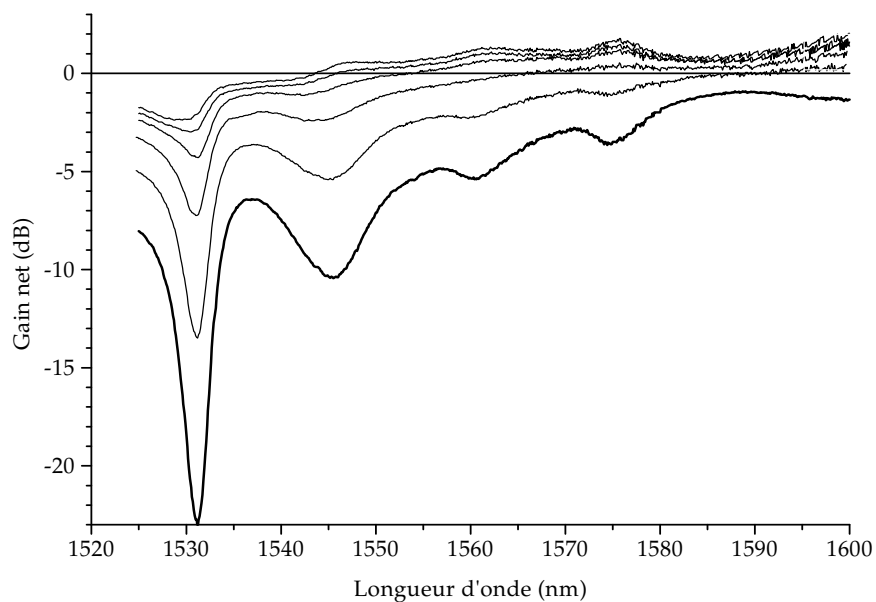
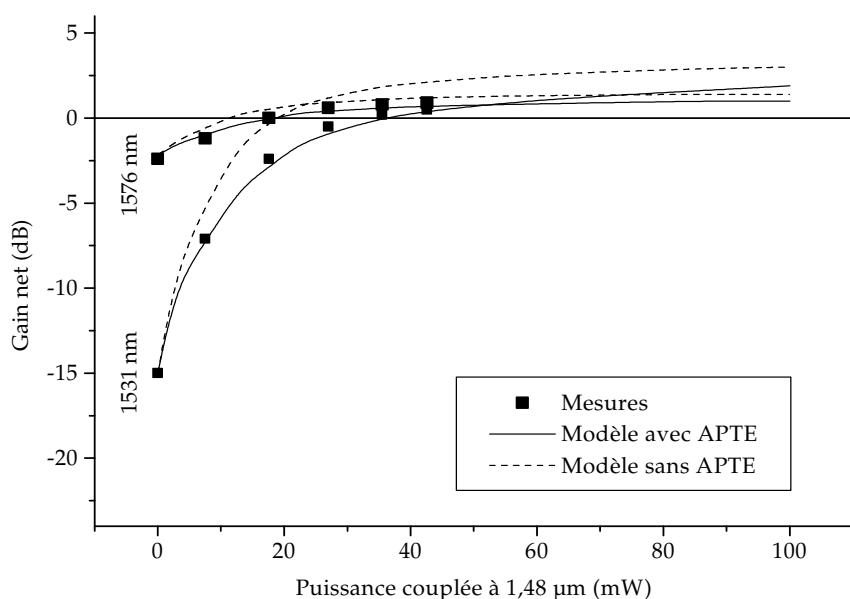


Figure 3-10: Gain en simple passage en polarisation  $\pi$  dans un guide de largeur initiale  $W=6 \mu\text{m}$  et de longueur  $l=21 \text{ mm}$ , réalisé dans un échantillon dopé à 1,09%. De bas en haut :  $P_c = 0, 7, 18, 27, 35$  et  $43 \text{ mW}$  à  $1,48 \mu\text{m}$ .

On est ainsi dans les conditions adéquates pour relever l'absorption et le gain en simple passage avec une dynamique d'environ 30 dB entre 1520 et 1580 nm.

En outre, la puissance couplée à ces longueurs d'onde est inférieure au microwatt, en accord avec l'hypothèse de gain en petit signal. De plus, la détection synchrone du signal de la diode LED évite l'erreur due à la partie guidée de l'émission spontanée.

On obtient alors typiquement les spectres de gain présentés sur la Figure 3-9 pour un dopage d'environ 0,6% et sur la Figure 3-10 pour une concentration double d'ions erbium.



**Figure 3-11:** Gain à 1531 et 1576 nm mesuré en polarisation  $\pi$  dans un guide de largeur initiale  $W=5\ \mu\text{m}$  et de longueur  $l=21\ \text{mm}$ , réalisé dans un échantillon dopé à 0,63%, et prévisions théoriques associées.

A partir des valeurs de puissance couplée, des pertes à la propagation, des moyennes de section efficace d'absorption déduites des spectres d'émission de la pompe (cf. p. 95) et du spectre d'émission gradué en section efficace entre 1,5 et 1,6  $\mu\text{m}$ , on a modélisé l'évolution du gain net en fonction du pompage pour les longueurs d'onde correspondant aux principaux pics.

La Figure 3-11 montre un exemple de résultats pour un dopage d'environ 0,6% pour lequel l'accord avec les mesures est correct dans toutes les bandes de gain. On peut retenir comme ordre de grandeur un seuil typique double par rapport aux mêmes calculs effectués en absence d'APTE.

Aux plus fortes concentrations, les prévisions correspondent aux valeurs de gain expérimentales pour les longueurs d'onde supérieures au pic principal à

1531 nm (cf. Figure 3-12). Pour cette valeur, on n'a pu observer de gain net positif.

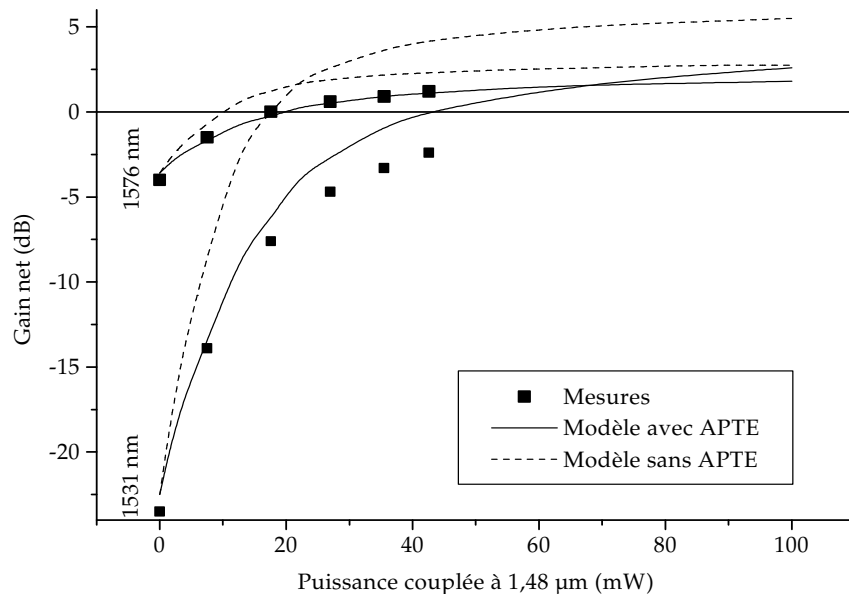


Figure 3-12: Gain à 1531 et 1576 nm mesuré en polarisation  $\pi$  dans un guide de largeur initiale  $W=6\ \mu\text{m}$  et de longueur  $l=21\ \text{mm}$ , réalisé dans un échantillon dopé à 1,09%, et prévisions théoriques associées.

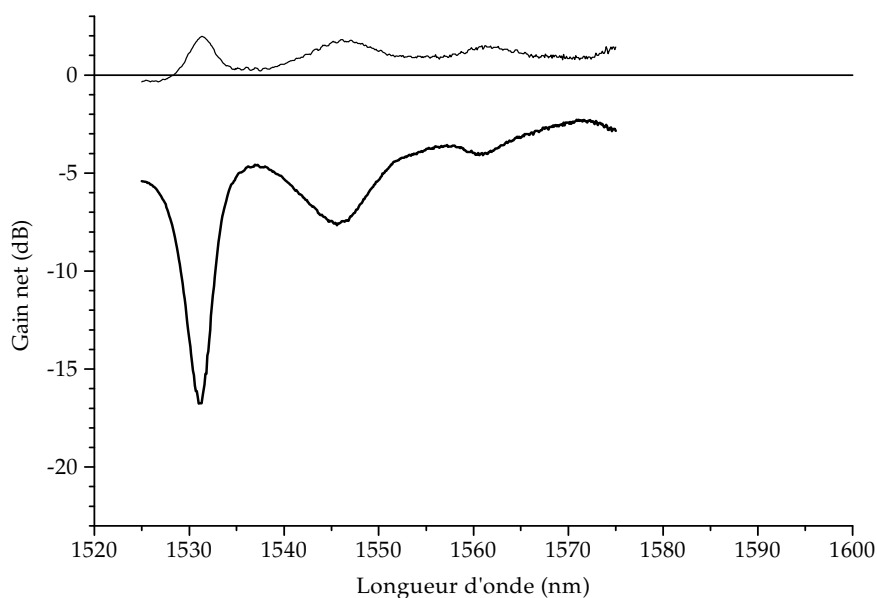
- **Cas du dopage en surface**

Comme pour les échantillons dopés dans la masse jusqu'à 0,6%, les mesures d'amplification optique qu'on effectue dans des guides fabriqués sur des substrats vierges de  $\text{LiNbO}_3$  après diffusion d'un film d'erbium à haute température sont modélisées de façon quasi-quantitative dans le cadre des hypothèses du début de ce chapitre.

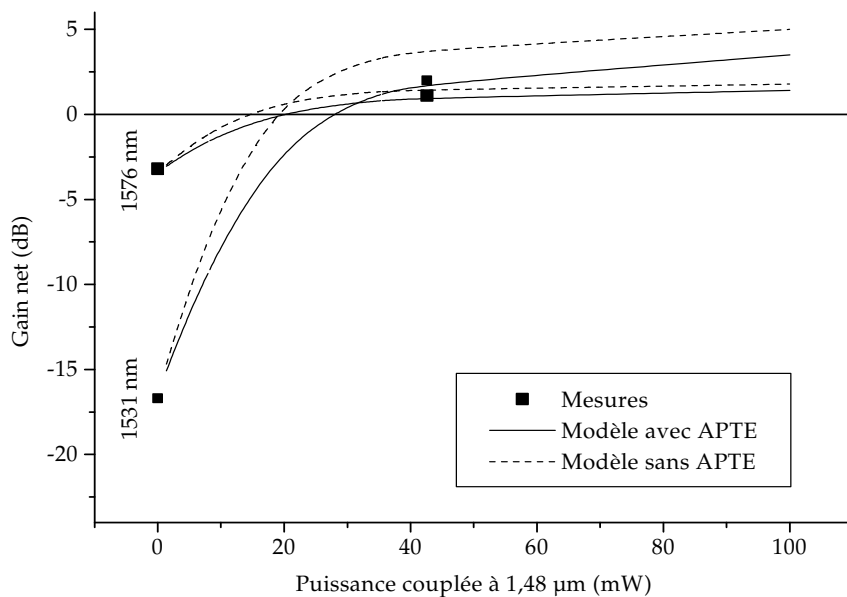
La Figure 3-13 permet de visualiser la similitude du point de vue de la morphologie des spectres de gain avec la Figure 3-9. Elle correspond aux meilleurs résultats obtenus avec un dopage par diffusion, grâce à un échantillon sensiblement plus long que les cristaux à concentration d'erbium homogène et pour une mesure avec le maximum de puissance de pompe couplée disponible.

