



HAL
open science

**Réalisation d'un banc de mesure des coefficients
électro-optiques d'un guide d'onde planaire par lignes
noires : application à un cristal de LiNbO₃ implanté par
des protons**

Azzedine Boudrioua

► **To cite this version:**

Azzedine Boudrioua. Réalisation d'un banc de mesure des coefficients électro-optiques d'un guide d'onde planaire par lignes noires : application à un cristal de LiNbO₃ implanté par des protons. Matière Condensée [cond-mat]. Université Paul Verlaine - Metz, 1996. Français. NNT : 1996METZ052S . tel-01777173

HAL Id: tel-01777173

<https://hal.univ-lorraine.fr/tel-01777173>

Submitted on 24 Apr 2018

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.



AVERTISSEMENT

Ce document est le fruit d'un long travail approuvé par le jury de soutenance et mis à disposition de l'ensemble de la communauté universitaire élargie.

Il est soumis à la propriété intellectuelle de l'auteur. Ceci implique une obligation de citation et de référencement lors de l'utilisation de ce document.

D'autre part, toute contrefaçon, plagiat, reproduction illicite encourt une poursuite pénale.

Contact : ddoc-theses-contact@univ-lorraine.fr

LIENS

Code de la Propriété Intellectuelle. articles L 122. 4

Code de la Propriété Intellectuelle. articles L 335.2- L 335.10

http://www.cfcopies.com/V2/leg/leg_droi.php

<http://www.culture.gouv.fr/culture/infos-pratiques/droits/protection.htm>

UB 121 176



UNIVERSITE DE METZ ET SUPELEC



Laboratoire

Matériaux Optiques à Propriétés Spécifiques

Centre Lorrain d'Optique et Electronique des Solides

THESE

Soutenue le 25 Janvier 1996

pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITE DE METZ

en Physique

Option : Optoélectronique

Par

Azzedine BOUDRIOUA

BIBLIOTHEQUE UNIVERSITAIRE - METZ	
N° inv.	19961045
Cote	S/M3 96/52
Loc	Magasin

**REALISATION D'UN BANC DE MESURE DES
COEFFICIENTS ELECTRO-OPTIQUES D'UN GUIDE
D'ONDE PLANAIRE PAR LIGNES NOIRES.
APPLICATION A UN CRISTAL DE LiNbO_3
IMPLANTE PAR DES PROTONS**

Devant le jury:

- Y. LEVY** Directeur de recherche à l'IOTA (Paris) (président)
- A. CACHARD** Professeur à l'Université de St. Etienne (rapporteur)
- P. MORETTI** Maître de conférences à l'Université de Lyon I (rapporteur)
- M. P. de MICHELI** Chargé de recherche à l'Université de Nice
- J. C. LOULERGUE** Professeur à l'Université de Metz (directeur de thèse)
- G. VITRANT** Chargé de recherche à l'Université de Grenoble

*A mes parents, à mes frères et à mes soeurs.
A toute ma famille.*

REMERCIEMENTS

Le travail développé dans ce mémoire a été réalisé au sein du laboratoire de Matériaux Optiques à Propriétés Spécifiques (M.O.P.S) de l'Institut de recherche Centre Lorrain d'Optique et d'Electronique des Solides (C.L.O.E.S) de l'Université de Metz et Supélec.

Je tiens à remercier Messieurs les Professeurs Godefroy Kugel, directeur de l'institut, et Marc Fontana, directeur du laboratoire, pour m'avoir accueilli au sein de leur équipe.

Je tiens à exprimer ma reconnaissance à Monsieur le Professeur J.C. Loulergue, responsable et directeur de thèse d'avoir eu la patience de suivre ce travail jusqu'au bout. Ces encouragements et ces conseils ont été d'un intérêt certain pour l'aboutissement de ce travail.

Je suis très sensible à l'honneur que m'ont fait Messieurs les membres du jury en acceptant de lire et de juger ce mémoire : A. Cachard, Professeur à l'Université de St. Etienne (rapporteur); M. P. de Micheli, Chargé de recherche à l'Université de Nice; Y. Lévy, Directeur de recherche à l'IOTA (Paris) (président); J. C. Loulergue, Professeur à l'Université de Metz , P. Moretti, Maître de conférences à l'Université de Lyon (rapporteur) et I.G. Vitrant, Chargé de recherche à l'Université de Grenoble.

Je suis profondément touché par la gentillesse de Monsieur Paul Moretti et je tiens à lui exprimer ma gratitude pour son immense contribution à ce travail en particulier pour la réalisation de guides d'ondes par implantation ionique sans quoi ce travail n'aurait pas eu lieu.

Je ne saurais terminer sans remercier Regis Kremer et Philippe Bindner qui m'ont aidé à la frappe de ce mémoire avec une grande gentillesse et une grande efficacité.

Mes remerciements vont à tous mes collègues et amis avec qui j'ai plaisir à être et à travailler.



TABLE DES MATIERES

INTRODUCTION

CHAPITRE I : GUIDES D'ONDES PLANS

I.1 ETUDE DE LA PROPAGATION GUIDEE	3
I.1.1 DESCRIPTION GENERALE	3
I.1.2 GUIDES A GRADIENT D'INDICE	4
I.1.2.1 L'APPROXIMATION DES RAIES OPTIQUES	6
I.1.2.2 LA METHODE W.K.B	8
I.1.3 PROPAGATION DANS LES MILIEUX UNIAXES	12
I.2 FABRICATION DES GUIDES D'ONDES PLANS	13
I.2.1 DESCRIPTION GENERALE DES TECHNIQUES DE FABRICATION	13
I.2.1.1 TECHNIQUES DE DEPOT	14
I.2.1.2 TECHNIQUES DE SUBSTITUTION	15
I.2.2 TECHNIQUE D'IMPLANTATION	16
I.2.2.1 DESCRIPTION GENERALE	16
I.2.2.2 EFFETS DE L'IMPLANTATION	18
I.3 MATERIAUX POUR L'OPTIQUE INTEGREE	24
I.3.1 GENERALITES	24
I.3.2 LiNbO_3	25
I.3.2.1 CROISSANCE DU CRISTAL DE LiNbO_3	26
I.3.2.2 REALISATION DE GUIDES D'ONDES DANS LiNbO_3	27
I.4 TECHNIQUES DE COUPLAGE EN OPTIQUE GUIDEE	27
I.4.1 COUPLAGE TRANSVERSAL	27
I.4.1.1 COUPLAGE PAR LA TRANCHE	28
I.4.1.2 COUPLAGE PAR BISEAU	29
I.4.2 COUPLAGE LONGITUDINAL	29
I.4.2.1 COUPLAGE PAR RESEAU	30
I.4.2.2 COUPLAGE PAR PRISME	31
REFERENCES	39

CHAPITRE II : MONTAGE EXPERIMENTAL

II.1 GENERALITES	42
II.2 MONTAGE EXPERIMENTAL	42
II.2.1 DESCRIPTION GENERALE	42
II.2.2 LE DISPOSITIF DE COUPLAGE	44
II.2.3 LE DISPOSITIF DE MESURE	49
II.2.4 ARRANGEMENT GENERAUX	52
II.2.5 AUTOMATISATION DU DISPOSITIF	55
II.2.6 PRECISION DE LA MESURE	57
II.3 TRAITEMENT DES RESULTATS EXPERIMENTAUX	59
II.3.1 ETUDE THEORIQUE	60
II.3.1 DETERMINATION DE L'INDICE ET DE L'EPaisseur	64
3.1.a GUIDE A SAUT D'INDICE	64
3.1.b GUIDE A GRADIENT D'INDICE	69
REFERENCES	77

CHAPITRE III : RESULTATS EXPERIMENTAUX

ETUDE PRELIMINAIRE.....	79
III.1 ELABORATION ET CARACTERISATION DE GUIDES D'ONDES DE LiNbO_3 IMPLANTES.....	81
III.1.1 CONDITIONS EXPERIMENTALES DE FABRICATION.....	81
III.1.2 RESULTATS ET DISCUSSIONS.....	82
III.2 ELABORATION DE GUIDES D'ONDES IMPLANTES DANS LE LTB ($\text{Li}_2\text{B}_4\text{O}_7$).....	91
GENERALITE.....	91
III.2.1 ELABORATION DE GUIDES D'ONDES.....	93
III.2.2 RESULTATS ET DISCUSSIONS.....	93
III.3 MESURE DES PERTES DANS LES GUIDES D'ONDES PLANS.....	96
III.3.1 MESURES DES PERTES PAR COUPLGE EN BOU.....	96
III.3.2 MESURES DES PERTES PAR COUPLAGE PAR PRISME.....	97
III.3.3 MESURES DES PERTES PAR ANALYSE DE LA SURFACE.....	98
III.4 NOUVELLE APPROCHE DE LA MESURE DES PERTES DANS LES GUIDES D'ONDES PLANS.....	99
III.4.1 PRINCIPE DE LA MESURE.....	99
III.4.2 RESULTATS ET DISCUSSIONS.....	103
CONCLUSION.....	105
REFERENCES.....	107

CHAPITRE IV : CARACTERISATION ELECTROOPTIQUE DE GUIDES D'ONDES PLANS

INTRODUCTION.....	108
IV.1 L'EFFET ELECTROOPTIQUE.....	109
IV.1.2 GENERALITES.....	109
IV.1.3 CAS DU LiNbO_3	110
IV.2 TECHNIQUES DE MESURE DES COEFFICIENTS ELECTROOPTIQUES.....	117
IV.2.1 L'INTERFEROMETRE DE MACH-ZEHNDER.....	117
IV.2.2 LA TECHNIQUE DU CHANGEMENT DE POLARISATION.....	119
IV.3 TECHNIQUE DU DEPLACEMENT ANGULAIRE.....	121
IV.3.1 PRINCIPE.....	121
IV.3.2 ANALYSE DU CHAMP ELECTRIQUE.....	122
IV.3.3 RELATION ENTRE LA VARIATION DE L'INDICE ET LE DEPLACEMENT ANGULAIRE DES MODES.....	129
IV.3.4 DETERMINATION DES COEFFICIENTS ELECTROOPTIQUES.....	132
IV.4 RESULTATS ET DISCUSSIONS.....	134
IV.4.1 MESURE DES COEFFICIENTS ELECTROOPTIQUES r_{13} et r_{33} DU $\text{LiNbO}_3: \text{H}^+$	134
IV.4.2 ETUDE DES COEFFICIENTS ELECTROOPTIQUES EN FONCTION DE LA DOSE IMPLANTEE.....	138
CONCLUSION.....	142
REFERENCES.....	143
CONCLUSION GENERALE	

INTRODUCTION

Depuis quelques années, l'acheminement et le traitement de l'information par voie optique suscitent l'intérêt d'un nombre croissant de chercheurs dans le monde.