Deux exemples de comparaison avec les calculs d'évolution du gain en fonction de  $P_c$  avec et sans APTE, sont montrés sur la Figure 3-14, en respectant les échelles des précédents tracés.

On a négligé lors de la modélisation la différence, de moins de 5%, entre la longueur totale des guides  $\text{Ti:LiNbO}_3$  et celle de la zone où la diffusion d'erbium a effectivement eu lieu.



**Figure 3-13:** Gain en simple passage en polarisation  $\pi$  dans un guide de largeur initiale  $W=5\ \mu\text{m}$  et de longueur  $l=43\ \text{mm}$ , réalisé dans un échantillon dopé en surface à partir d'une couche d'erbium de  $170\ \text{\AA}$  d'épaisseur diffusée à  $1130^\circ\text{C}$  pendant 65 heures.  $P_c = 0$  et 42 mW à  $1,48\ \mu\text{m}$ .



**Figure 3-14:** Gain à 1531 et 1576 nm mesuré en polarisation  $\pi$  dans un guide de largeur initiale  $W=5\ \mu\text{m}$  et de longueur  $l=43\ \text{mm}$ , réalisé dans un échantillon dopé en surface à partir d'une couche d'erbium de  $170\ \text{\AA}$  d'épaisseur diffusée à  $1130^\circ\text{C}$  pendant 65 heures, et prévisions théoriques associées.

- *Discussion*

Pour tous les dopages, l'évolution des spectres ci-dessus lorsque la puissance de pompe augmente est similaire et en accord avec les valeurs de sections efficaces aux différentes longueurs d'onde. Ainsi, les premiers gains net positifs apparaissent autour de 1,6  $\mu\text{m}$ , c'est-à-dire là où les ions  $\text{Er}^{3+}$  se comportent presque comme un système à quatre niveaux, puisque l'absorption du niveau fondamental est faible. Si on cherche par exemple à réaliser un laser à 1603 ou 1576 nm, il est alors intéressant de sélectionner un échantillon dopé à environ 1%, capable de fonctionner avec un pompage moyen et sans se soucier de la réalisation d'une cavité dans le même temps à fortes pertes autour de 1531 nm puisque le gain y est négatif.

En privilégiant le pic à 1,53  $\mu\text{m}$ , on peut toutefois espérer un gain plus important car il sature moins vite lorsque le pompage s'intensifie. Conformément aux mesures d'amplification optique, le taux de dopant à ne pas dépasser est alors d'environ 0,6% dans la masse et les écarts avec la modélisation au-delà de cette concentration sont finalement peu importants.

On remarque cependant que ces différences sont minimales lorsqu'il est question de la puissance absorbée (cf. Figure 3-6) ou des pics de gain aux longueurs supérieures à 1531 nm (cf. Figure 3-12). Ceci tend à prouver que, plus qu'une erreur sur la détermination des populations dans les guides d'onde, le modèle souffre d'une imprécision sur les paramètres propres au pic principal, déjà suggérée par les écarts à la loi de Beer-Lambert enregistrés (cf. p. 32).

Enfin, il apparaît que les densités d'ions actifs atteintes dans les échantillons dopés en surface ne sont pas négligeables devant la valeur limite ci-dessus. Pour comparer en restant proche de la pratique les deux types de substrats, il convient alors de s'intéresser à un autre paramètre capital : la longueur des guides.

### 3.2.3. Evolution longitudinale du gain

- *Validation expérimentale*

La Figure 3-15 permet de confronter aux prévisions théoriques des mesures de gain effectuées dans un même guide successivement coupé à des longueurs différentes. On a ainsi un exemple de limitation du gain due aux pertes à la propagation accumulées sur la longueur du guide.

On remarque également une fois de plus l'importance de la prise en compte de l'effet d'APTE pour une description fidèle de l'amplification optique.

- *Cas du dopage en surface*

Eu égard aux précédentes validations du modèle, l'étude du gain en fonction de la longueur des guides n'a pas été étendue aux échantillons dopés par diffusion.

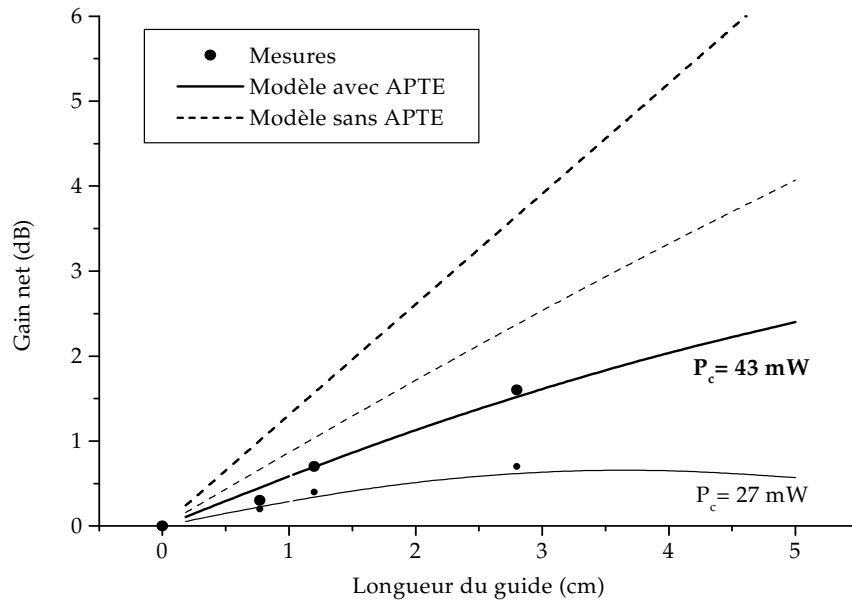


Figure 3-15: Gain à 1576 nm mesuré en polarisation  $\pi$  dans des guides de largeur initiale  $W=5\ \mu\text{m}$  et de longueurs différentes, réalisés dans un même échantillon dopé à 1,09%, et prévisions théoriques associées pour deux valeurs de puissance couplée.

### • Discussion

La Figure 3-16 rassemble les valeurs de gain prévisibles en fonction de la longueur des guides, pour les deux types de dopage qui ont donné les meilleurs résultats à 1531 nm avec la puissance  $P_c \sim 43\ \text{mW}$  disponible et pour 100 mW. Les diodes à 1,48  $\mu\text{m}$  étant désormais disponibles en version fibrée jusqu'à 150 mW, il s'agit d'une amélioration plausible.

A titre de comparaison, la Figure 3-17 s'intéresse au cas d'un signal à 1576 nm.

Pour une longueur fixée, on remarque tout d'abord que les cristaux dopés uniformément conduisent à un gain à 1,53  $\mu\text{m}$  moins important que ceux où le taux d'erbium décroît avec la profondeur pour la valeur la plus modeste de puissance couplée, mais que ce résultat s'inverse lorsque  $P_c$  croît. Il y a en effet dans le cas du dopage dans la masse une quantité d'ions actifs plus importante dans la volume du mode guidé. Intuitivement, on comprend donc que le pompage nécessaire à une inversion de population donnée soit plus intense, particulièrement en présence d'APTE.

On retient toutefois que sous réserve d'une augmentation raisonnable de  $P_c$ , la présence d'ions  $\text{Er}^{3+}$  dans les parties peu pompées de la périphérie des modes guidés n'est pas nuisible et peut même donner, dans la limite de 0,6% trouvée plus haut, un gain légèrement supérieur à celui des composants dopés en surface.

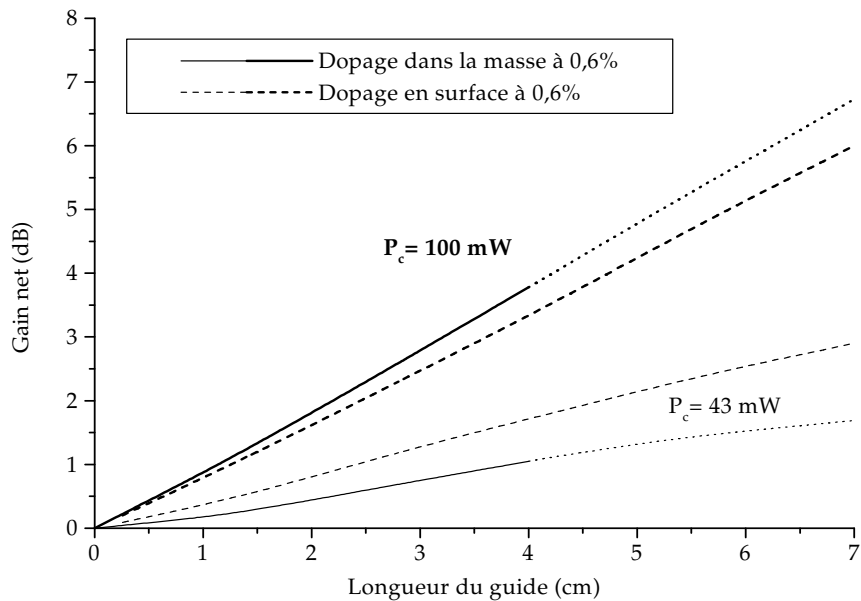


Figure 3-16: Gain en simple passage à 1531 nm prévu en polarisation  $\pi$  en fonction de la longueur des guides pour différents taux d'erbium et puissance de pompe couplée.

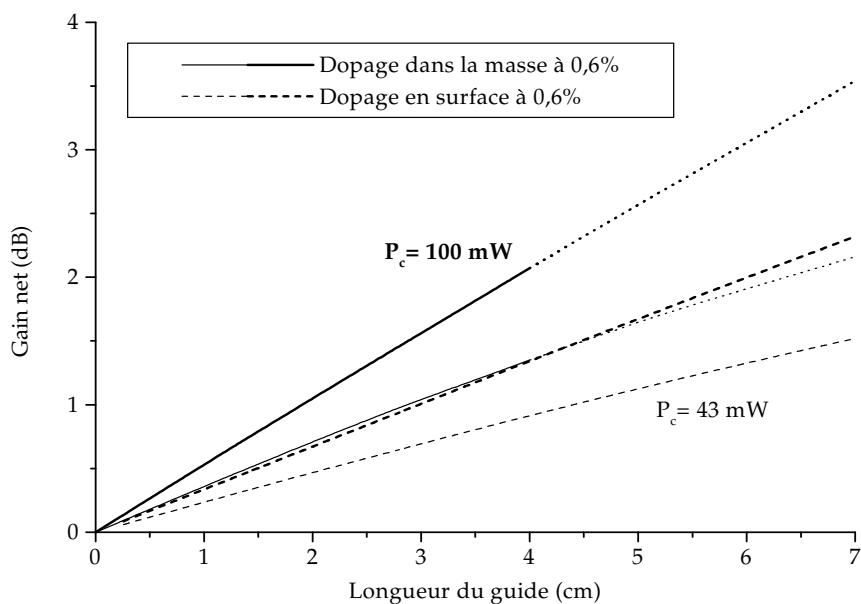


Figure 3-17: Gain en simple passage à 1576 nm prévu en polarisation  $\pi$  en fonction de la longueur des guides pour différents taux d'erbium et puissance de pompe couplée (Echelle moitié par rapport à la Figure 3-16).

D'autre part, on ne voit pas de saturation du gain pour les puissances reportées. On a donc intérêt à utiliser les échantillons les plus longs possibles. C'est à cet égard que

l'écart entre les deux méthodes de dopage se creuse, ceci quelle que soit la longueur d'onde du signal.

On a en effet vu que les difficultés de croissance du niobate de lithium en présence d'erbium limitaient la taille des substrats à moins de 5 cm. En revanche, la disponibilité de tranches de  $\text{LiNbO}_3$  de 4 pouces de diamètre, de surcroît peu onéreuses, est à même de donner l'avantage à la technique de diffusion d'erbium à haute température même pour les applications qui ne réclament pas de portions de guides exemptes de dopant.