Le passage de l'optique classique où la taille des composants est de l'ordre du centimètre, à l'optique intégrée où la dimension des éléments est micrométrique démontre les efforts considérables réalisés ces dernières années dans ce domaine. Ceci est dû surtout par le champ d'applications important qu'offrent les systèmes optiques intégrés, pour remplacer les systèmes électroniques.

En effet l'optique intégrée présente un certain nombre d'avantages:

Par son intégration, le dispositif n'est plus sensible aux déformations et l'alignement des différents éléments reste stable, même si la température change - Par ses dimensions réduites, les tensions de commande des fonctions optiques basées sur les effets électro-optiques, acousto-optiques, etc. sont plus faibles - La haute densité d'énergie électromagnétique acquise par le confinement de la lumière injectée dans ces systèmes, permet l'utilisation d'effets paramétriques, avec de faibles niveaux de commande en intensité - Leurs dimensions réduites, de l'ordre du cm^2 , assurent finalement à ces dispositifs, légèreté et maniabilité -

L'élément de base d'un circuit optique intégrée est le guide d'onde plan - Il est dans ce domaine ce qu'est le fil conducteur pour l'électronique .

Il est possible à partir de cet élément simple, de réaliser différents composants optiques de base, comme des sources, des modulateurs, des déviateurs etc. - D'où l'intérêt d'étudier ce composant de base.

La maîtrise de l'optique intégrée passe par la recherche de nouveaux guides plans, et la compréhension de leur fonctionnement, afin de les améliorer - Deux facteurs sont essentiels pour réaliser cet objectif: D'une part dominer la fabrication des structures guidantes et d'autre part, caractériser aussi finement que possible leurs performances optiques linéaires et non linéaires.

L'élaboration de guides d'ondes plans à elle seule constitue un champ de travail très vaste et complexe. De nombreuses techniques ont été étudiées, mais récemment celle basée sur l'implantation d'ions légers semble prometteuse, et pourrait prétendre être meilleure que les autres.

La caractérisation de guides utilise, entre autre, la technique de couplage par prisme. Ces nombreux avantages font qu'elle est considérée comme la mieux adaptée.

C'est dans ces conditions que nous avons réalisé au laboratoire un banc de mesure par spectroscopie 'm-lines' des performances optiques linéaires et non linéaires de guide d'onde élaborés par implantation d'ions légers .

Ce travail qui introduit l'optique guidée dans le laboratoire, est présenté sous forme de quatre chapitres:

Le premier chapitre comprend des rappels portant successivement sur les propriétés de la propagation de la lumière dans un guide à structure plane, la technique de fabrication de guides plans par implantation d'ions et la technique de couplage/découplage de la lumière dans celui-ci, avec un ou deux prismes.

Le deuxième chapitre est consacré à la description détaillée du banc de mesure que nous avons réalisé au laboratoire. Ses performances sont évaluées et discutées.

Dans le troisième chapitre, nous exposons les résultats expérimentaux obtenus lors de la caractérisation optique de guides d'ondes réalisés par implantation d'ions de H^+ et He^+ dans du $LiNbO_3$, le cristal ferroélectrique choisi pour tester les performances de notre banc.

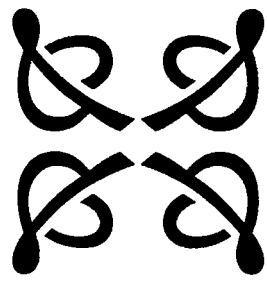
Nous rapportons également dans ce chapitre des résultats originaux sur des guides réalisés dans un cristal de tétraborate de lithium (LTB) implanté He^+ .

Les pertes optiques qui constituent un point essentiel dans les performances des guides sont évaluées dans ces cristaux grâce à une nouvelle méthode de mesure que nous avons développée.

Enfin le dernier chapitre traite la caractérisation EO de ces guides d'ondes. Aussi important que le banc que nous avons réalisé, cette étude est au coeur de notre travail. En effet, elle décrit une nouvelle approche d'évaluation des paramètres EO de guides plans et démontre que l'implantation de protons dans des cristaux ferroélectriques n'altère pratiquement pas leurs non linéarités intrinsèques.

Nous concluons ce travail sur les perspectives qu'offre un tel montage et les possibilités d'amélioration qui peuvent y être apporter dans le futur.





CHAPITRE I

GUIDES D'ONDES PLANS

I.1 ETUDE DE LA PROPAGATION GUIDEE	3
I.1.1 DESCRIPTION GENERALE	3
I.1.2 GUIDES A GRADIENT D'INDICE	4
I.1.2.1 L'APPROXIMATION DES RAIES OPTIQUES	6
I.1.2.2 LA METHODE W.K.B.....	8
I.1.3 PROPAGATION DANS LES MILIEUX UNIAXES	12
I.2 FABRICATION DES GUIDES D'ONDES PLANS	13
I.2.1 DESCRIPTION GENERALE DES TECHNIQUES DE FABRICATION	13
I.2.1.1 TECHNIQUES DE DEPOT	14
I.2.1.2 TECHNIQUES DE SUBSTITUTION	15
I.2.2 TECHNIQUE D'IMPLANTATION.....	16
I.2.2.1 DESCRIPTION GENERALE.....	16
I.2.2.2 EFFETS DE L'IMPLANTATION	18
I.3 MATERIAUX POUR L'OPTIQUE INTEGREE.....	24
I.3.1 GENERALITES.....	24
I.3.2 LiNbO_3	25
I.3.2.1 CROISSANCE DU CRISTAL DE LiNbO_3	26
I.3.2.2 REALISATION DE GUIDES D'ONDES DANS LiNbO_3	27
I.4 TECHNIQUES DE COUPLAGE EN OPTIQUE GUIDEE.....	27
I.4.1 COUPLAGE TRANSVERSAL.....	27
I.4.1.1 COUPLAGE PAR LA TRANCHE	28
I.4.1.2 COUPLAGE PAR BISEAU.....	29
I.4.2 COUPLAGE LONGITUDINAL	29
I.4.2.1 COUPLAGE PAR RESEAU.....	30
I.4.2.2 COUPLAGE PAR PRISME.....	31
REFERENCES.....	39



GUIDES D'ONDES PLANS

Les guides d'ondes plans sont des structure à trois couches permettant le confinement et la propagation d'une onde optique dans une direction bien déterminée à l'intérieur de la couche centrale dite couche guidante (Fig.I.1). Le confinement de l'onde optique s'effectue par des réflexions totales successives sur les deux interfaces couche guidante-substrat et couche guidante-superstrat.

Dans ce chapitre, nous rappelons les outils théoriques nécessaires à l'étude de ces composants optiques intégrés de base, les différentes techniques d'élaboration de ces structures guidantes ainsi que les principaux matériaux utilisés. Finalement, le dernier paragraphe sera consacré aux techniques d'excitation des modes guidés dans ces structures

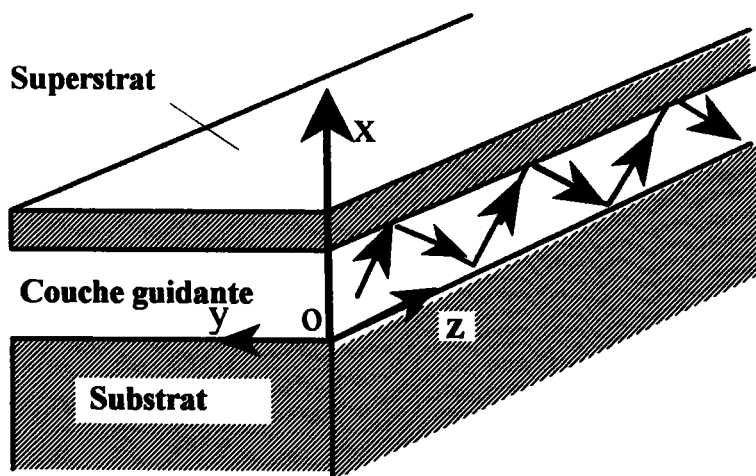


Figure I.1 Guide d'onde plan

L1 ETUDE DE LA PROPAGATION GUIDEE

L1.1 DESCRIPTION GENERALE

Considérons le cas d'une structure à trois milieux avec une couche centrale d'indice n et deux couches environnantes d'indices n_s et n_a que l'on pourrait appeler le substrat et le superstrat respectivement.

Le confinement de la lumière dans une telle structure (guide d'onde), est basé sur le phénomène de la Réflexion Totale (R.T) sur les deux interfaces (n, n_s) et (n, n_a). D'où l'apparition de deux angles critiques θ_{c1} et θ_{c2} définis par:

$$\sin \theta_{c1} = \frac{n_a}{n}$$

$$\sin \theta_{c2} = \frac{n_s}{n}$$

L1

Dans le cas où, $n > n_s > n_a$, on aura : $\theta_{c1} < \theta_{c2}$. et on peut distinguer trois situations, suivant l'angle de propagation θ :

a. $\theta < \theta_{c1}$ modes d'air (si $n_a = 1$):

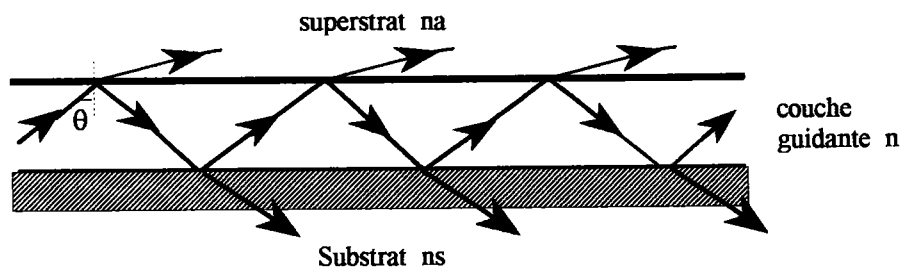


Fig. I.1.a Modes d'air

Dans ce cas, les conditions de réflexion totale sur les deux interfaces ne sont pas satisfaites et il n'y a pas de confinement de la lumière.

b. $\theta_{c1} < \theta < \theta_{c2}$ modes du substrat:

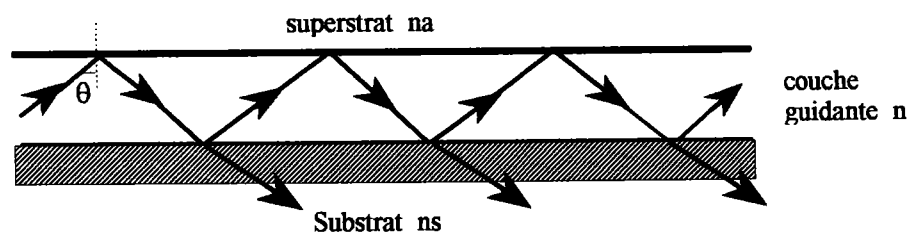


Fig. I.1.b Modes du substrat

La réflexion totale de la lumière se réalise uniquement sur l'interface couche guidante-superstrat (air). Une partie de la lumière est diffusée à travers l'interface couche guidante-substrat.

c. $\theta > \theta_{c2}$ modes guidés :

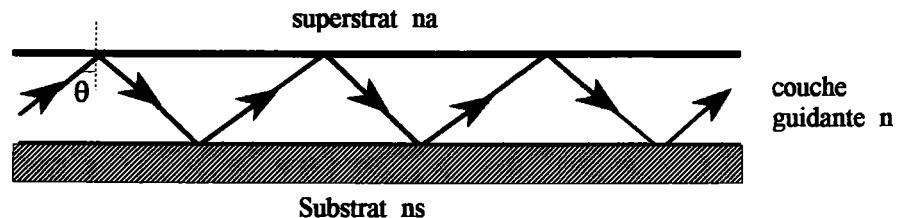


Fig.I.1.c Modes guidés

Dans cette situation, la lumière est en réflexion totale sur les deux interfaces, couche guidante-superstrat et couche guidante-substrat. Elle reste bien confinée entre elles. On parle de modes guidés bien confinés.

Les modes d'air et de substrat sont appelés les modes fuyants et ont été traités par Marcuse [1]. Ils peuvent être utilisés pour caractériser les propriétés optiques des guides d'ondes plans, comme l'ont montré T. N. Ding et al. [2].

Toutefois, nous ne nous intéressons, dans ce qui suit, qu'aux modes guidés qui permettent, théoriquement, une propagation sans perte, de la lumière dans la couche guidante et jouent un rôle très important en optique intégrée.

D'autre part nous nous limitons à rappeler le traitement des guides à gradient d'indice qui ont fait l'objet de notre travail. Le cas des guides d'ondes à saut d'indice est développé dans de nombreuses publications [3]

1.1.2 GUIDE A GRADIENT D'INDICE

Le profil d'indice de réfraction de la couche guidante, n , nous permet de distinguer deux types de guides d'ondes plans:

a. Les guides d'ondes à saut d'indice, où la valeur de l'indice n , le long de la profondeur x , reste constante (Fig.I.2.a) et donc, on peut écrire:

$$n = \text{cte}$$

Dans ce cas, le problème du confinement de la lumière est facile à traiter et admet une solution exacte [3].

b. Les guides d'ondes à gradient d'indice, où la variation de l'indice dépend de x (Fig.I.2.b). Alors on peut écrire:

$$n = n(x)$$

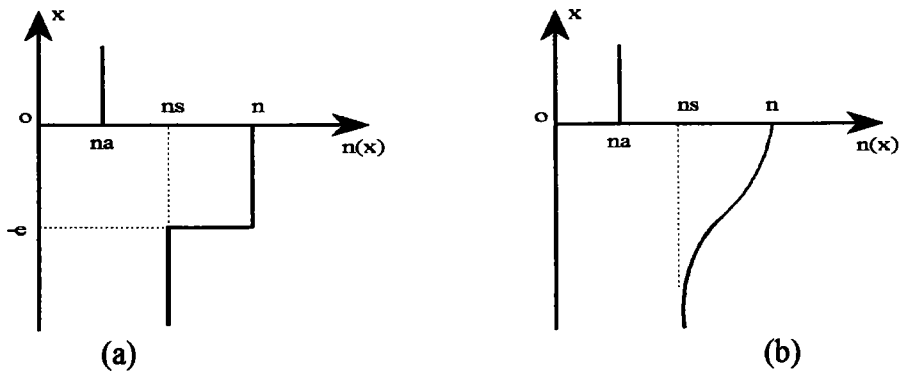


Fig. (I.2) (a) Guide d'onde à saut d'indice
(b) Guide d'onde à gradient d'indice

Ce type de guide d'onde est plus difficile à traiter du fait que l'indice de réfraction , $n=n(x)$, varie en fonction de la coordonnée de l'espace x .

Cependant , nous portons un grand intérêt à ces guides car ils ont fait l'objet de notre travail. Par conséquent, nous allons rappeler les moyens théoriques permettant leur études.

L'équation d'onde pour un tel guide pour une polarisation TE peut s'écrire:

$$\frac{\partial^2 E_y}{\partial x^2} + (k^2 n^2(x) - \beta^2) E_y = 0 \quad \text{I.2}$$

k : vecteur d'onde

β : constante de propagation

La résolution de ce problème plan est complexe et ne se fait analytiquement que pour quelques profils d'indices simples (Linéaire, Exponentiel, ...)[4]. Toutefois, la résolution de cette équation peut être effectuée en utilisant des méthodes approximatives telles que:

- a. L'approximation des multicouches.
- b. L'approximation des rayons optiques.
- c. La méthode .W.K.B.

Les deux dernières méthodes sont couramment, utilisées à cause de leur simplicité. Dans ce qui suit, nous allons détailler ces deux méthodes et particulièrement la méthode W.K.B, qui sera utilisée au cours de notre travail. Ces deux méthodes représentent, pour ce type de guide, les approches géométrique et électromagnétique respectivement.

I.1.2.1 L'APPROXIMATION DES RAYONS OPTIQUES

Elle consiste à exprimer la distribution de l'indice de réfraction sous la forme suivante:

$$n(x) = n_s + \Delta n \cdot f\left(\frac{x}{e}\right) \quad \text{I.3}$$

n_s : indice du substrat

$f(x/e)$: fonction monotone décroissante en fonction de x

$0 < f(x/e) < 1$

e : épaisseur du guide

La valeur maximale de n vaut $(n_s + \Delta n)$ à la surface du guide.

La trajectoire du rayon optique dans le guide est approchée par une combinaison de petits segments sur une distance de propagation infinitésimale Δz [5,6]. Le diagramme des vecteurs d'ondes est donné sur la figure (I.3).

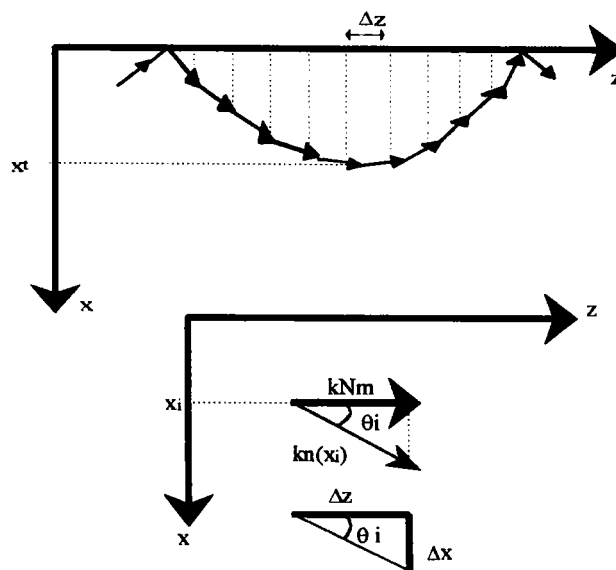


Fig. (I.3) Trajectoire d'un rayon optique dans un guide à gradient d'indice

On peut écrire:

$$\theta_i = \arccos\left(\frac{N_m}{n(x_i)}\right) \quad \text{I.4}$$

N_m : indice effectif

L'angle θ_i varie graduellement car il dépend de $n(x)$.

Cette équation indique que $\theta_i = 0$ pour $n(x_i) = N_m$. Elle permet, également, de déterminer la profondeur de pénétration maximale, x_t , pour laquelle l'onde optique rebondit et revient dans le guide. Ce point x_t est appelé le point tournant et la distance x_t est considérée comme étant l'épaisseur effective du guide [6].

La variation de la phase de l'onde sur la distance Δx_i est donnée par:

$$\Delta\Phi_i = kn(x_i) \sin\theta_i \Delta x_i = k(n^2(x_i) - N_m^2)^{1/2} \Delta x_i \quad \text{I.5}$$

Elle subit un déplacement dû à la réflexion totale interne sur la surface du guide qui peut être exprimé à partir des formules de Fresnel [7].

En considérant $\Delta n \ll n_s$ vrai, on peut écrire [5,6]:

$$\begin{aligned} \Phi_{(n,na)} &= \pi/2 & x &= 0 \text{ (interface } n, n_a) \\ \Phi_{(n,ns)} &= \pi/4 & x &= x_t \text{ (interface } n, n_s) \end{aligned}$$

La propagation d'un mode guidé dans une telle structure implique que la variation totale de la phase soit un multiple entier m de π et donc on peut écrire:

$$\sum_i \Phi_i - 2\Phi_{(n,na)} - 2\Phi_t = 2m\pi \quad \text{I.6}$$

avec

$$\sum_i \Phi_i = 2k \int_0^{x_t} (n^2(x) - N_m^2)^{1/2} dx$$

C'est l'équation de dispersion des modes guidés.

La normalisation de cette équation peut s'effectuer en prenant:

$$n^2(x) = n_s^2 + (n^2 - n_s^2) \cdot f\left(\frac{x}{e}\right)$$

avec $n = n_s + \Delta n$

En considérant : $V = ke\sqrt{(n^2 - n_s^2)}$, on peut écrire:

$$2V \int_0^{\xi_t} \sqrt{f(\xi) - b} \cdot d\xi = \left(2m + \frac{3}{2}\right)\pi \quad \text{I.7}$$

avec

$$\xi = \frac{x}{e}$$

$$\xi_t = \frac{x_t}{e} \quad \text{et} \quad b = f(\xi_t)$$

C'est l'équation de dispersion normalisée. Elle peut être résolue numériquement pour une fonction $f(\xi)$ donnée.

A titre d'exemple, pour un guide de LiNbO_3 fabriqué par diffusion de Ti, la fonction de distribution de l'indice de réfraction est exponentielle [8] et elle s'écrit :

$$f(\xi) = \exp(-\xi^2) \tag{I.8}$$

L'épaisseur de coupure des modes guidés, dans ce cas, peut être trouvée en considérant $b = 0$ dans l'équation (I.7).

En considérant que $x_t \rightarrow \infty$ pour les points de coupure et en utilisant l'intégrale connue, suivante:

$$\int_0^{\infty} \sqrt{\exp(-\xi^2)} \cdot d\xi = \sqrt{\frac{\pi}{2}}$$

on trouve l'épaisseur de coupure, normalisée:

$$V_m = \sqrt{2\pi} \left(m + \frac{3}{4} \right) \tag{I.9}$$

De l'étude précédente, on peut constater que cette méthode peut être appliquée à n'importe quel guide à gradient d'indice avec une fonction de distribution arbitraire. Par contre, elle ne tient pas compte de la distribution du champ électromagnétique du mode guidé.

Dans le cas où la distribution du champ électromagnétique et la dispersion des modes sont importantes à connaître, la méthode W.K.B est la mieux adaptée. Elle permet un traitement du problème à partir des équations de Maxwell. Elle fera l'objet du paragraphe suivant.