Pour finir, on peut retenir qu'aux niveaux de puissance de pompe envisagés sur les figures ci-dessus, le coefficient de gain linéique peut être considéré comme constant, avec une bonne approximation dans tous les cas de dopage (cf. valeurs résumées, p. 122).



### 3.3. Démonstration des lasers

Expériences et modélisation ayant permis de sélectionner les échantillons susceptibles de donner le plus fort gain, le moment vient de former des cavités laser proprement dites. Après avoir précisé quelques éléments de choix des diverses configurations possibles, il reste à les caractériser en fonctionnement continu et impulsionnel.

En dépit de la marge de manœuvre réduite associée à la puissance limitée disponible à 1,48  $\mu\text{m}$ , on s'est attaché à démontrer le fonctionnement de quelques composants représentatifs, quitte à travailler par exemple avec des miroirs non optimisés pour une extraction efficace du signal, ou à choisir les guides dotés des plus faibles pertes au couplage et à la propagation sur un aller-retour même s'ils n'étaient pas parmi les plus longs.

On peut de cette manière aborder une confrontation avec l'état de l'art et en particulier évaluer à la lumière de modèles récents les performances prévisibles de lasers Ti:Er:LiNbO<sub>3</sub> déclenchés optimisés.

#### 3.3.1. Fermeture des cavités

- *Rappels*

Les valeurs de gain mesurées ci-dessus en simple passage étant relativement modestes, on a choisi de déposer directement les miroirs nécessaires à l'oscillation laser sur les tranches polies des cristaux. On évite ainsi les pertes associées à la configuration plus classique qui consiste à collimater, à l'aide d'objectifs, les faisceaux aux extrémités des guides d'onde sur des miroirs aux coefficients de transmission adaptés.

En outre, l'épaisseur des miroirs déposée est au maximum de quelques microns. On conserve donc la possibilité d'utiliser les composants fibrés décrits jusqu'alors.

L'inconvénient majeur de ce choix est que les dépôts doivent être considérés comme quasiment définitifs, d'une part parce qu'il s'agit d'une opération délicate et coûteuse qu'on ne peut refaire aussi facilement qu'un changement d'objectif ou de lame réfléchissante dans une monture et d'autre part parce qu'il est difficile de retirer un miroir déposé sans repolir la tranche considérée, c'est-à-dire sans raccourcir le guide et diminuer le gain, sans parler du risque de rayure des électrodes.

Il faut donc en pratique prévoir le mieux possible les coefficients de transmission nécessaires.

Pour effectuer de façon simple cette évaluation, on peut reprendre les valeurs de gain net en simple passage et écrire qu'au seuil, le gain sur un aller-retour lorsqu'un des deux miroirs est totalement réfléchissant pour le signal doit être égal à la somme des pertes à la propagation et de celles occasionnées par le miroir

d'extraction du faisceau laser. On comprend ainsi que plus le facteur de transmission de ce dernier est grand, plus la puissance du laser est élevée et il en est de même pour le seuil.

Dans le cas des guides Ti:Er:LiNbO<sub>3</sub> étudiés plus haut, la relative modestie de la puissance de pompe couplée sur l'ensemble des échantillons conduit à un calcul fortement dépendant du dopage et de la longueur d'onde d'émission. Pour se réserver la possibilité d'étudier dans des conditions d'oscillation laser le plus grand nombre possible de structures, on a donc choisi de privilégier les cavités à faible seuil en déposant des miroirs à coefficient de réflexion élevé sur la fenêtre spectrale du signal.

- *Miroirs diélectriques*

Afin de permettre le pompage longitudinal des guides à travers le miroir d'entrée déposé sur les cristaux, on a choisi un dépôt diélectrique multicouche de type double-onde (réalisé au Laboratoire d'Optique des Surfaces et des Couches Minces, ENSPM, Marseille). Il s'agit d'une succession de couches quart-d'onde de SiO<sub>2</sub> (épaisseur  $\sim 1635,4 \text{ \AA}$ , notées B pour bas indice) et de TiO<sub>2</sub> (épaisseur  $\sim 2513,1 \text{ \AA}$ , notées H pour haut indice), réalisées par évaporation assistée par ions selon la séquence B HBHB 2H BHBH B HBHB 2H BHBH.

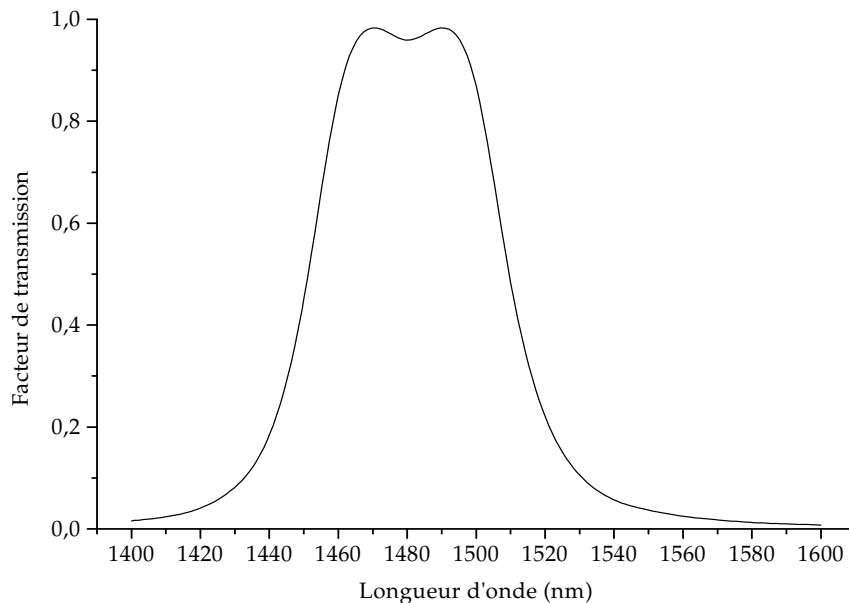
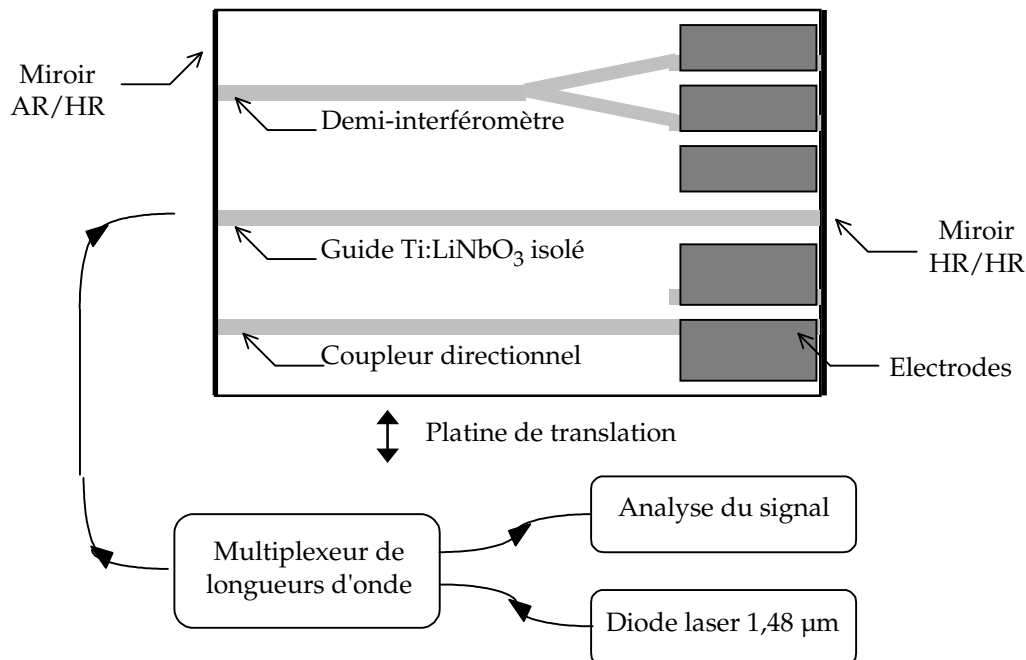


Figure 3-18: Courbe de transmission du miroir double-onde.

La Figure 3-18 illustre l'avantage d'une telle structure, qui offre une transmission proche de 100% sur plus de 25 nm autour du pic d'absorption de l'erbium. On peut ainsi espérer exploiter au mieux la puissance fournie par la diode de pompe sur un spectre assez large (cf. Figure 3-4).

Le coefficient de réflexion de ce miroir dans la fenêtre de longueur d'onde du signal, de 1,53 à 1,6  $\mu\text{m}$ , permet de l'utiliser également en temps que miroir de sortie. Les cavités sont alors achevées de la façon schématisée sur la Figure 3-19, à l'aide d'un miroir totalement réfléchissant sur l'autre tranche des cristaux.



**Figure 3-19:** Portion de substrat comportant un guide droit et deux modulateurs électro-optiques. Pompe à  $\lambda_p$  et signal à  $\lambda_s$  sont véhiculés via un multiplexeur fibré jusqu'à la tranche de gauche, munie d'un miroir à forte transmission à  $\lambda_p$  (noté AR pour anti-réflexion) et à haut coefficient de réflexion  $R \sim 90\%$  à  $\lambda_s$  (noté HR). A droite, un miroir HR/HR ( $R > 99,5\%$  de 1,4 à 1,6  $\mu\text{m}$ ) est déposé. Le couplage fibre-guide est fait avec liquide d'indice.

Cette configuration est possible grâce à l'emploi du multiplexeur fibré décrit lors des mesures de gain, qui permet à la fois le couplage de la pompe à 1,48  $\mu\text{m}$  et l'extraction de faisceaux laser entre 1,52 et 1,65  $\mu\text{m}$ . on remarque qu'elle ne nécessite qu'un seul couplage et que le miroir HR/HR est favorable au fonctionnement des modulateurs électro-optiques.

- **Miroirs métalliques**

Il est sous-entendu, sur la Figure 3-19, que le miroir HR/HR est réalisé par dépôt de diélectriques. Dans ce schéma de pompage et de récupération du faisceau laser, une autre alternative peut s'avérer intéressante.

Il s'agit de déposer un miroir constitué d'une couche unique d'or, en profitant du fait que la portion de la surface du substrat située près de la tranche et où affleurent des guides est déjà protégée par la couche tampon des systèmes d'électrodes. Même s'il est difficile de la protéger aussi bien que le reste de l'échantillon d'un débordement d'or, que ce soit par des caches ou un masque de résine, on n'a donc pas à craindre de pertes par absorption des champs évanescents.

Le principal problème qui demeure est celui de l'adhérence du métal noble sur  $\text{LiNbO}_3$  en absence de couche d'accrochage. Pour des épaisseurs de l'ordre de 2000 à 3000 Å, nécessaires pour avoir un coefficient de réflexion proche de l'unité autour de 1,5  $\mu\text{m}$ , les premiers essais sont néanmoins prometteurs puisqu'on parvient même à dégager certains guides par gravure humide en protégeant localement le miroir avec des gouttes de polymère en solution.

### 3.3.2. Lasers continus

- *Résultats expérimentaux*

En commençant par les guides droits présents sur les différents échantillons, on a mis en évidence pour la première fois l'effet laser dans des guides fabriqués dans du niobate de lithium dopé à l'erbium dans la masse.

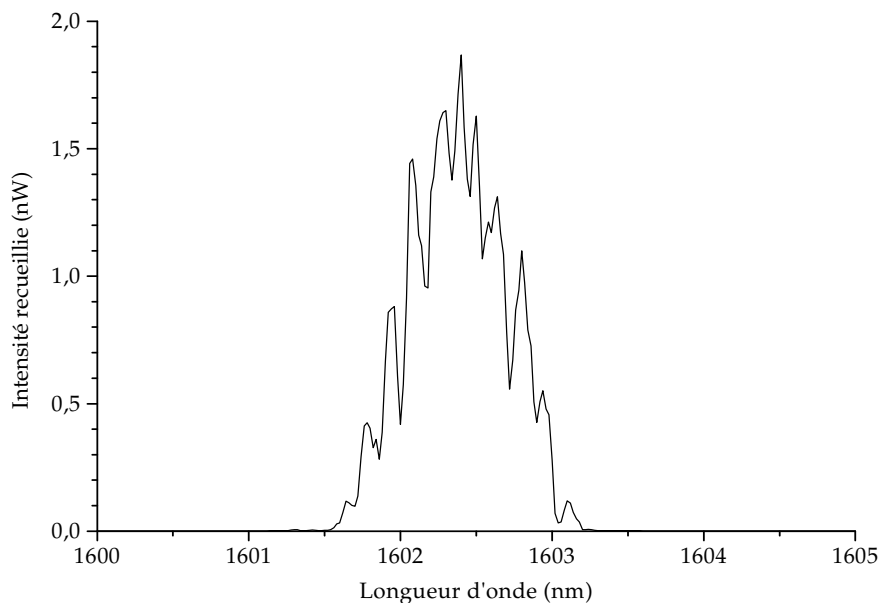


Figure 3-20: Spectre d'émission laser en polarisation  $\pi$  d'un guide droit de largeur  $W=5 \mu\text{m}$  et de longueur  $l=17 \text{ mm}$  réalisé dans un échantillon dopé à 0,6%. On obtient sensiblement le même spectre dans un guide droit de largeur  $W=5 \mu\text{m}$  et de longueur  $l=42 \text{ mm}$  réalisé dans un cristal dopé par diffusion d'un film d'erbium de 170 Å d'épaisseur à 1130°C pendant 65 h.

La Figure 3-20 présente un exemple de spectre d'émission obtenu et la Figure 3-21 l'évolution de la puissance de sortie typique des lasers fabriqués dans deux échantillons respectivement dopés dans la masse et en surface, en fonction du pompage. On note que la puissance couplée à 1,48  $\mu\text{m}$  est plus faible que lors des mesures de gain en simple passage, à cause de l'insertion d'un isolateur fibré après la diode de pompe, destiné à la protéger du retour dû au miroir HR/HR à l'extrémité terminale des cristaux.

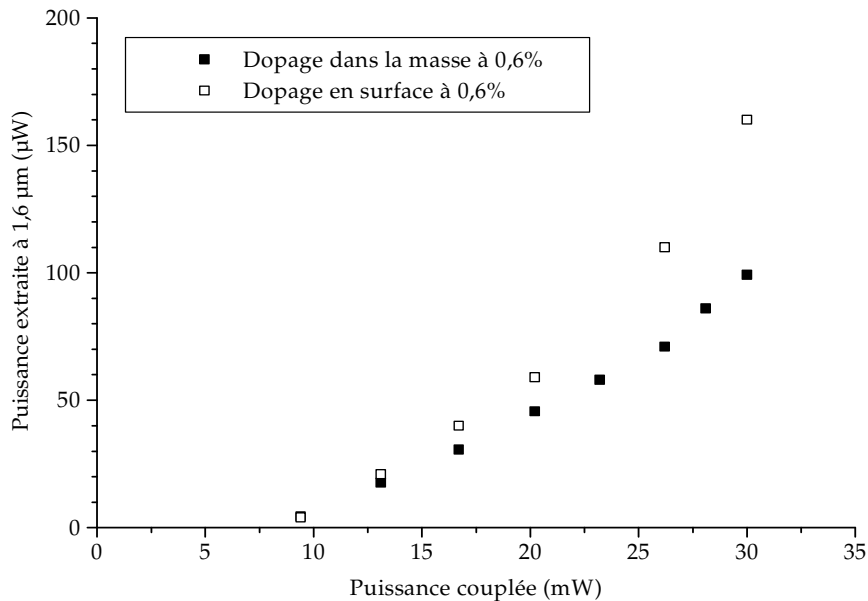


Figure 3-21: Visualisation du seuil et de la pente des deux lasers étudiés sur la Figure 3-20. La puissance est relevée à l'extrémité du bras de signal du multiplexeur fibré.

Enfin, on a pu démontrer avec les mêmes niveaux de puissance de pompage l'oscillation laser à 1576 nm en choisissant, dans l'échantillon dopé à 0,6% dans la masse, un guide de largeur initiale  $W = 4 \mu\text{m}$  qui était proche de la coupure à 1602 nm et présentait des pertes à la propagation encore raisonnables en dessous de cette longueur d'onde.

- *Prévisions théoriques*

Conformément aux spectres de gain en polarisation  $\pi$  et aux caractéristiques du miroir AR/HR, l'effet laser a lieu aux longueurs d'ondes supérieures au pic principal d'émission de l'erbium avec un faible seuil.

Même s'il ne s'agit pas de conditions optimisées pour des lasers délivrant une forte puissance continue, on peut retenir que les expériences ci-dessus valident les conclusions du modèle d'amplification optique sur le dopage optimal des substrats.

- *Etat de l'art et perspectives*

Les performances en continu des lasers  $\text{Ti:Er:LiNbO}_3$  ont récemment été rapprochées de celle des diodes à contre-réaction distribuée grâce à la réalisation d'un réseau de Bragg superposé aux guides d'onde<sup>1</sup>.

Ceci suggère que des solutions alternatives aux dépôts sur les tranches des substrats de miroirs diélectriques, complexes et coûteux, peuvent être envisagées.

<sup>1</sup> [SÖC] J. Söchtig *et coll.*, Electron. Lett., 32 (1996) p. 899.

### 3.3.3. Lasers impulsionnels

- *Résultats expérimentaux*

A l'issue des deux dépôts de miroirs diélectriques décrits plus haut, pour des raisons encore mal identifiées, le miroir HR/HR s'est avéré de mauvaise qualité sur une grande partie des tranches concernées. C'est pour cette raison qu'on s'intéresse à son possible remplacement par un miroir en or (cf. p. 114).

Il n'a en fait été possible de satisfaire le pré-requis au déclenchement des lasers que constitue leur fonctionnement en régime continu dans l'état à faibles pertes des modulateurs électro-optiques que pour un très petit nombre de structures.

La caractérisation des interféromètres de Mach-Zender en régime déclenché étant de surcroît gênée par la division par deux de la puissance de pompage dans chacune des branches, les mesures ont été concentrées sur les composants à base de coupleurs directionnels.

On a ainsi sélectionné, dans l'échantillon de longueur  $l = 17$  mm dopé dans la masse à 0,6%, un guide de largeur initiale  $W = 5$   $\mu\text{m}$  séparé de son guide croisé par un espace  $e_{i.g.} = 7$   $\mu\text{m}$ . Avec une tension de commande autour de 10 V appliquée sur les électrodes, le fonctionnement déclenché donne, à partir d'une puissance couplée proche de la valeur maximum  $P_c \sim 30$  mW, des impulsions d'environ 100 ns de largeur à mi-hauteur et 20 mW de puissance crête (cf. Figure 3-22).

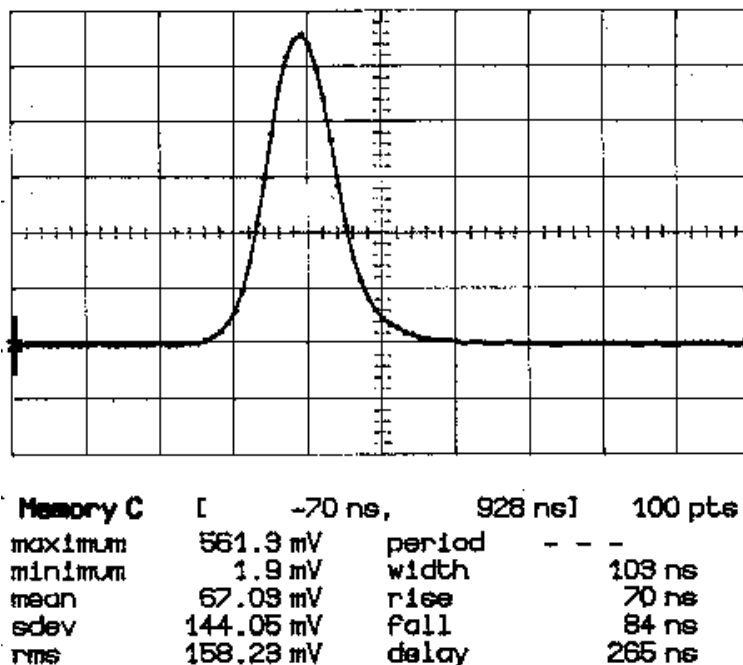


Figure 3-22: Impulsion extraite d'un laser déclenché (voir texte).

- *Prévisions théoriques*

Les paramètres clés des lasers déclenchés ont été largement décrits dans la

littérature<sup>1</sup>. On peut ainsi étendre facilement un modèle simplifié développé pour des lasers guides d'onde dans le niobate de lithium dopé néodyme<sup>2</sup> aux composants Ti:Er:LiNbO<sub>3</sub>.

On montre ainsi, en reprenant la majeure partie des notations précédentes, que la puissance crête intracavité s'exprime en fonction du temps par :

$$P_{\text{cav.}} = \frac{S_{\text{eff}}}{\sigma_a^p + \sigma_e^p} \frac{h c}{\lambda_s} \frac{c}{n_e l} g_{\text{seuil}} (\rho - 1 - \ln(\rho)) \quad \text{Eq. 3-16}$$

Dans cette équation, la quantité  $\rho$  est égale au rapport du coefficient de gain linéique  $g(0)$ , qui tient compte de l'inversion de population en présence d'APTE à l'instant où on ferme la cavité et a donc déjà été quantifié, sur le coefficient de gain au seuil :

$$\rho = \frac{g(0)}{g_{\text{seuil}}} \quad \text{Eq. 3-17}$$

Ce dernier terme est simplement égal aux pertes de la cavité, notées :

$$g_{\text{seuil}} = \frac{\delta}{2} \quad \text{Eq. 3-18}$$

La puissance crête extraite du laser déclenché dans l'hypothèse d'un miroir de sortie de coefficient de réflexion R est alors :

$$P_{\text{déc.}} = \frac{-\ln(R)}{\delta} P_{\text{cav.}} \quad \text{Eq. 3-19}$$

On introduit ensuite l'efficacité de pompage  $E(\rho)$ , solution de l'équation implicite :

$$\rho E(\rho) + \ln(1 - E(\rho)) = 0 \quad \text{Eq. 3-20}$$

Elle permet de calculer la largeur de l'impulsion en fonction de la durée de vie  $\tau_{\text{hv}}$  des photons dans la cavité en absence d'amplification selon :

$$\tau_{\text{déc.}} = \frac{\rho E(\rho)}{\rho - 1 - \ln(\rho)} \tau_{\text{hv}} \quad \text{Eq. 3-21}$$

On rappelle que le temps caractéristique  $\tau_{\text{hv}}$  est relié au coefficient de réflexion R par la formule :

$$\tau_{\text{hv}} \sim \frac{n_e l}{c (1 - R)} \quad \text{Eq. 3-22}$$

Dans le cas du laser de la Figure 3-22, le coefficient de gain vaut 0,75 dB sur un aller simple, pour  $P_c \sim 30$  mW et en incluant les pertes à la propagation. Si on suppose la cavité fermée par deux miroirs tels que  $R = 99\%$ , les pertes totales sont :

---

<sup>1</sup> [YAR] A. Yariv, "Quantum electronics", Wiley Ed. (1975), New-York.