I.1.2.2 LA METHODE W.K.B :

Cette méthode a été développée par Wentzel, Kramers et Brillouin (d'où le nom WKB) à propos de problème de potentiels continûment variables en mécanique quantique [9]. Elle est applicable seulement pour des indices de réfraction qui varient lentement. L'équation à

résoudre est similaire à l'équation de Schrödinger pour la mécanique quantique et peut se mettre sous la forme suivante:

$$\frac{\partial^2 F(x)}{\partial x^2} + (k^2 n^2(x) - \beta^2)F(x) = 0 \quad \text{I.10}$$

$F(x)$ représente le champ E .

La constante de propagation β , valeur propre de l'équation est comprise entre $k_0 n_{\max}$ et $k_0 n_{\min}$. On peut définir deux zones dans le profil d'indice :

- Les valeurs de x pour lesquelles $k^2 n^2(x) - \beta^2 > 0$ où la solution est du type oscillatoire.
- Les valeurs de x pour lesquelles $k^2 n^2(x) - \beta^2 < 0$ où la solution est du type exponentielle décroissante (onde évanescente).

Donc, il existe dans le profil d'indice un point x_t pour lequel : $kn(x_t) = \beta$.

C'est le point tournant.

Dans la zone oscillatoire, on pose :

$$F(x) = A(x) \cdot \exp(i \cdot \Phi(x))$$

l'équation (I.10) devient :

$$\frac{d^2 A}{dx^2} - \left(\frac{d\Phi}{dx}\right)^2 A + i \left[2 \frac{d\Phi}{dx} \frac{dA}{dx} + \frac{d^2 \Phi}{dx^2} A \right] + [k^2 n^2(x) - \beta^2] A = 0$$

Finalement, on peut écrire:

$$\frac{d^2 A}{dx^2} - \left(\frac{d\Phi}{dx}\right)^2 A + [k^2 n^2(x) - \beta^2] A = 0 \quad \text{(a)}$$

I.11

$$2 \frac{d\Phi}{dx} \frac{dA}{dx} + \frac{d^2 \Phi}{dx^2} A = 0 \quad \text{(b)}$$

L'approximation W.K.B consiste à négliger le terme $\frac{d^2 A}{dx^2}$ dans l'équation (L11.a) . En réalité elle est équivalente à l'approximation de l'optique géométrique. En effet, on peut écrire:

$$\left(\frac{d\Phi}{dx}\right)^2 = k^2 n^2(x) - \beta^2$$

ce qui représente l'équation 'Eikonale' [10], base de l'optique géométrique qui décrit l'évolution d'un rayon de lumière dans un milieu d'indice variable donné par :

$$k^2 n^2(x) - \beta^2$$

En posant : $g(x) = \frac{d\Phi}{dx}$

on peut écrire:

$$2g \frac{dA}{dx} + \frac{dg}{dx} A = 0 \quad (\text{L12})$$

Deux solutions sont possibles:

a. soit :

$$\frac{dg}{dx} = \frac{dA}{dx} = 0 \quad \forall x$$

et donc, $g(x) = \text{cte}$. C'est à dire : $k^2 n^2(x) - \beta^2 = \text{cte}$

C'est le cas du guide d'onde plan à saut d'indice (pour un tel guide l'approximation W.K.B est une solution exacte. Ce qui explique que pour cette situation la méthode des rayons optiques donne les même résultats qu'un traitement complet à partir des équations de Maxwell.).

b. Soit, l'équation (L12) devient:

$$\frac{1}{A} \cdot \frac{dA}{dx} = -\frac{1}{2 \cdot g} \cdot \frac{dg}{dx}$$

d'où:

$$A(x) = \frac{C}{\sqrt{\frac{d\Phi}{dx}}} \quad \text{C: constante}$$

La solution oscillatoire peut donc s'écrire:

$$F(x) = \frac{C'}{\sqrt{\frac{d\Phi}{dx}}} \cdot \exp\left[i \cdot \int_0^{x_t} \frac{d\Phi}{dx} \cdot dx - \rho \right] \quad C', \rho = \text{Cte}$$

La partie réelle qui nous intéresse s'écrit :

$$F(x) = \frac{C'}{\sqrt{\frac{d\Phi}{dx}}} \cdot \cos\left(\int_0^{x_t} \left(k^2 \cdot n^2(x) - \beta^2 \right)^{1/2} dx - \rho \right)$$

On constate que $F(x)$ possède un pôle au point $k^2 n^2(x) = \beta^2$, c'est à dire au point tournant. Au voisinage de ce point, il n'est plus possible de négliger le terme $\frac{d^2 A}{dx^2}$ dans

l'équation (I.11.a).

Pour remédier à ce problème, l'approximation W.K.B linéarise le profil d'indice aux alentours du point tournant ce qui permet d'avoir une continuité entre la solution oscillatoire et la solution évanescente [11,12]. Au delà du point tournant la solution est exponentielle et ce cas ne présente pas d'intérêt particulier pour cette étude. A titre d'exemple la figure (I.4) donne la distribution du champ E pour le mode $m=0$ et $m=1$.

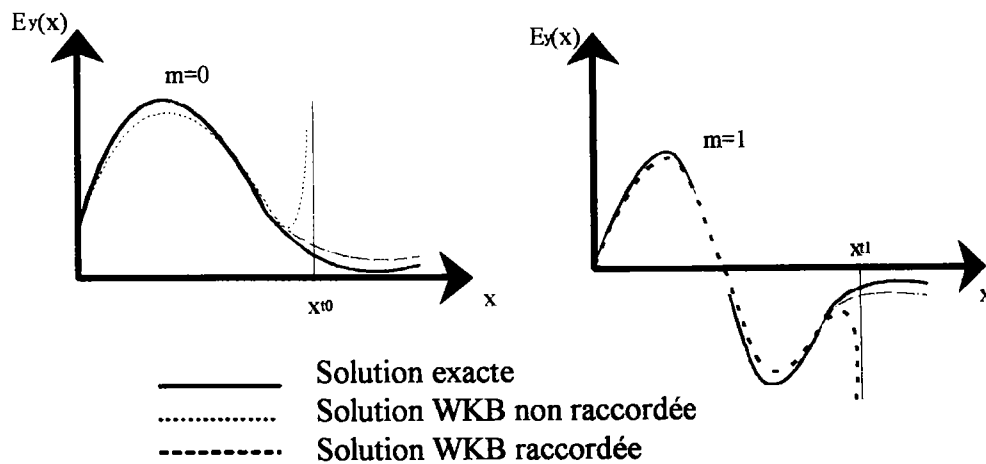


Fig. (I.4) Modes de propagation et différentes solutions correspondantes

Enfin, pour un profil d'indice quelconque $n(x)$, en utilisant les conditions de continuité du champ E, on peut obtenir l'expression générale de l'équation de dispersion suivante:

$$\int_0^{x_t} (k^2 n^2(x) - \beta^2) dx - \Phi_{(n,na)} - \Phi_{(n,ns)} = m\pi \quad \text{L13}$$

avec : $n(x_t) = \beta$
 $\Phi_{(n,ns)}, \Phi_{(n,na)}$: Le déphasage.

En résumé, on peut dire qu'à partir d'un profil d'indice $n(x)$ donné, l'approximation W.K.B permet de déterminer les constantes de propagations β_m par contre l'expression mathématique du champ est moins évidente et est constituée du raccordement de solutions localement valables.

Néanmoins, la méthode W.K.B semble être la plus adaptée pour les guides d'onde à profil d'indice à faible variation.

On vient de voir que l'étude des guides d'ondes optiques met en évidence l'importance de trois paramètres qui définissent les conditions de guidage et qui sont: l'indice de réfraction, l'épaisseur de la couche guidante et la constante de propagation (l'indice effectif du mode guidé). Cependant, toute cette étude a été faite pour des milieux supposés isotropes. En pratique les matériaux les plus utilisés et les plus importants pour l'optique intégrée sont souvent des matériaux anisotropes. Bien que la théorie que nous avons rappelée jusqu' à maintenant reste valable, il est quand même intéressant d'examiner cette situation de plus près.

L1.3. PROPAGATION DANS LES MILIEUX UNIAXES

Les milieux uniaxes sont des cristaux appartenant aux systèmes tétragonal, trigonal ou hexagonal.

Pour ce type de cristaux avec l'axe optique suivant Oz , on a :

$$\begin{aligned} n_x = n_y = n_o & \quad \text{C'est l'indice ordinaire.} \\ n_z = n_e & \quad \text{C'est l'indice extraordinaire.} \end{aligned}$$

d'autre part, si $n_o < n_e$ le cristal est dit positif sinon , c'est un cristal uniaxe négatif.

Considérons, maintenant, le cas du LiNbO_3 le matériau que l'on aura à utiliser pour la mise au point de notre banc de mesure.

Le LiNbO_3 est un matériau uniaxe négatif avec $n_o > n_e$ [13]. Dans ce cas, la propagation de la lumière s'effectue suivant deux ondes (figure I.5), l'une ordinaire polarisée suivant OB. Elle voit l'indice de réfraction ordinaire n_o , quelque soit l'angle θ . La seconde est l'onde extraordinaire polarisée parallèlement à OA , elle voit l'indice $n_e(\theta)$ qui dépend de l'angle θ suivant la relation suivante [5] :

$$n_e(\theta) = \frac{n_e n_o}{(n_e^2 \cos^2 \theta + n_o^2 \sin^2 \theta)^{1/2}} \quad \text{(L14)}$$

A partir de cette équation , on constate que l'indice vu par le rayon extraordinaire varie de $n_e(\theta) = n_o$ pour $\theta = 0$ à $n_e(\theta) = n_e$ pour $\theta = \pi/2$.

Dans le cas particulier où $\theta = 0$ (la propagation de l'onde s'effectue parallèlement à l'axe optique), le cristal se comporte comme un milieu isotrope d'indice n_o .

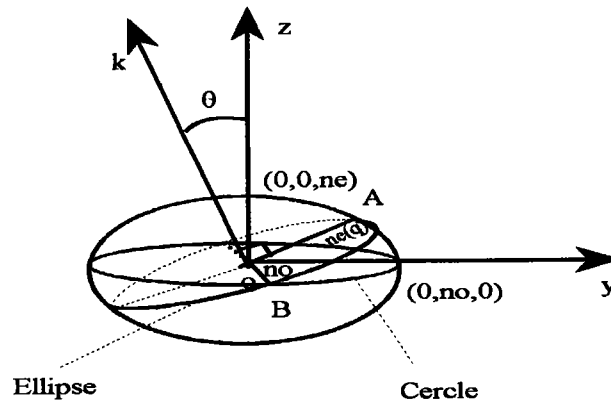


Fig. (I.5) Ellipsoïde des indices d'un cristal uniaxe négatif

Bref, suivant la polarisation de l'onde optique utilisée, on peut avoir accès à l'indice ordinaire ou bien à l'indice extraordinaire. D'autre part, l'équation de dispersion des modes guidés reste la même sauf que l'indice n prendra la valeur n_0 ou n_e selon la polarisation de l'onde.