<sup>2</sup> [LAL] E. Lallier, Thèse de Doctorat, Université de Paris-Sud, Orsay, 19/12/1992.

$$\frac{\delta}{2} = -0,47 \text{ dB} \quad \text{Eq. 3-23}$$

Le rapport  $\rho$  est donc inférieur ou égal à 1,6. Ceci constitue une valeur très faible. D'autre part, la valeur de R est assez mal maîtrisée et les pertes ajoutées par le modulateur n'ont pas été prises en compte. On peut en revanche utiliser la durée de vie mesurée de l'impulsion pour estimer la valeur effective de  $\rho$ . On trouve alors :

$$\rho \sim 1,05 \quad \text{Eq. 3-24}$$

Ainsi, à cause de la faible valeur du gain en comparaison des pertes de la cavité, en particulier des pertes à la propagation, il s'avère que la structure fonctionne dans des conditions de pompage très défavorables. Pour finir, on trouve, de façon cohérente :

$$P_{\text{déc.}} \sim 22 \text{ mW} \quad \text{Eq. 3-25}$$

- *Etat de l'art et perspectives*

La concordance entre les résultats expérimentaux et les estimations tirées des calculs ci-dessus conduisent à extrapoler les résultats en tenant compte de la puissance de pompe qu'on peut raisonnablement espérer coupler dans les guides d'onde au moyen d'une diode laser à 1,48  $\mu\text{m}$  plus récente et des valeurs de gain linéique au pic principal d'émission à 1531 nm.

L'évolution de la puissance crête extraite est visualisée sur la Figure 3-23, en fonction du taux de réflexion du miroir de sortie et de la longueur de l'échantillon. On voit qu'il est possible d'obtenir des pics de plusieurs centaines de watts en sortie de lasers déclenchés optimisés.

La Figure 3-24 permet de visualiser la durée des impulsions obtenues en fonction des mêmes paramètres.

On peut ainsi espérer des impulsions déclenchées de l'ordre de quelques nanosecondes seulement.

On note pour conclure que ces valeurs sont en accord avec une publication très récente<sup>1</sup> qui prévoit l'obtention d'impulsions de l'ordre du kilowatt et de la nanoseconde dans les lasers déclenchés Ti:Er:LiNbO<sub>3</sub>.

Une autre équipe a récemment obtenu des puissances crêtes de quelques watts sur une durée de quelques dizaines de nanosecondes en utilisant une structure à base de demi-interféromètres de Mach-Zender<sup>2</sup> et en travaillant, au prix d'une tension de commande plus importante, dans la polarisation  $\sigma$  qui présente le moins de pertes à

<sup>1</sup> [VEA] D. L. Veasey *et coll.*, IEEE J. Quantum Electron., QE-33 (1997) p. 1647.

<sup>2</sup> [SUC] H. Suche *et coll.*, Univ. Paderborn, W. Sohler Ed., Annual Report 1995/96, p. 61.



la propagation et des valeurs de gain plus importantes que dans le cas de la polarisation  $\pi$ .

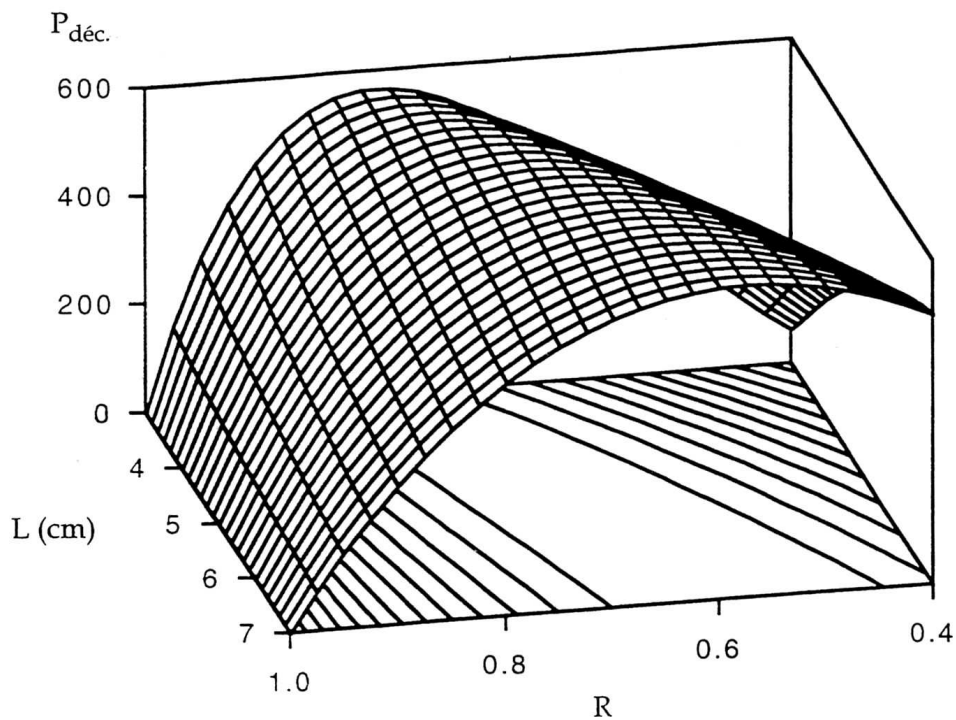


Figure 3-23: Puissance crête extraite d'un laser déclenché réalisé dans un échantillon dopé à 0,6% dans la masse, en fonction de la longueur  $L$  du guide et du coefficient de réflexion  $R$ . Puissance couplée : 100 mW.

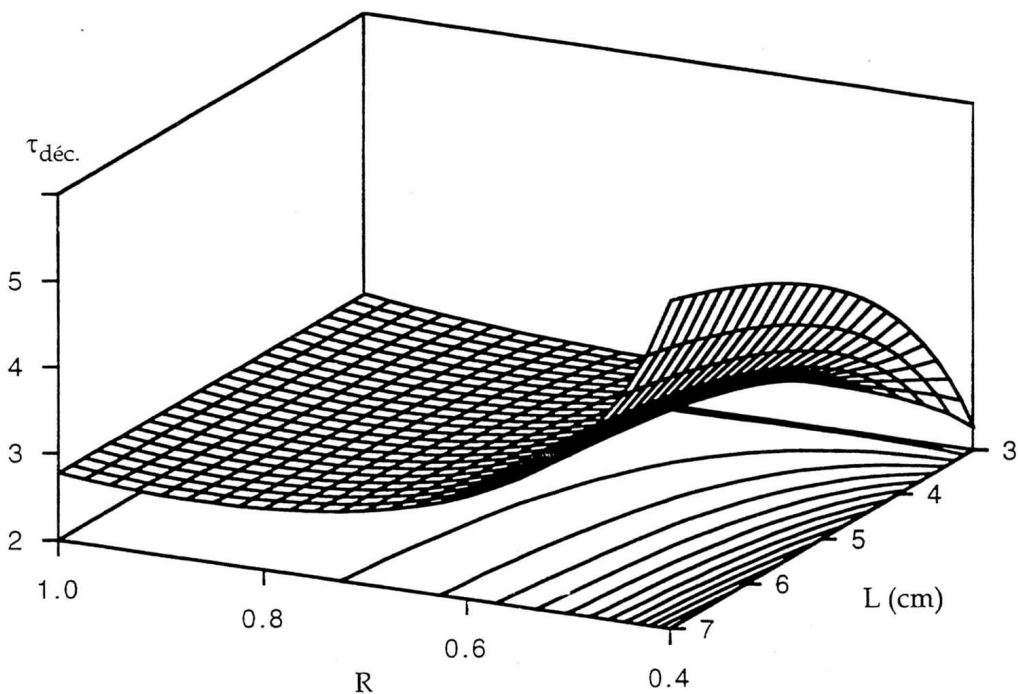


Figure 3-24: Durée de l'impulsion extraite d'un laser déclenché réalisé dans un échantillon dopé à 0,6% dans la masse, en fonction de la longueur  $L$  du guide et du coefficient de réflexion  $R$ . Puissance couplée : 100 mW.

Avec un pompage équivalent, pour les impulsions de faible énergie visées<sup>1</sup>, les technologies concurrentes des lasers guides d'onde monolithiques à déclenchement actif (les absorbants saturables à 1,5  $\mu\text{m}$  recensés à ce jour étant peu efficaces) dans  $\text{Er}:\text{LiNbO}_3$  se résument essentiellement aux fibres dopées à l'erbium. L'hybridation avec un modulateur est cependant nécessaire et l'inconvénient lié aux pertes introduites difficile à éviter.

Un des meilleurs résultats a été démontré grâce à une structure permettant la modulation des pertes au sein d'une cavité fibrée, réalisée en laboratoire par polissage longitudinal d'une portion de fibre et assemblage d'une cale piézo-électrique<sup>2</sup>, qui a conduit à des impulsions de 400 W crête pour 100 mW de puissance de pompe couplée.

Toutefois, leur durée est limitée à 15 ns par la longueur de la portion dopée (75 cm) qui ne supporte en pratique qu'une concentration d'ions  $\text{Er}^{3+}$  plus de 10 fois inférieure à celle rencontrée dans les cristaux dopés à 0,6%.

---

<sup>1</sup> Ordre de grandeur :  $1 \text{ kW} \times 1 \text{ ns} \sim 1 \mu\text{J}$ .

<sup>2</sup> [CHA] A. Chandonnet *et coll.*, *Opt. Eng.*, 32, 9 (1993) p. 2031.

### 3.4. En résumé

Le trait marquant qui se dégage des deux premières parties de ce chapitre est le bon accord entre les mesures d'amplification optique et les prévisions du modèle du début du mémoire étendu à la configuration guidée.

On obtient ainsi des courbes simples qui, dans les différents cas de dopage et de longueur d'onde de signal et pour des valeurs de puissance de pompe proches de la pratique, permettent de résumer le gain sur lequel on peut compter à un coefficient constant (cf. Tableau 3-3).

Tableau 3-3: Exemples de gain linéique net (en dB/cm) pour deux longueurs d'onde de signal.

Puissance couplée	Dopage dans la masse à 0,6%		Dopage en surface à 0,6%	
	1531 nm	1576 nm	1531 nm	1576 nm
43 mW	0,27	0,33	0,42	0,22
100 mW	0,98	0,52	0,86	0,34

Ce traitement a par ailleurs été l'occasion de répondre, en tenant compte des différences entre les échantillons dopés dans la masse ou par diffusion d'erbium en surface, aux questions sur l'optimisation du taux d'erbium et de sélectionner les structures les plus propices à la réalisation de lasers guides d'onde.

Après avoir achevé leur fabrication en déposant des miroirs sur les tranches des composants précédemment décrits, on a alors pu démontrer leur fonctionnement en continu et en mode déclenché.

Ce dernier résultat, qui constituait le but expérimental de ce travail, est pour l'instant limité par la puissance de la diode laser à 1,48  $\mu\text{m}$  utilisée lors des caractérisations.

Toutefois, les estimations permettent d'espérer des impulsions de plusieurs centaines de watts de puissance crête et de quelques nanosecondes de durée grâce à une amélioration raisonnable de la puissance couplée dans les guides d'onde et à l'optimisation du miroir de sortie.

## **CONCLUSION**

Le numéro d'Octobre dernier du *Journal of Quantum Electronics* a inauguré une série de dossiers thématiques en regroupant plusieurs publications invitées sur les technologies à base de niobate de lithium.

Il y est rappelé<sup>1</sup> que "Les fonctionnalités offertes par [ce matériau] se sont largement enrichies au cours des dernières années, à la fois en configuration guidée et massive. Les progrès récents des techniques de dopage aux terres rares et de retournements de domaines ferroélectriques ont mis en évidence son potentiel commercial pour des sources laser et non-linéaires compactes, efficaces, peu onéreuses et simples à fabriquer".

Il est apparu intéressant de tirer parti de ces évolutions dans le domaine de la génération d'impulsions à la fois courtes et à forte puissance crête dans des structures monolithiques, peu sujet à la compétition des semi-conducteurs ou des autres matériaux dopés aux terres rares utilisés sous forme de fibres ou de microcavités.

La configuration guidée retenue pour les composants autorise en outre un pompage par des diodes lasers désormais classiques et l'utilisation d'une large gamme de périphériques en provenance du marché des télécommunications.

Enfin, le choix de l'erbium parmi les ions actifs candidats au dopage du niobate de lithium donne accès aux longueurs d'onde à sécurité oculaire mais impose un certain nombre de limitation en termes de gain.

L'indispensable effort d'optimisation qui en découle a motivé une étude originale des propriétés spectroscopiques de substrats différemment dopés. Les résultats ont alors permis la mise au point d'un modèle fidèle d'amplification optique, de sorte qu'on sait maintenant tirer le meilleur parti des échantillons disponibles.

Les premiers lasers guides d'onde réalisés dans du niobate de lithium dopé à l'erbium dans la masse ont ainsi pu osciller.

Enfin, la conception et la réalisation simultanée de modulateurs électro-optiques propices au déclenchement des lasers ont d'autre part conduit, dans les limites de puissance de pompe disponible, à l'observation d'impulsions.

D'après les prévisions théoriques par ailleurs déduites de la modélisation du gain, les performances plausibles de tels dispositifs sont compatibles avec les besoins d'applications comme la télémétrie à courte distance et les réseaux de capteurs distribués.

Pour cette raison, l'achat d'une diode laser deux fois plus puissante que celle utilisée lors des expériences présentées dans ce mémoire motive d'ores et déjà une nouvelle campagne de caractérisation des lasers déclenchés fabriqués.

---

<sup>1</sup> [SAN] N. A. Sanford, IEEE J. Quantum Electron., QE-33 (1997) p. 1626.

## Publications et communications

- [GR1a] A. Grisard, E. Lallier, G. Garry, P. Aubert, "Ferroelectric integrated optics: recent developments", IEEE J. Quantum Electron., QE-33, 10 (1997) pp. 1727-35.
- [GR1b] A. Grisard, "Caractérisation de guides d'ondes dans le niobate de lithium dopé erbium pompé à 1,48  $\mu\text{m}$ ", Journées Nationales d'Optique Guidée (JNOG'96), Nice, France, 28-30/10/1996.
- [GR1c] A. Grisard, E. Lallier, "Towards sources in bulk-doped Er:LiNbO<sub>3</sub>", Third Workshop on Ferroelectrics for Integrated Optics (FIO III), Saint-Martin Vésubie, France, 03-06/09/1996.

## Références bibliographiques

- [ALFa] R. C. Alferness, "Integrated optics: technology and system applications converge", *Optics & Photonics News*, OSA Ed., 9 (1997) p. 16.
- [ALFb] R. C. Alferness, "Waveguide electrooptic modulators", *IEEE Trans. Microwave Theory & Tech.*, MTT-30, 8 (1982) pp. 1121-37.
- [AM Ia] J. Amin, J. A. Aust, N. A. Sanford, "Z-propagating waveguide lasers in rare-earth doped Ti:Er:LiNbO<sub>3</sub>", *Appl. Phys. Lett.*, 69, 25 (1996) p. 3785.
- [AM Ib] J. Amin, B. Dussardier, T. Schweizer, M. Hempstead, "Spectroscopic analysis of Er<sup>3+</sup> transitions in lithium niobate", *J. Luminescence*, 69 (1996) pp. 17-26.
- [ARM] F. Armani, "Génération de seconde harmonique par quasi accord de phase dans les guides d'onde LiNbO<sub>3</sub> et LiTaO<sub>3</sub>", Thèse de Doctorat, Université de Nice-Sophia Antipolis, 19/06/92.
- [AUZa] F. Auzel, "Materials and devices using double-pumped phosphors with energy transfer", *Proc. IEEE*, 61, 6 (1973) p. 758.
- [AUZb] F. Auzel, "Upconversion processes in coupled ions systems", *J. Lumin.*, 45 (1990) pp. 341-45.
- [BAB] V. G. Babadzhanyan, S. Georgescu, C. Ionescu, R. B. Kostanyan, V. Lupei, T. V. Sanamyan, V. R. Nikogosyan, "Optical properties of LiNbO<sub>3</sub> crystals activated by Er<sup>3+</sup> ions", *Izvestiya Akademii Nauk Armenii. Fizika*, 25, 6 (1990) pp. 356-59.
- [BAE] R. Baets, P. Kaczmarek, P. Vankwikelberge, "Design and modelling of passive and active optical waveguide devices", *Waveguide Optoelectronics*, NATO ASI E226, Ed. J. H. Marsh & R. M. De La Rue, Kluwer Academic Publishers (1992) pp. 21-71.
- [BAUa] 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) pp. 33-44.
- [BAUb] I. Baumann, R. Brinkmann, M. Dinand, W. Sohler, S. Westenhöfer, "Ti:Er:LiNbO<sub>3</sub> waveguide laser of optimized efficiency", *IEEE J. Quantum Electron.*, QE-32, 9 (1996) p. 1695.
- [BAUc] I. Baumann, S. Bosso, R. Brinkmann, R. Corsini, M. Dinand, A. Greiner, K. Schäfer, J. Söchtig, W. Sohler, H. Suche, R. Wessel, "Er-doped integrated optical devices in LiNbO<sub>3</sub>", *IEEE J. Sel. Topics in Quantum Electron.*, 2, 2 (1996) pp. 355-66.
- [BEL] K. G. Belabaev, A. A. Kaminski, S. E. Sarkisov, "Stimulated emission from electric LiNbO<sub>3</sub> crystals containing Nd<sup>3+</sup> and Mg<sup>3+</sup> ions", *Phys. Stat. Sol. (a)*, 28 (1975) p. K17.
- [BET] G. E. Betts, F. J. O'Donnell, K. G. Ray, "Measurement of optical damage in

- LiNbO<sub>3</sub> waveguide devices", Proc. IPR'93, Palm Springs, Ca., OSA Technical Digest Series vol. 10.
- [BLA] G. Blasse, H. S. Kiliaan, A. J. de Vries, "Concentration quenching of Gd<sup>3+</sup> luminescence in solids", *J. Lumin.*, 40 & 41 (1988) pp. 639-40.
- [BOUa] Y. Bourbin, M. Papuchon, S. Vatoux, A. Enard, M. Werner, B. Puech, "Efficacité de modulation dans les circuits optiques intégrés", *Revue Technique Thomson-CSF*, 15, 3 (1983) pp. 639-61.
- [BOUb] Y. Bourbin, A. Enard, C. Moronvalle, M. Werner, M. Papuchon, "Modulation hyperfréquence en optique intégrée", *Revue Technique Thomson-CSF*, 19, 3&4 (1987) pp. 519-50.
- [BUL] C. H. Bulmer, "Characteristics of Ti-indiffused waveguides in MgO-doped LiNbO<sub>3</sub>", *Electron. Lett.*, 20 (1984) p. 902.
- [BUR] W. K. Burns, P. H. Klein, E. J. West, L. E. Plew, "Ti-diffusion in Ti:LiNbO<sub>3</sub> planar and channel optical waveguides", *J. Appl. Phys.*, 50, 10 (1979) pp. 6175-82.
- [CHA] A. Chandonnet, G. Larose, "High-power Q-switched erbium fiber laser using an all-fiber intensity modulator", *Opt. Eng.*, 32, 9 (1993) pp. 2031-35.
- [DEL] E. Delevaque, T. Georges, M. Monerie, P. Lamouler, J.-F. Bayon, "Modeling of pair-induced quenching in erbium-doped silicate fibers", *IEEE Photon. Tech. Lett.*, 5, 1 (1993) p. 73.
- [DIG] M. J. F. Digonnet, M. K. Davis, R. H. Pantell, "Rate Equations for Clusters in Rare-Earth doped fibers", *Opt. Fib. Tech.*, 1 (1994) p. 48.
- [DIN] M. Dinand, W. Sohler, "Theoretical modeling of optical amplification in Er-doped Ti:LiNbO<sub>3</sub> optical waveguides", *IEEE J. Quantum Electron.*, QE-30, 5, (1994) pp. 1267-76.
- [EDW] G. J. Edwards, M. Lawrence, "A temperature-dependant dispersion equation for congruently grown lithium niobate", *Opt. Quant. Elec.*, 16 (1984) p. 373.
- [FEY] R. P. Feynman, R. B. Leighton, M. Sands, "Le cours de physique de Feynman, Electromagnétisme", Tome 2, Chapitre 24, Ed. InterEditions (1979), Paris.
- [FLE] M. Fleuster, C. Buchal, E. Snoeks, A. Polman, "Optical and structural properties of MeV erbium-implanted LiNbO<sub>3</sub>", *J. Appl. Phys.*, 75, 1 (1994) pp. 173-180.
- [FOU] 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) pp. 700-8.
- [FUKa] M. Fukuma, J. Noda, H. Iwasaki, "Optical properties in titanium-diffused LiNbO<sub>3</sub> strip waveguides", *J. Appl. Phys.*, 49, 7 (1978) pp. 3693-98.



- [FUKb] M. Fukuma, J. Noda, "Optical properties of titanium-diffused LiNbO<sub>3</sub> strip waveguides and their coupling-to-a-fiber characteristics", *Appl. Opt.*, 19, 4 (1980) pp. 591-97.
- [GAB] V. T. Gabrielyan, A. A. Kaminski, L. Li, "Absorption and luminescence spectra and energy levels of Nd<sup>3+</sup> and Er<sup>3+</sup> ions in LiNbO<sub>3</sub>", *Phys. Stat. Sol. (a)*, 3 (1970) p. K37.
- [GAN] P. Ganguly, D. C. Sen, S. Datt, J. C. Biswas, S. R. Lahiri, "Simulation of refractive index profiles for titanium indiffused lithium niobate channel waveguides", *Fiber Integr. Opt.*, 15, 2 (1996) pp. 135-47.
- [GLA] A. M. Glass, I. P. Kaminow, A. A. Ballman, D. H. Olson, "Absorption loss and photorefractive-index changes in Ti: LiNbO<sub>3</sub> crystals and waveguides", *Appl. Opt.*, 19, 2 (1980) p. 276.
- [HAL] D. G. Hall, "Effects of waveguide mode asymmetry on the laser diode-to-diffused waveguide coupling efficiency", *Appl. Opt.*, 18, 20 (1979) p. 3372.
- [HAN] D. Hannappe, "Modélisation et optimisation de composants optique intégrée sur niobate de lithium : Aide à la conception", Thèse de Doctorat, Université Paris VI, 08/10/96.
- [HARa] G. T. Harvey, G. Astfalf, A. Y. Feldblum, B. Kassahun, "The photorefractive effect in titanium indiffused lithium niobate optical directionnal couplers at 1.3 μm", *IEEE J. Quantum Electron.*, QE-22, 6 (1986) p. 939.
- [HARb] C. Harizi, R. Ricken, "Improved optical waveguide fabrication technology", Universität Paderborn Gesamthochschule, W. Sohler Ed., Annual Report 1993/94, pp. 19-20.
- [HEI] F. Heismann, R. Smith, "High-speed polarization scrambler with adjustable phase chirp", *IEEE J. Selec. Topics in Quantum Electron.*, 2, 2 (1996) p. 311.
- [HEM] M. Hempstead, J. E. Roman, C.C. Ye, J. S. Wilkinson, "Anomalously high uniform upconversion in an erbium-doped waveguide amplifier", *Proc. ECIO'95, Paper TuC4*, pp. 233-36.
- [HOC] G. B. Hocker, W. K. Burns, "Mode dispersion in diffused channel waveguides by the effective index method", *Appl. Opt.*, 16, 1 (1977) pp. 113-18.
- [HOL] R. J. Holmes, D. M. Smyth, "Titanium diffusion into LiNbO<sub>3</sub> as a Function of stoichiometry", *J. Appl. Phys.*, 55, 10 (1984) p. 3531.
- [HOV] G. N. van den Hoven, E. Snoeks, A. Polman, C. van Dam, J. W. N. van Uffelen, M. K. Smit, "Upconversion in Er-Implanted Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> waveguides", *J. Appl. Phys.*, 79, 3 (1996) pp. 1258-66.
- [HU] J. Hu, B. Wu, X. Jin, "Characteristic of a broadband Ti:LiNbO<sub>3</sub> optical modulator with buried electrodes and etched grooves in the buffer layer", *Fiber & Int. Opt.*, 16 (1997) pp. 269-76.