I.2 FABRICATION DES GUIDES D'ONDES PLANS

Dans le paragraphe précédent, nous avons vu que les caractéristiques et le traitement de guides d'ondes plans dépendaient principalement de l'indice de réfraction de la couche guidante qui doit être supérieur à ceux des deux couches environnantes.

Donc, pour fabriquer une structure guidante, il suffit de provoquer une croissance de l'indice de réfraction de la couche centrale par rapport à celui des deux couches adjacentes. C'est le principe de base de toutes les techniques de fabrication de guides d'ondes existantes et nous allons exposer, dans ce chapitre celles les plus couramment utilisées.

Ainsi, on peut répartir ces techniques en deux familles qui sont:

a. Techniques de dépôt:

Basées sur le dépôt d'une couche mince d'indice élevé sur un substrat.

b. Techniques de substitution :

Où une couche d'indice élevé est créée par l'introduction d'ions dans un substrat

Les critères de base qui permettent de sélectionner une technique et pas une autre, sont :

- L'épaisseur, l'indice et leurs distributions.
- Les pertes
- La pureté du matériau et ses axes optiques.
- La stabilité
- La reproductibilité.
- Le coût et l'intérêt du matériau.

I.2.1 DESCRIPTIONS GÉNÉRALES DES DIFFÉRENTS TECHNIQUES DE FABRICATION DE GUIDES D'ONDES PLANS

Dans ce paragraphe, nous décrivons les principales techniques de fabrication de guides d'ondes plans. Nous insisterons, particulièrement, sur la technique d'implantation ionique que nous avons utilisée pour fabriquer les guides d'ondes plans qui ont fait l'objet de notre travail.

I.2.1.1 TECHNIQUE DE DEPOT

☞ DEPOT PAR LA TOURNETTE

Cette technique consiste à déposer une couche mince de matériau polymère sur un substrat [14]. En premier lieu, le polymère est dissous dans un solvant. Ensuite, une goutte de l'ensemble est déposée sur un substrat et étalée par rotation sur sa surface. Après le dépôt, le film subit généralement un processus thermique pour assurer son adhésion au substrat.

Cette technique est simple, pas chère et ne demande pas des moyens techniques sophistiqués. Par contre, la pureté et l'uniformité de la couche obtenue sont à discuter.

☞ DEPOT CHIMIQUE EN PHASE VAPEUR (CVD)

La technique décrite précédemment, est une technique de dépôt physique. La méthode C.V.D (Chemical Vapeur Deposition), consiste à provoquer des réactions chimiques entre les gaz et à les déposer sur un substrat. Ces réactions chimiques sont produites sous différentes conditions. Les dépôts à haute température et à pression atmosphérique sont les plus utilisées, notamment pour fabriquer des fibres optiques et des guides d'ondes sur verre [14]. Elle peut être utilisée, également, pour réaliser des couches minces sur des matériaux ferroélectriques [15].

☞ LA TECHNIQUE SOL-GEL

Cette technique est relativement récente. Elle est utilisée pour déposer des couches minces cristallisées sur des substrats de verre. Elle consiste à polymériser sous forme de gel, une solution contenant les composants à déposer et un solvant organique. Après un recuit, l'oxyde inorganique final est obtenu. Avec cette méthode, on peut obtenir des couches de 1000 à 5000 Å. Des couches plus épaisses peuvent être réalisées par des opérations multiples. Récemment, J. Mugnier et al. ont montré la faisabilité de guide d'onde de TiO_2 , $\text{TiO}_2\text{-SiO}_2$ et BaTiO_3 en utilisant cette technique [16,17]. Bien que, cette technique soit facile à mettre en oeuvre et ne demande pas un matériel coûteux, elle nécessite une bonne maîtrise des conditions d'élaboration car elle peut provoquer des contraintes qui induisent des fissures et des variations d'épaisseur dans la couche.

☞ LA CROISSANCE PAR EPITAXIE

Cette technique permet de réaliser des guides d'ondes actifs pour l'optique intégrée en particulier pour des systèmes optiques tels que les modulateurs et les interrupteurs optiques. Elle consiste à faire croître une couche mince cristalline sur un substrat à partir d'un matériau dont la structure est similaire à celle du substrat.

Elle est souvent utilisée pour réaliser des guides d'ondes dans des matériaux semi-conducteurs, comme ZnO et InP [18]. Des matériaux diélectriques sont, également, employés tels que LiNbO_3 et LiTaO_3 avec lesquels des modulateurs électro-optiques ont été réalisés [19].

I.2.1.1 TECHNIQUES DE SUBSTITUTION:

Cette famille de technique est basée sur l'introduction d'ions dans un substrat pour faire varier localement les indices de réfraction du milieu. Ces techniques donnent des guides d'ondes plans à gradient d'indice et elles sont utilisées, surtout, dans des cristaux comme les matériaux ferroélectriques.

I.2.1.1.1 PHENOMENES DE DIFFUSION

a. L'exo-diffusion :

Elle est parmi les premières méthodes à être utilisées pour la fabrication des guides d'ondes[20].

Dans ce cas, la couche mince à haute indice est créée par extraction, de la surface du substrat, de certains éléments qui entrent dans sa composition. L'opération se déroule sous des conditions de température et de pression particulières. Dans le LiNbO_3 , l'oxyde de lithium (Li_2O) est extrait de la surface à l'aide d'un traitement thermique pendant plusieurs heures à 1000°C sous vide ou sous atmosphère oxydante [21] provoquant, ainsi, une croissance de l'indice extraordinaire.

b. Diffusion dans le substrat:

Cette technique est celle qui a été la plus utilisée. Elle consiste à diffuser, dans le substrat, un matériau déposé sur sa surface, dans des conditions de température et de pression particulières (850°C - 1150°C), créant, ainsi, une couche mince à haut indice [22,23].

Dans le LiNbO_3 , par exemple, plusieurs espèces d'atomes, comme Mg, Ni, Zn, Fe, Co, Cr, V et Ti, peuvent être diffusés. La diffusion du Ti peut être réalisée sous une température de 1000°C pendant plusieurs heures à pression donnée. Celle du Li peut être effectuée sous atmosphère de vapeur dans un tube fermé ou semi-fermé pour éviter les problèmes d'exodiffusion à la surface [23]. D'une manière générale, par cette technique, les indices ordinaire et extraordinaire du matériau augmentent et les guides obtenus sont de bonnes qualités optiques. D'autre part les caractéristiques des guides, dans ce cas, peuvent être maîtrisées par l'intermédiaire des conditions expérimentales de diffusion, notamment, la concentration d'ions qui a, généralement, un profil Gaussien [24].

I.2.1.1.2. L'ECHANGE IONIQUE

C'est l'une des techniques les plus développées actuellement. Elle consiste à introduire le substrat dans un solvant pour réaliser un échange entre leurs ions (solvant et substrat).

L'immersion d'un échantillon de LiNbO_3 dans un sel fondu de AgNO_3 autour de 360°C pendant plusieurs heures, produit un échange des ions Ag^+ et Li^+ provoquant une croissance de l'indice extraordinaire [25]. D'autres ions peuvent également être échangés tels que Ti^+ et Li^+ [26].

Toutefois, les guides d'ondes fabriqués par échange d'ions dans le LiNbO_3 se sont avérés difficile à reproduire. C'est la raison pour laquelle, récemment, de nombreux travaux se sont tournés vers l'échange de protons qui suscite de plus en plus beaucoup d'intérêt.

Dans le LiNbO_3 la fabrication de guides d'ondes par échange de protons permet d'obtenir des guides de bonnes qualités optiques par contre les propriétés non linéaires en particulier, électro-optiques, semblent être très altérées[27].

D'autres matériaux sont également utilisés. L'échange d'ions de potassium par des protons dans le KTP (KTiOPO_4) permet d'obtenir une variation d'indice de l'ordre de 0.053 [28]

Plusieurs phénomènes liés à l'utilisation de cette technique peuvent apparaître. Ainsi, De Micheli [29] décrit des anomalies dans la détection des modes guidés, dans LiNbO_3 qui pourraient être expliquées par le fait que les protons induisent des tensions dans le matériau créant, ainsi, une structure de réseau (avec une épaisseur irrégulière)

L.2.2 TECHNIQUE D'IMPLANTATION

La technique d'implantation s'est récemment développée et devient de plus en plus l'alternance des techniques usuelles discutées ci-dessus. Plusieurs travaux ont porté sur l'utilisation de cette technique pour la fabrication de guides d'ondes dans une large gamme de matériaux cristallins dopés ou non dopés. En particulier, les travaux de P.D. Townsend et al. portant sur l'implantation des ions de He^+ et leurs effets pour fabriquer des guides d'ondes dans LiNbO_3 [30], BNN [31], BGO ($\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$) [32,33] ...etc., qui ont largement contribué au succès de cette méthode. D'autres auteurs se sont intéressés à l'utilisation de cette technique avec d'autres matériaux en implantant d'autres ions. Ainsi, P. Günter et al ont décrit une étude détaillée sur les effets de l'implantation de He^+ dans KNbO_3 [34,35].

P. Moretti de l'université de Lyon, a par la suite développé cette technique non seulement en utilisant d'autres types de matériaux mais aussi en implantant d'autre type d'ions comme , H^+ ... etc. [36]. D'ailleurs, une thèse de Doctorat a été soutenue, par S. Ould-salem sur les effets de l'implantation de H^+ dans LiNbO_3 . Ces travaux montrent que l'implantation d'ions légers (H^+ , He^+) permet d'obtenir des guides d'ondes de bonnes qualités guidantes. C'est, justement le type d'ions que nous avons utilisé pour réaliser les guides d'ondes plans au cours de notre travail.

L.2.2.1 DESCRIPTION GENERALE

L'implantation ionique consiste à utiliser un accélérateur de Van de Graff constitué d'une source d'ions , un accélérateur et plusieurs bras qui se terminent par des chambres à température contrôlée (figure I.6).