- [HUAa] C. Huang, L. McCaughan, D. M. Gill, "Evaluation of absorption and emission cross sections of Er-doped LiNbO<sub>3</sub> for application to integrated optic amplifiers", *IEEE J. Lightwave Technol.*, 12, 5 (1994) pp. 803-9.
- [HUAb] C. Huang, L. McCaughan, "980-nm-pumped Er-doped LiNbO<sub>3</sub> waveguide amplifiers: a comparison with 1480 nm pumping", *IEEE J. Selec. Topics in Quantum Electron.*, 2, 2 (1996) pp. 367-72.
- [HUAc] C. Huang, L. McCaughan, "Er-Indiffused Ti:LiNbO<sub>3</sub> channel waveguide optical amplifiers pumped at 980 nm", *Electron. Lett.*, 32, 3 (1996) p. 215.
- [JACa] J. L. Jackel, A. M. Glass, G. E. Peterson, C. E. Rice, D. H. Orson, J. J. Veselka, "Damage resistant LiNbO<sub>3</sub> waveguides", *J. Appl. Phys.*, 55, 1 (1984) pp. 269-70.
- [JACb] J. L. Jackel, "Suppression of out-diffusion in titanium-diffused LiNbO<sub>3</sub>: a review", *J. Opt. Comm.*, 3, 3 (1982) p. 82.
- [JER] F. Jermann, M. Simon, E. Krätzig, "Photorefractive properties of congruent and stoichiometric lithium niobate at high light intensities", *J. Opt. Soc. Am. B*, 12, 11 (1995) p. 2066.
- [JOH] L. F. Johnson, H. J. Guggenheim, T. C. Rich, F. W. Ostermayer, "Infrared-to-visible conversion by rare-earth ions in crystals", *J. Appl. Phys.*, 43, 3 (1972) pp. 1125-37.
- [KOJ] S. Kojima, "Composition variation of optical phonon damping in lithium niobate crystals", *Jpn. J. Appl. Phys.*, 32, Part 1, 9B (1993) pp. 4373-76.
- [KON] Y. Kondo, S. Miyaguchi, A. Onoe, Y. Fujii, "Quantitatively measured photorefractive sensitivity of proton-exchanged lithium niobate, proton-exchanged magnesium oxide-doped lithium niobate, and ion-exchanged potassium titanyl phosphate waveguides", *Appl. Opt.*, 33, 16 (1994) pp. 3348-52.
- [KOR] S. K. Korotky, W. J. Minford, L. L. Buhl, M. D. Divino, R. C. Alferness, "Mode size and method for estimating the propagation constant of single-mode Ti:LiNbO<sub>3</sub> strip waveguides", *IEEE J. Quantum Electron.*, QE-18, 10 (1982) p. 1796.
- [KUZ] Y. S. Kuzminov, V. V. Osiko, "Non-stoichiometric composition of LiNbO<sub>3</sub> Crystal", *Ferroelectrics*, 142 (1993) pp. 105-13.
- [LAD] F. Ladouceur, "Roughness, inhomogeneity and integrated optics", *J. Lightwave Technol.*, 15, 6 (1997) pp. 1020-25.
- [LAL] E. Lallier, "Lasers guides d'onde dans Nd:LiNbO<sub>3</sub>", Thèse de Doctorat, Université de Paris-Sud, Centre d'Orsay, 16/12/92.
- [LAU] F. Laurell, J. Webjörn, G. Arvidsson, J. Holmberg, "Wet etching of proton-exchanged lithium niobate - A novel processing technique", *IEEE J. Lightwave Technol.*, 10, 11 (1992) pp. 1606-9.
- [LEE] S. S. Lee, M. C. Oh, Y. K. Jhee, S. Y. Shin, "Y-cut LiNbO<sub>3</sub> directional

- coupler with self-aligned electrode", IEEE J. Lightwave Technol., 12, 5 (1994) p. 872.
- [LEF] H. C. Lefevre, "Single-mode fibre fractional wave devices and polarisation controllers", Electron. Lett., 16, 20 (1980) pp. 778-80.
- [LOR] A. Lorenzo, L. E. Bausa, J. Garcia Sole, "Optical characterization of Ho<sup>3+</sup> ions in LiNbO<sub>3</sub>:MgO crystals", J. Phys. Condens. Matter, 6, (1994) p. 1065.
- [MEA] R. J. Mears, S. R. Baker, "Erbium fiber amplifiers and lasers", Opt. Quant. Elec., Tutorial Review, 24 (1992), pp. 517-538.
- [MAS] H. Masuda, A. Takada, K. Aida, "Modeling the gain degradation of high concentration erbium-doped fiber amplifiers by introducing inhomogeneous cooperative up-conversion", J. Lightwave Technol., 10, 12 (1992) pp. 1789-99.
- [MINa] W. J. Miniscalco, R. S. Quimby, "General procedure for the analysis of Er<sup>3+</sup> cross sections", Opt. Lett., 16, 4 (1991) pp. 258-60.
- [MINb] W. J. Minford, S. K. Korotky, R. C. Alferness, "Low-loss Ti:LiNbO<sub>3</sub> waveguide bends at  $\lambda=1.3 \mu\text{m}$ ", IEEE J. Quantum Electron., QE-18, 10 (1982) pp. 1802-06.
- [MINc] W. J. Minford, "The taming of LiNbO<sub>3</sub>", Third Workshop on Ferroelectrics for Integrated Optics (FIO III), Saint-Martin Vésubie, France, 03-06/09/1996.
- [NAB] C. D. Nabors, "Q-switched operation of quasi-three-level lasers", IEEE J. Quantum Electron., QE-30, 12 (1994) pp. 2896-901.
- [NAG] H. Nagata, H. Takahashi, H. Takai, T. Kougo, "Impurity evaluations of SiO<sub>2</sub> films formed on LiNbO<sub>3</sub> substrates", Jpn. J. Appl. Phys., 34, Part 1, 2A (1995) pp. 606-609.
- [NIL] J. Nilsson, P. Blixt, B. Jaskorzynska, J. Babonas, "Evaluation of Parasitic Upconversion Mechanism in Er<sup>3+</sup>-doped silica glass fibers by analysis of fluorescence at 980 nm", IEEE J. Lightwave Technol., 13, 3 (1995) p. 341.
- [NOZ] T. Nozawa, S. Miyazawa, "Ferroelectric Microdomains in Ti-diffused LiNbO<sub>3</sub> devices", Jpn. J. Appl. Phys., 35, Part 1, 1A (1996) pp. 107-13.
- [NUNa] L. Nùñez, J. O. Tocho, J. A. Sanz-Garcia, E. Rodriguez, F. Cussó, D. C. Hanna, A. C. Tropper, A. C. Large, "Optical absorption and luminescence of Tm<sup>3+</sup>-doped LiNbO<sub>3</sub> and LiNbO<sub>3</sub>(MgO) crystals", J. Lumin., 55 (1993) pp. 253-63.
- [NUNb] L. Nùñez, G. Lifante, F. Cussó, "Polarization effects on the line-strength calculations of Er<sup>3+</sup>-doped LiNbO<sub>3</sub>", Appl. Phys. B, 62 (1996) pp. 485-91.
- [PAP] M. Papuchon, "Utilisation des coupleurs directionnels pour la modulation en optique intégrée", Thèse d'Etat, Université de Nice, 23/06/78.
- [PAS] F. Di Pasquale, M. Federighi, "Modeling of uniform and pair-induced upconversion mechanism in high-concentration erbium-doped silica

- waveguides", *J. Lightwave Technol.*, 13, 9 (1995) pp. 1858-64.
- [PEA] L. A. Peach, "Optical coatings enhance system performance", *Laser Focus World*, 4 (1997) pp. 119-125.
- [PRA] O. Prat, Y. Bourbin, A. Enard, M. Papuchon, "Diagrammes de commutation du coupleur à jonction Y", *Revue Technique Thomson-CSF*, 19, 3&4 (1987) pp. 551-73.
- [PRO] A. M. Prokhorov, Y. S. Kuz'minov, "Physics and chemistry of crystalline lithium niobate", IOP Ed. (1990), Bristol.
- [QUI] R. S. Quimby, W. J. Niniscalco, B. Thompson, "Clustering in erbium-doped silica glass fibers analyzed using 980 nm excited-state absorption", *J. Appl. Phys.*, 76, 8 (1994) pp. 4472-78.
- [RAM] J. Rams, J. Olivares, J. M. Cabrera, "High-index proton-exchanged waveguides in Z-cut LiNbO<sub>3</sub> with undegraded nonlinear optical coefficients", *Appl. Phys. Lett.*, 70, 16 (1997) pp. 2076-78.
- [REG] R. Regener, W. Sohler, "Loss in low-finesse Ti:LiNbO<sub>3</sub> optical waveguide resonators", *Appl. Phys. B*, 36 (1985) pp. 143-47.
- [RIV] L. Rivière, "Influence des paramètres de fabrication sur un coupleur directif électrooptique en LiNbO<sub>3</sub>:Ti sur ses facteurs de mérite", Thèse de Doctorat, Université de Paris-Sud, Centre d'Orsay, 01/02/85.
- [ROM] J. E. Román, M. Hempstead, C. Ye, S. Nouh, P. Camy, P. Laborde, C. Lermiaux, "1.7  $\mu\text{m}$  excited state absorption measurement in erbium-doped glasses", *Appl. Phys. Lett.*, 67 (1995) p. 470.
- [SAN] N. A. Sanford, "Introduction to the feature issue on recent advances in lithium niobate optical technology", *IEEE J. Quantum Electron.*, QE-33, 10 (1997) p. 1626.
- [SCHa] R. V. Schmidt, I. P. Kaminow, "Metal-diffused optical waveguides in LiNbO<sub>3</sub>", *Appl. Phys. Lett.*, 25 (1974) p. 458.
- [SCHb] T. Schulze, I. Baumann, "AFM investigation of Er:Ti:LiNbO<sub>3</sub> surface morphology", Universität Paderborn Gesamthochschule, W. Sohler Ed., Annual Report 1993/94, pp. 17-18.
- [SHI] W. Q. Shi, M. Bass, M. Birnbaum, "Effects of energy transfer among Er<sup>3+</sup> ions on the fluorescence decay and lasing properties of heavily doped Er:YALO", *J. Opt. Soc. Am. B*, 7, 8 (1995) pp. 1456-62.
- [SMA] R. G. Smart, J. N. Carter, A. C. Tropper, D. C. Hanna, "Continuous-wave oscillation of Tm<sup>3+</sup>-doped fluorozirconate Fiber lasers at 1.47  $\mu\text{m}$ , 1.9  $\mu\text{m}$  and 2.3  $\mu\text{m}$  when pumped at 790 nm", *Opt. Comm.*, 82 (1992) p. 563.
- [SÖC] J. Söchtig, H. Schütz, R. Widmer, C. Cordini, D. Hiller, C. Armannini, G. Consonni, S. Bosso, L. Gobbi, "Monolithically integrated DBR waveguide laser and intensity modulation in erbium-doped LiNbO<sub>3</sub>", *Electron. Lett.*, 32, 10 (1996) p. 899.

- [SUC] H. Suche, W. Qiu, R. Wessel, A. Greiner, "Q-Switch Ti:Er:LiNbO<sub>3</sub> waveguide laser", Universität Paderborn Gesamthochschule, W. Sohler Ed., Annual Report 1995/96, pp. 61-62.
- [SNY] A. W. Snyder, J. D. Love, "Optical waveguide theory", Sec. 12, Chapman & Hall (1983), London.
- [TAN] E. Tanguy, J. P. Pocholle, G. Feugnet, C. Larat, M. Schwarz, A. Brun, P. Georges, "Mechanically Q-switched co-doped Er-Yb glass laser under Ti:sapphire and diode pumping", Electron. Lett., 31, 6 (1995) p. 458.
- [TER] L. Terrier, "Mesure du gain laser de guides d'onde dans le niobate de lithium dopé erbium", Rapport de Stage FIRST 2<sup>ème</sup> année, Université de Bourgogne, 1992-93.
- [THØ] J. Thøgersen, N. Bjerre, J. Mark, "Multiphoton absorption and cooperative upconversion excitation in Er<sup>3+</sup>-doped fibers", Opt. Lett., 18, 3 (1993) pp. 197-99.
- [VAT] S. Vatoux, Y. Combemale, A. Enard, J. M. Arnoux, M. Papuchon, "Le couplage de l'énergie lumineuse entre guides optiques monomodes", Revue Technique Thomson-CSF, 15, 3 (1983) pp. 663-710.
- [VEA] D. L. Veasey, J. M. Gary, J. Amin, J. A. Aust, "Time-dependant modeling of erbium-doped waveguide lasers in lithium niobate pumped at 980 and 1480 nm", IEEE J. Quantum Electron., QE-33, 10 (1997) pp. 1647-62.
- [VES] J. J. Veselka, S. K. Korotky, "Pulse generation for soliton systems using lithium niobate modulators", IEEE J. Selec. Topics in Quantum Electron., 2, 2 (1996) p. 311.
- [VOL] R. Volk, "Absorption loss in Ti:LiNbO<sub>3</sub>-stripe waveguides—a new measurement technique—", Proc. 5<sup>th</sup> ECIO, SPIE Vol. 1141 (1989) p. 146.
- [WEB] J. Webjörn, D. Nam, S. Siala, R. Warts, "Nonlinear waveguides on the way to the market place", Optics & Photonics News, OSA Ed., 4 (1997) p. 16.
- [WIT] O. Witte, H. Stolz, W. Von der Osten, "Upconversion and site-selective spectroscopy in erbium-doped LiNbO<sub>3</sub>", J. Phys. D: Appl. Phys., 29 (1996) pp. 561-68. Erratum p. 2525.
- [YAR] A. Yariv, "Quantum electronics", Wiley Ed. (1975), New-York.

# Table des matières

INTRODUCTION.....	7
<b>1. DES IONS DANS UNE MATRICE.....</b>	<b>13</b>
1.1. Cristallographie et propriétés optiques .....	15
1.1.1. Généralités sur le niobate de lithium .....	15
• Quelques propriétés structurales .....	15
• Quelques phénomènes physiques .....	16
• Quelques applications .....	17
1.1.2. Biréfringence et optique intégrée.....	18
• Indices de réfraction.....	18
• Choix de l'orientation .....	19
• Indice et effet photoréfractif.....	20
1.1.3. Dopage à l'erbium.....	21
• Concentration uniforme.....	21
• Diffusion à haute température .....	23
• Niveaux d'énergie.....	25
1.2. Quelques expériences simples.....	27
1.2.1. Spectroscopie d'absorption à l'état stationnaire.....	27
• Rappels sur les unités .....	27
• Spectres en lumière polarisée .....	28
• Ecarts à la loi de Beer-Lambert .....	32
1.2.2. Spectroscopie d'émission à l'état stationnaire .....	33
• Précautions expérimentales .....	33
• Mesures résolues en puissance de pompage .....	34
• Calcul de la section efficace d'émission .....	35
1.2.3. Spectroscopie d'émission résolue dans le temps.....	37
• Emission vers 1530 nm.....	37
• Emission vers 980 nm.....	37
• Emission vers 550 nm.....	38
1.3. De six à deux niveaux .....	39
1.3.1. Mécanismes de conversion d'énergie .....	39
• Absorption par l'état excité.....	39
• Transferts d'énergie.....	41
• Identification des phénomènes dominants .....	44
1.3.2. Equations d'état des populations .....	45
• Contexte.....	45
• Pompage à 1480 nm.....	46
• Pompage à 980 nm.....	47
1.3.3. Exploitation des expériences .....	48
• Vérification des hypothèses .....	48
• Coefficient de conversion homogène.....	49
• Conclusion de la modélisation .....	51
1.4. En résumé .....	54

<b>2.</b>	<b>DES GUIDES D'ONDE INTEGRES .....</b>	<b>55</b>
2.1.	Conception.....	57
2.1.1.	Généralités.....	57
	• <i>Guidage et modifications locales de l'indice</i> .....	57
	• <i>Modes des guides à faible gradient d'indice</i> .....	58
	• <i>Solution technologiques</i> .....	59
2.1.2.	Diffusion de titane.....	60
	• <i>Origines du choix</i> .....	60
	• <i>Guides monomodes dans Ti:Er:LiNbO<sub>3</sub></i> .....	60
	• <i>Pertes et maille cristalline</i> .....	62
2.1.3.	Modulateurs.....	63
	• <i>Lasers déclenchés et effet électro-optique</i> .....	63
	• <i>Coupleurs directionnels</i> .....	65
	• <i>Interféromètres de Mach-Zender</i> .....	68
2.2.	Fabrication .....	69
2.2.1.	Photolithographie .....	69
	• <i>Préparation des substrats</i> .....	69
	• <i>Dépôts et gravures</i> .....	69
	• <i>Reproductibilité</i> .....	71
2.2.2.	Diffusion à haute température .....	72
	• <i>Recuits sous oxygène et exodiffusion de lithium</i> .....	72
	• <i>Dopage à l'erbium</i> .....	72
	• <i>Reproductibilité</i> .....	73
2.2.3.	Systèmes d'électrodes .....	75
	• <i>Couches tampons et dépôts d'or</i> .....	75
	• <i>Bande passante</i> .....	75
	• <i>Dérives</i> .....	75
2.3.	Caractérisation .....	77
2.3.1.	Couplage avec des fibres monomodes.....	77
	• <i>Imagerie en champ proche</i> .....	77
	• <i>Réflexions aux interfaces</i> .....	80
	• <i>Prévisions et reproductibilité du couplage</i> .....	81
2.3.2.	Mesure des pertes à la propagation .....	82
	• <i>Instrumentation</i> .....	82
	• <i>Influence de la longueur d'onde</i> .....	84
	• <i>Influence du dopage</i> .....	84
2.3.3.	Evaluation de l'effet photoréfractif.....	85
	• <i>Manifestations</i> .....	85
	• <i>Influence de la longueur d'onde</i> .....	86
	• <i>Influence du dopage</i> .....	86
2.4.	En résumé .....	87

<b>3.</b>	<b>UN MODELE ET DES LASERS .....</b>	<b>89</b>
3.1.	Préliminaires.....	91
3.1.1.	Modélisation des guides Ti:LiNbO <sub>3</sub> .....	91
	• Cahier des charges.....	91
	• Surface effective et ajustements gaussiens .....	92
	• Profils de dopant .....	93
3.1.2.	Autres hypothèses simplificatrices.....	95
	• Saturation du gain à fort signal.....	95
	• Amplification de l'émission spontanée.....	95
	• Influence de la largeur spectrale de la pompe.....	95
3.1.3.	Modélisation de l'amplification optique.....	96
	• Saturation de l'absorption .....	96
	• Gain en petit signal.....	98
	• Optimisation du temps de calcul .....	100
3.2.	Calculs et mesures de gain.....	101
3.2.1.	Evolution longitudinale de la puissance de pompage .....	101
	• Validation expérimentale .....	101
	• Cas du dopage en surface .....	102
	• Discussion.....	102
3.2.2.	Spectres de gain.....	103
	• Validation expérimentale .....	103
	• Cas du dopage en surface .....	106
	• Discussion.....	108
3.2.3.	Evolution longitudinale du gain.....	108
	• Validation expérimentale .....	108
	• Cas du dopage en surface .....	108
	• Discussion.....	109
3.3.	Démonstration des lasers .....	112
3.3.1.	Fermeture des cavités .....	112
	• Rappels.....	112
	• Miroirs diélectriques .....	113
	• Miroirs métalliques.....	114
3.3.2.	Lasers continus .....	115
	• Résultats expérimentaux .....	115
	• Prévisions théoriques .....	116
	• Etat de l'art et perspectives.....	116
3.3.3.	Lasers impulsionsnels .....	117
	• Résultats expérimentaux .....	117
	• Prévisions théoriques .....	117
	• Etat de l'art et perspectives.....	119
3.4.	En résumé .....	122
	<b>CONCLUSION .....</b>	<b>123</b>
	<b>REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES.....</b>	<b>126</b>



# **Lasers guides d'onde dans le niobate de lithium dopé erbium**

## **Résumé**

Le niobate de lithium dopé à l'erbium permet de tirer parti des propriétés optiques des ions terre rare et du fort coefficient électro-optique de la matrice. Il constitue ainsi un matériau prometteur pour la réalisation de lasers déclenchés monolithiques émettant vers  $1,5\ \mu\text{m}$ . En configuration guidée, l'obtention d'impulsions à forte puissance crête est en particulier envisageable à partir d'un pompage par diode laser du commerce et avec de faibles tensions de commande.

Dans cette perspective, un mécanisme prépondérant de réduction du gain aux fortes concentrations de dopant, caractéristique des cristaux dopés dans la masse, a été identifié et une méthode originale développée pour évaluer simplement ses effets de façon quantitative.

Ce mémoire souligne l'excellent accord entre les prévisions théoriques du modèle d'amplification optique mis en place puis adapté au cas de guides monomodes et les mesures réalisés sur les composants fabriqués dans le même temps par diffusion de bandes de titane dans des substrats dopés dans la masse et en surface.

Ceci a permis d'observer pour la première fois l'effet laser en continu dans des guides d'onde sur niobate de lithium dopé à l'erbium dans la masse et pompés par une diode à  $1,48\ \mu\text{m}$ . L'intégration de modulateurs électro-optiques a également conduit à l'observation d'impulsions déclenchées. Pour l'instant limitées par la puissance de pompe disponible, elles devraient pouvoir atteindre plusieurs centaines de watts de puissance crête avec des durées de quelques nanosecondes.

**Mots clés :** Lasers déclenchés, Optique intégrée, Erbium, transfert d'énergie, Niobate de lithium, Guides d'ondes, Diffusion de titane, Effet électro-optique.

## **Abstract**

Taking advantage of the combination of the lasing properties of rare earth ions with electrooptic behavior in erbium-doped lithium niobate can be particularly rewarding in a single-mode waveguide configuration, where the high energy confinement increases the laser gain and allows for the realization of high speed electro-optic components with low driving voltage, thus promising high peak power Q-switched lasers.

Toward this goal, a concentration-related gain reduction mechanism, adapted to bulk-doped crystals has been identified and a new method developed to simply evaluate its effects.

The corresponding modeling of optical amplification, described in the case of waveguides, is in good agreement with measurements carried out after titanium stripes indiffusion in various substrates, including erbium-indiffused ones.

This led to the first demonstration of laser action in erbium-doped lithium niobate waveguides pumped by a  $1.48\ \mu\text{m}$  diode. The further integration of electrooptic modulators also enabled to Q-switch the continuous wave lasers. Whereas the currently available pump power limits the pulses, predictions indicate future peak powers of several hundreds of watts and durations of a few nanoseconds.