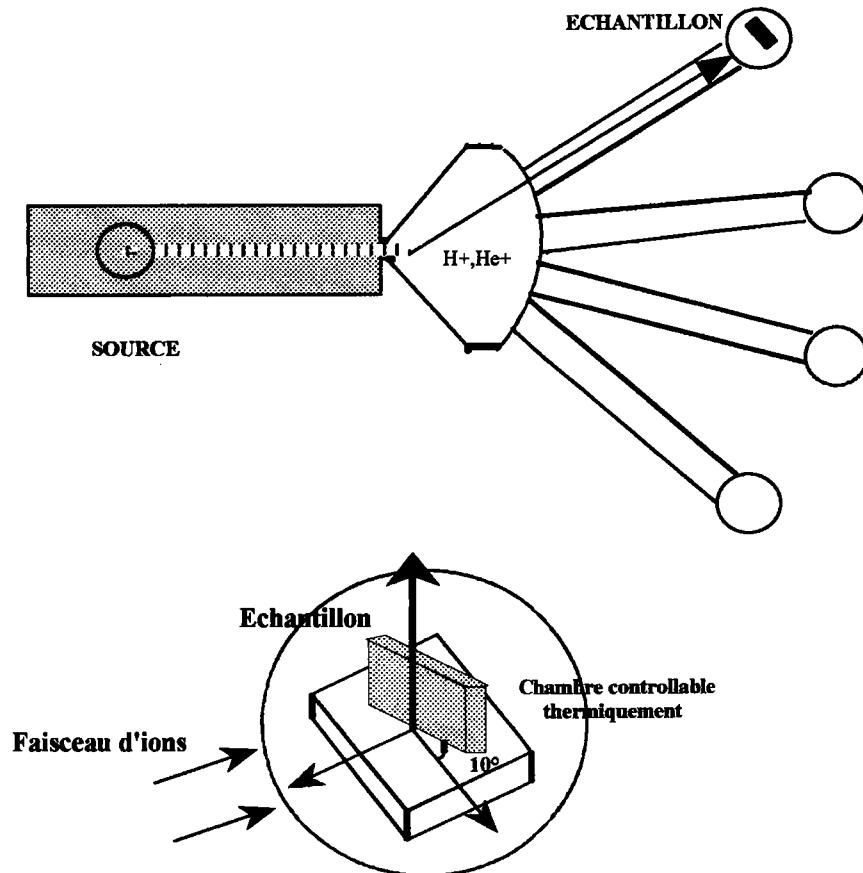


Fig. (I.6) Accélérateur de Van de Graaf (300 KeV- 2.2 MeV)

Le faisceau généré peut avoir une énergie entre 600 KeV et 2 MeV. L'échantillon à implanter est monté sur un plateau, à l'intérieur de la chambre. Sa face large est exposée au faisceau d'ions (H^+ , He^+) pendant que la température est maintenue autour de 300 K, pour éviter les effets thermiques du faisceau qui peuvent altérer le processus de fabrication, notamment, dans le cas des matériaux ferroélectriques. Pour éviter les effets de canalisation, l'échantillon est tourné de 10° par rapport au faisceau d'ions. Un balayage d'une surface de 10 cm^2 assure l'homogénéité de l'irradiation.

Avant d'évoquer les détails de cette technique, arrêtons-nous sur les avantages de celle-ci, qui peuvent facilement découler de la description précédente. On peut résumer ces derniers avec les points suivants:

- La quantité d'ions implantée peut être, facilement, maîtrisée en mesurant le faisceau d'ions comme un courant.
- L'énergie du faisceau permet de contrôler la profondeur d'implantation et d'obtenir, ainsi, des guides d'ondes avec des épaisseurs précises.
- Tous les ions peuvent, théoriquement, être utilisés.
- Il est possible de répartir différents types d'ions à des profondeurs différentes sur un même matériau cible.

I.2.2.2 EFFETS DE L'IMPLANTATION

A l'origine de la modification de l'indice de réfraction du substrat par implantation, se trouve l'interaction Ion-Matière [37]. Cette interaction s'effectue suivant deux mécanismes : les interactions avec les électrons de la cible (par chocs élastiques) et les collisions nucléaires (type coulombiennes) avec les noyaux des atomes du matériau.

Au cours de ces processus, les ions subissent une perte d'énergie électronique et nucléaire pour , finalement, s'implanter dans le substrat. Les deux pertes sont indépendantes et additives.

La perte d'énergie totale des ions est, donc donnée par :

$$\frac{\partial E}{\partial x} = \left(\frac{\partial E}{\partial x} \right)_{\text{elec.}} + \left(\frac{\partial E}{\partial x} \right)_{\text{nucl.}}$$

Deux types de défauts sont, ainsi, créés dans le matériau.

I.2.2.2.1 LES DEFAUTS ELECTRONIQUES

Lors d'une implantation, les ions pénètrent dans le cristal avec une grande vitesse et transfèrent par un processus inélastique, une partie de leurs énergies aux électrons de ces atomes qui sont, alors , excités et ionisés. Deux types d'interactions, ions-électrons, peuvent être distingués, suivant l'énergie de l'ion incident. Ceci, dépend, également du rapport de la vitesse de ce dernier à celle des électrons de la cible dans leurs orbitales atomiques.

Interaction ion-électron à forte énergie:

Lorsque la vitesse de l'ion incident est très supérieure à $\frac{e^2}{h} = 2.2 \times 10^8 \text{ cm. s}^{-1}$ (e étant

la charge de l'électron et h la constante de Planck), une perte d'énergie est obtenue par transfert de celle -ci, de l'ion incident vers l'électron. Bethe [38], montre, qu'elle peut être donnée par la formule suivante:

$$\left(\frac{\partial E}{\partial x} \right)_{\text{elec.}} = - \frac{a}{E} \cdot \ln(b \cdot E)$$

avec:

$$E = \frac{1}{2} \cdot m \cdot V^2$$

$$a = 2\pi e^4 Z^2 N Z_c^2$$

$$b = \frac{4}{I}$$

V et Z: vitesse et numéro atomique de l'ion incident, respectivement

N : le nombre d'atomes cibles considéré par unité de volume

Zc : numéro atomique de l'atome cible

I : le potentiel moyen d'excitation des ions de la cible

Interaction ion-électron à basse énergie

Lorsque la vitesse des ions est inférieure à $\frac{e^2}{h}$, la théorie de 'L.L.S' (Lindhard, Scharff, et Schiott) [39,40], montre que les pertes électroniques par unité de longueur peuvent s'exprimer sous la forme suivante :

$$\left(\frac{\partial E}{\partial x} \right)_{\text{elec.}} = \rho \cdot K \cdot \epsilon^{1/2}$$

avec

$$\rho = \frac{(M + M_c)^2}{4\pi N a^2 M M_c}$$

$$\epsilon = \frac{4\pi \epsilon_0 a M_c}{(M + M_c) Z Z_c e^2} \cdot E$$

$$a = \frac{a_0}{(Z_1^{2/3} + Z_2^{2/3})^{1/2}}$$

$$K = \frac{0.0783 \cdot Z^{1/3} Z_c^{2/3} (M + M_c)^{3/2}}{(Z^{2/3} + Z_c^{2/3})^{3/4} M^{3/2} Z_c^{1/2}}$$

a_0 : le rayon de l'atome de Bohr (0.529×10^{-8} cm)

M et Z : masse et numéro atomique de l'ion incident

Mc et Zc : masse et numéro atomique de l'atome cible

x : profondeur de l'ion incident

e : charge élémentaire

ϵ_0 : permittivité du vide

Ainsi, la création de défauts électroniques par implantation demande la satisfaction de certains critères [41] :

- La durée de vie de l'excitation électronique doit être de l'ordre de grandeur de la durée correspondant à la fréquence de Debye (10^{+13} s^{-1}).
- l'excitation doit être localisée sur un ou plusieurs atomes.
- La possibilité d'un mécanisme de reconversion de l'énergie associé à la recombinaison du système excité, en énergie cinétique pour un atome cible.

Dans les halogénures alcalins , la formation de défauts électroniques est très important. Cependant, dans les semi-conducteurs et les métaux les défauts sont essentiellement, nucléaires [42].

I.2.2.2.2 LES DEFAUTS NUCLEAIRES

Les ions à faible vitesse (à la fin de leurs parcours), entrent en collision, élastique , avec les atomes de la cible (substrat), provoquant un déplacement de ces derniers. Suivant Lindhart et al. [40], la perte d'énergie nucléaire s'écrit:

$$\left(\frac{\partial E}{\partial x} \right)_{\text{nucl.}} = \frac{E\rho}{\epsilon x} \cdot \left(-\frac{\partial \epsilon}{\partial \rho} \right)$$

Les collisions nucléaires, au cours de l'implantation, mènent à des déplacements d'ions du substrat (défaut de Frenkel) et les collisions secondaires induisent des cascades de déplacement. Par conséquent, de nombreux défauts cristallins, tels que les lacunes et les Interstitielles, se forment et ceci même en utilisant des ions légers , comme l'a montré S. Ould Salem [41].

I.2.2.2.3 DISTRIBUTION SPATIALE DES IONS IMPLANTES

Au cours d'un processus d'implantation , la trajectoire des ions dans le matériau est une grandeur aléatoire, si bien que deux ions avec la même énergie initiale ne parcourt pas forcément la même distance R dans le matériau (figure I.7).

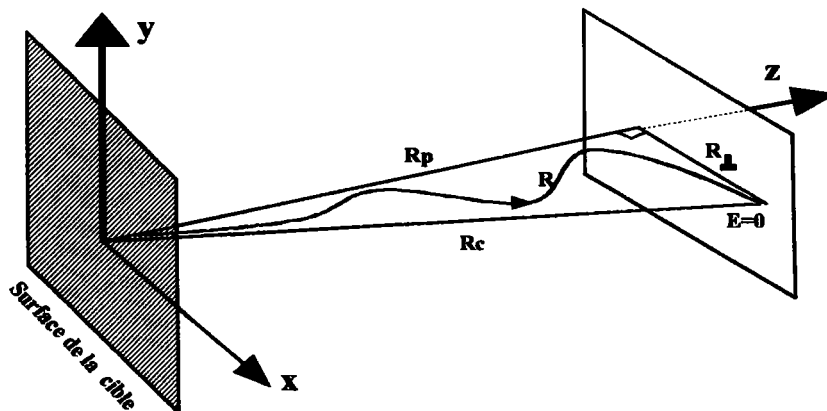


Fig. (I.7) Parcours d'un ion implanté
 R_p : parcours projeté suivant la direction de pénétration de l'ion.
 R_l : Ecart moyen du parcours.

Ceci est dû, notamment, aux effets subits par les ions le long de leur parcours. Néanmoins, le parcours réel moyen d'un ion d'énergie E_0 dépend, surtout, de la perte d'énergie totale et peut être donné, dans la direction de pénétration des ions, par [43]:

$$R = \int_0^{E_0} \frac{dE}{\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{\text{total}}}$$

Dans de nombreux cas, la distribution des ions implantés à la profondeur x du substrat, peut être, raisonnablement approchée par une distribution Gaussienne et s'exprime en fonction de x , de la concentration d'atomes au maximum de la distribution N_{max} , de R_p et ΔR_p (écart type) de la manière suivante [44]:

$$N(x) = N_{\text{max}} \cdot \exp\left(-\frac{(x - R_p)^2}{2\Delta R_p^2}\right)$$

avec

$$N_{\text{max}} = \frac{D}{\Delta R_p \cdot \sqrt{2\pi}}$$

où D est le nombre total d'atomes introduit par cm^2 (la dose d'ions implantés), et s'écrit comme suit :

$$D = \int_0^{+\infty} N(x) \cdot dx$$

Le traitement de ce problème, à savoir la détermination de la distribution des ions implantés, a suscité de nombreuses techniques de calcul [45,46]. Récemment, l'approche numérique pour simuler la trajectoire des ions est largement développé. Le programme TRIM (TRAnsport of Ion in Matter), développé par Ziegler et Biersack [47], est le plus utilisé parmi de nombreux codes de calculs disponibles. Le calcul TRIM est du type Monte Carlo, autrement dit, les événements (chocs) sont considérés survenir entre une particule en mouvement et une particule au repos (approximation de collisions binaires).

Le potentiel utilisé pour décrire les interactions est dit potentiel 'universel' . Il est de la forme:

$$U(r) = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{r} \cdot \Sigma(r)$$

r est la distance séparant les deux particules de numéro atomique Z_1 et Z_2 .

$\Sigma(r)$ est une fonction (tabulée) d'écrantage du nuage électronique sur les noyaux. Très couramment, on utilise:

$$\Sigma(r) = 0.35.e^{-0.3r} + 0.55.e^{-1.2r} + 0.1.e^{-6r}$$

En somme, le programme TRIM, peut nous renseigner sur :

- Le profil des pertes électroniques et nucléaires.
- Le profil des atomes déplacés (par ionisation ou par recul).
- Le profil des ions implantés.
- Le rendement de pulvérisation.

I.2.2.2.4 PHENOMENE DE PULVERISATION DE LA SURFACE

Au cours de l'implantation d'ions, une partie de l'énergie du faisceau est dissipée à la surface du matériau , provoquant l'éjection de nombreux atomes et électrons de sa surface. C'est le phénomène de pulvérisation. Le rendement de la pulvérisation est donné par:

$$Y = \frac{\text{Nombre d'atomes éjectés}}{\text{Nombre d'ions incidents}}$$

Ce paramètre, Y, qui dépend essentiellement de l'énergie et de la nature des ions ainsi que de la composition du matériau cible, peut influencer la trajectoire des ions et donc affecter le processus d'implantation. Cependant, dans un grand nombre d'implantation, le phénomène de pulvérisation est négligeable.

I.2.2.2.5 EFFET DE L'IMPLANTATION IONIQUE SUR LES INDICES DE REFRACTION D'UN MATERIAU

L'implantation d'ions et les endommagements correspondants peuvent induire des changements de densité du matériau et les polarisabilités de ces constituants. Par conséquent, une variation de l'indice de réfraction du matériau peut être induite. Sachant que pour un matériau donné, l'indice de réfraction est lié à la polarisabilité de ces constituants par la relation de Lorenz Lorentz donnée par :

$$\frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} = \frac{\sum_i \alpha_i}{3\epsilon_0 V}$$

avec:

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

La variation de l'indice de réfraction peut être obtenue par :

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

En somme, la variation de l'indice de réfraction, par implantation ionique peut être représenté sur la figure (I.8).

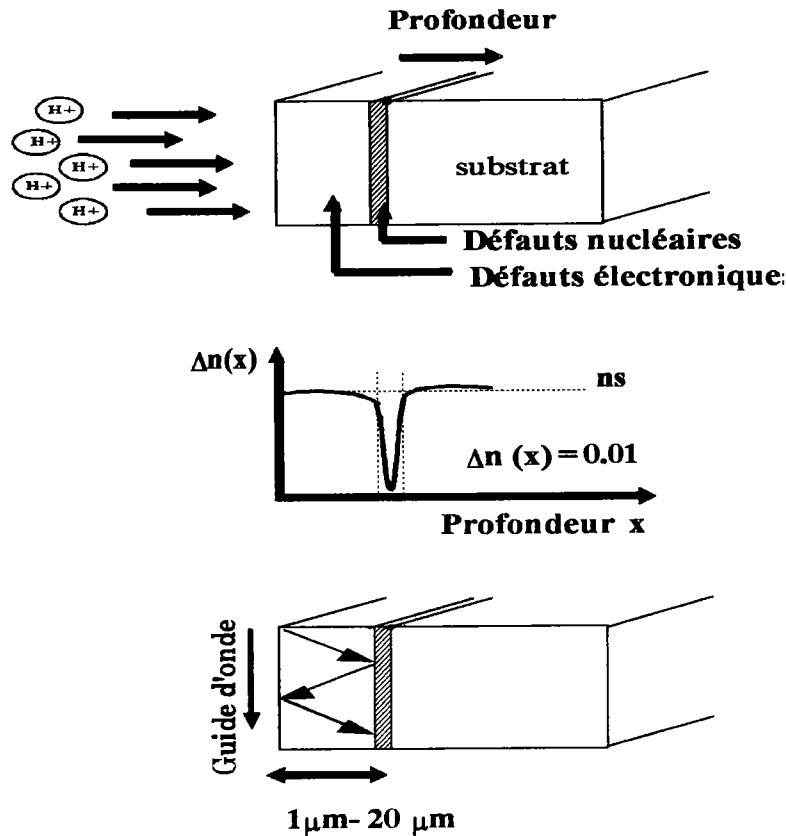


Fig. (I.8) Effets de l'implantation sur les indices de réfraction du matériaux

La décroissance s'effectue de la surface jusqu'à la barrière optique qui correspond à la région où les ions se sont déposés. On retrouve l'indice de réfraction du substrat dans la région non affectée par l'implantation. L'utilisation d'ions légers permet d'obtenir des profils d'indice à faible décroissance qui s'approchent de celui d'un guide à saut d'indice (marche d'escalier).

Finalement, un accélérateur de type Van de Graaf, permet de fabriquer des guides d'ondes avec une épaisseur qui varie de $1\ \mu\text{m}$ à $20\ \mu\text{m}$ suivant l'énergie du faisceau utilisée. De même, la largeur de la barrière optique peut être ajustée en jouant sur l'énergie des ions implantés. C'est ce qui permet d'obtenir un meilleur confinement de la lumière. Un calcul TRIM, permet, ensuite de déterminer avec précision l'épaisseur de la couche guidante qui correspond à la profondeur des ions implantés. Ceci est d'une grande importance pour la caractérisation des guides d'ondes obtenus par cette technique car le seul paramètre qui reste à déterminer est le profil d'indice de réfraction. Pour cela il faut étudier les propriétés guidantes des couches obtenues, autrement dit, exciter les modes guidés que la structure peut supporter. Comment? C'est, l'objet du paragraphe suivant. Auparavant, il est utile de continuer l'étude des techniques de fabrication de guides d'ondes par une autre portant sur des matériaux candidats potentiels pour le développement des systèmes fonctionnels optiques.

I.3 MATERIAUX POUR L'OPTIQUE INTEGREE

I.3.1 GENERALITES

Les verres:

Ils sont optiquement, isotropes et constituent les matériaux les plus couramment utilisés en optique [5]. Des guides d'ondes optiques peuvent être obtenus, dans ces matériaux, par un procédé très simple. Le verre est souvent composé de SiO_2 et B_2O_3 avec une faible proportion d'oxydes, tels que, Na_2O , K_2O et CaO .

D'autre part, l'indice de réfraction du verre est lié à sa densité et la polarisabilité électronique de ces constituants. Par conséquent, pour créer une région à haut indice, il suffit d'introduire dans le substrat les ions appropriés. C'est le procédé le plus utilisé pour fabriquer des guides d'ondes dans ces matériaux. Ainsi, la technique d'échange ionique est souvent utilisée [5] et consiste à utiliser des ions de Na^+ , Ag^+ , K^+ et Tl^+ . Egalement, la méthode CVD peut donner des guides d'ondes, à faible pertes, sur verre [48]. Elle utilise des gaz porteurs, tels que, O_2 , SiCl_4 , BBr_3 et GeCl_4 .

Les polymères

De nombreux polymères ont été développés pour l'élaboration de guides d'ondes optiques: polyuréthane, époxy, PMMA (polyméthyl méthacrylate),...etc.

La technique la plus utilisée avec ces polymères est le dépôt par la tournette qui consiste à étaler une goutte du polymère sur un substrat de verre. Par conséquent, l'épaisseur de la couche mince obtenue peut être contrôlée par les conditions de dépôt (vitesse de rotation, quantité du polymère,... etc.).

Bien que ces matériaux posent quelques problèmes liés à leur dépendance de la température, ils peuvent être des guides d'ondes utiles à cause de leur facilité de fabrication et leur bonnes caractéristiques.

LiTaO₃

LiTaO_3 est un matériau uniaxe positif ($n_e > n_o$ à faible biréfringence) et appartient au système trigonal. Son avantage est sa faible susceptibilité au dommage optique et sa température de Curie est de 890°C . Des guides d'ondes optiques ont été obtenus en utilisant la technique de diffusion ioniques (Cu) et l'échange protonique [8]. Ce matériau est très promoteur pour le développement des systèmes fonctionnels optiques.

PLZT

Les cristaux de PLZT sont connus comme étant des matériaux qui présentent un très large effet électrooptique (effet Pockels) [5]. Toutefois, les difficultés d'obtenir des couches minces de très bonnes qualités, dans ce matériau, l'a écarté, pendant longtemps pour être utilisé comme candidat potentiel pour la fabrication des guides d'ondes.

Récemment, des guides d'ondes avec d'excellentes qualités électrooptiques ont été fabriqués, en utilisant des films monocristallins par la croissance par épitaxie sur des substrats de saphir [49].

Plusieurs travaux de recherche sont actuellement menés pour l'amélioration des pertes dans ces guides qui peuvent croître l'importance de ce matériau pour la fabrication des composants électrooptiques pour l'optique intégrée.

KTP

Le KTP (KTiOPO_4) est un matériau de qualités optiques non-linéaires uniques. Il est utilisé pour la génération de seconde harmonique. Il possède des coefficients électrooptiques élevés et il est d'une stabilité thermique remarquable. Toutes ces qualités sont largement discutées dans la référence [50].

Des guides d'ondes à faibles pertes ont été obtenus dans ce matériau en utilisant l'échange ionique [51]. J. D. Bierlein et al. rapportent que ces guides sont thermiquement stables, la variation de l'indice de réfraction est de l'ordre

de 0.23 et leur propriétés électrooptiques sont similaires à celles du matériau massif.

Sans doute ce matériau est l'un des candidats potentiels pour le développement de systèmes de guides d'ondes pour l'optique intégrée.

ZnO

Ce matériau présente d'excellentes propriétés piézo-électriques et électrooptiques. Il peut être facilement déposé sous forme de couche mince sur des substrats de verres [52]. Par conséquent, il est un élément très important pour l'élaboration des systèmes fonctionnels optiques: modulateur électro-optique [52]. D'autre part, des films monocristallins peuvent être élaborés par croissance sur un substrat de saphir (Al_2O_3) par la technique CVD.

1.3.2 LiNbO_3

Le Niobate de Lithium mérite une attention particulière de notre part car il constitue le matériau test que nous avons utilisé au cours de ce travail pour la mise au point de notre banc optique. Ceci, n'est pas un hasard car ce matériau a été longtemps étudié et ces propriétés sont très bien connues, d'abord en tant que matériau massif et, récemment en tant que couche mince (guide d'onde) qui suscite beaucoup d'intérêt pour l'optique intégrée.

L'intérêt du LiNbO_3 réside principalement, dans ces excellentes propriétés optiques non linéaires et du fait que des monocristaux de très bonnes qualités optiques, à moindre coût, sont disponibles. C'est un matériau transparent dans le visible et le proche infrarouge.

Il est élaboré en laboratoire sous forme de monocristaux car inexistant dans la nature. Outre ses coefficients non linéaires (électrooptique, pyroélectrique, piézo-électrique) très importants, le LiNbO_3 est aussi caractérisé par de très bonnes propriétés acoustiques.

De ce fait, le niobate de lithium, est l'un des matériaux les plus utilisés dans les applications technologiques, comme transducteurs acoustiques, modulateurs électrooptiques, générateurs de seconde harmonique, mémoire optique, dispositif de traitement de données holographiques, guides d'ondes plans... etc.

Le niobate de lithium est un matériau uniaxe négatif ($n_e < n_o$) et a un réseau ABO_3 à octaèdre d'oxygènes (figure I.9). En dessous de sa température de Curie T_c , le cristal est ferroélectrique et appartient au système trigonal (groupe d'espace $C3v$). Au dessus de la température T_c , il est dans sa phase paraélectrique. La cellule élémentaire du niobate de lithium peut être représenté comme suit:

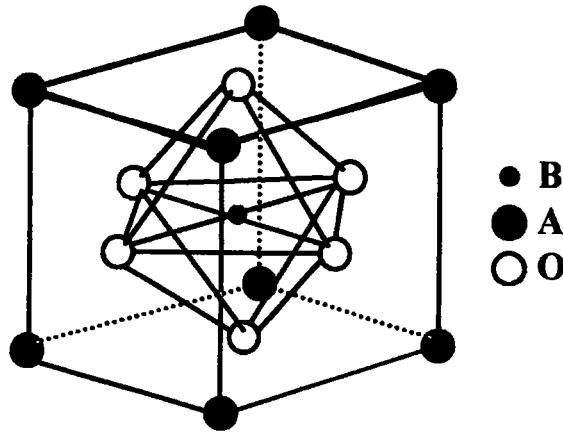


Fig. (I.9) : Cellule élémentaire d'une structure ABO_3

I.3.2.1 CROISSANCE DU $LiNbO_3$

Plusieurs techniques de croissance de $LiNbO_3$ sont théoriquement possibles notamment, celle développée par Verneuil, Bridgman, Stockbarger et Stepanov. Cependant, la méthode la plus adaptée et la plus utilisée est celle du tirage de Czochralski. Elle a été développée par Ballman en 1964 [54] où il a réalisé des larges cristaux de $LiNbO_3$ à partir de solution de $Li_2O-Nb_2O_5$. Elle consiste à utiliser un germe, introduit dans un creuset contenant le mélange, pour tirer le cristal. La température du mélange détermine la forme du cristal. Plusieurs orientations du $LiNbO_3$ ont été développées. Des travaux sur ce sujet, ont été, récemment reportés par Nassau et al. [55].

Des plaquettes de niobate de lithium de très bonnes qualités optiques sont, ainsi, disponibles sur le marché. Dans notre travail, nous avons utilisé des plaquettes coupées Y-Cut, avec l'axe optique parallèle à la surface, et Z-Cut, où l'axe optique est perpendiculaire à la surface de l'échantillon (figure I.10).

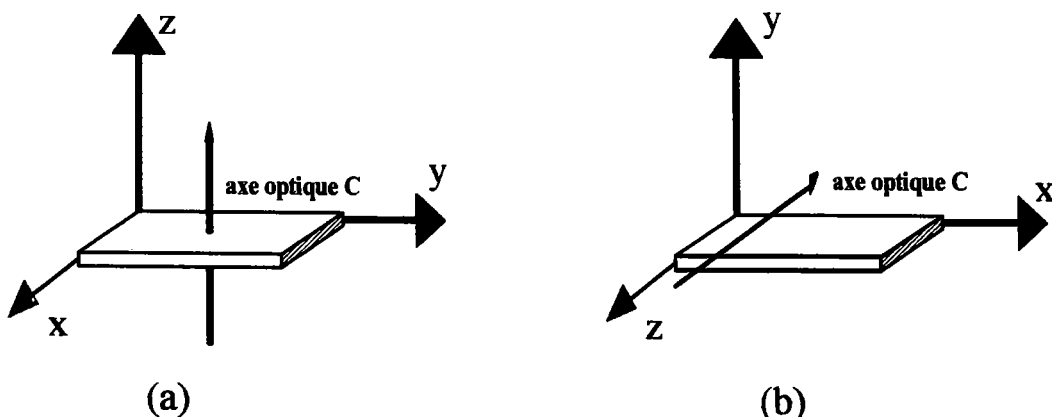


Fig. (I.10) : Orientation des plaquettes de $LiNbO_3$
 (a) Echantillon coupé Z-cut, (b) Echantillon coupé Y-cut.

I.3.2.2 REALISATION DE GUIDES D'ONDES DANS LE LiNbO₃

Les différentes propriétés du LiNbO₃ discutées ci-dessus ont rendu ce matériau comme un élément principal dans le développement des systèmes fonctionnels optiques. Sa température de Curie, relativement élevée (1210° C) a permis l'utilisation de nombreuses techniques pour l'élaboration de guides d'ondes optiques.

Les premiers guides formés par dopage de Titane (Ti) ont été reportés il y a 12 ans, par Schmidt et Kaminow [56] après des tentatives de fabrication par exo-diffusion de Li₂O qui ne permettaient qu'une faible croissance de l'indice n_e et donc posaient beaucoup de problèmes de pertes, notamment.

Plus récemment, des guides de LiNbO₃ ont été réalisés par échange d'ions, en particulier, des ions d' Ag en utilisant une solution de AgNO₃ [57]. Ensuite l'échange de protons s'est récemment développé [58]. Cette technique fait toujours l'objet de nombreux travaux de recherche pour comprendre et maîtriser tous les mécanismes régissant le processus de fabrication.

Ces dernières années, l'implantation ionique, en particulier l'utilisation d'ions légers a été employée avec succès pour l'élaboration des guides d'ondes optiques de bonnes qualités optiques dans ce matériau.

Notre choix s'est porté sur cette technique pour ses différents avantages discutés précédemment. Il a permis d'engager un travail de collaboration avec P. Moretti très fructueux et très prometteur.

I.4 TECHNIQUES DE COUPLAGE EN OPTIQUE GUIDEE

La caractérisation des guides d'ondes plans passe par l'excitation des modes guidés de la structure obtenue.

Ceci est d'un intérêt majeur, non seulement pour déterminer les propriétés physiques du guide d'onde, mais aussi pour l'utilisation pratique de ces composants dans les circuits intégrés optiques (CIO).

Dans ce paragraphe , nous allons mettre la lumière sur les différentes techniques expérimentales qui permettent d'injecter la lumière dans un guide d'onde. Ces techniques peuvent être réparties en deux familles: Les techniques de couplages transversale et les techniques de couplages longitudinale.

Les critères essentiels d'un bon couplage peuvent se résumer par les trois points suivants :

- L'efficacité
- La sélectivité
- La facilité de mise oeuvre.

I.4.1 COUPLAGE TRANSVERSAL

Le principe de ce type de couplage est d'injecter la lumière du faisceau incident à travers une coupe droite du guide d'onde. On peut distinguer deux types de couplages transversaux:

I.4.1.1 COUPLAGE PAR LA TRANCHE

Cette technique est appelée la méthode de couplage direct car aucun élément n'est utilisé pour le réaliser. C'est la méthode la plus simple. Elle consiste à focaliser le faisceau incident sur une section droite du guide d'onde, comme l'indique la figure (I.11).

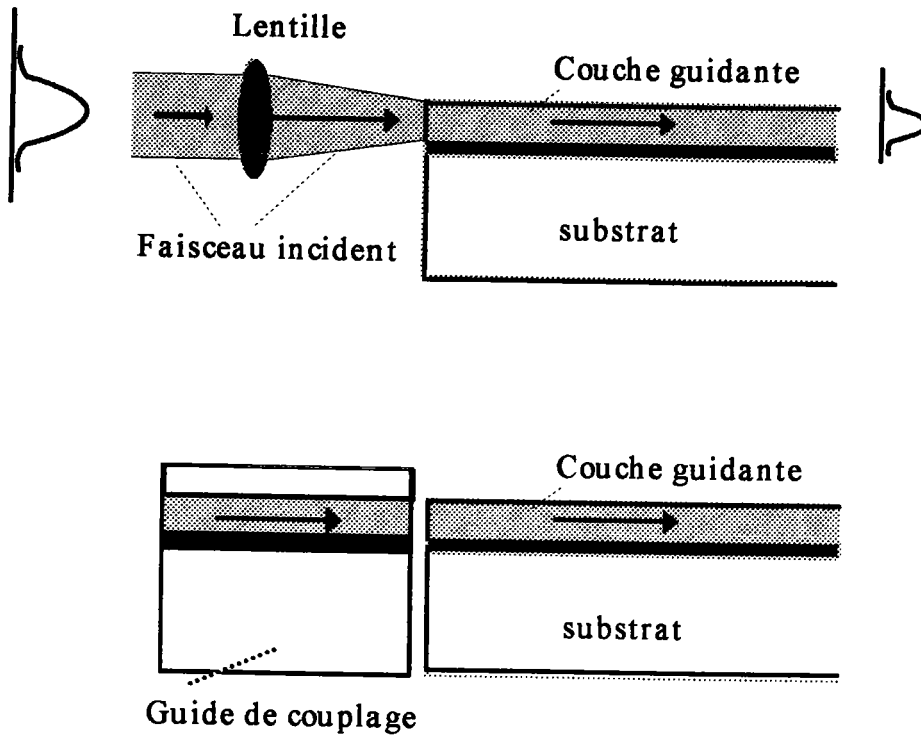


Fig. (I.11) Couplage par la tranche du guide

L'efficacité du couplage, η , dépend, surtout, de l'ouverture du faisceau incident et de celui de l'onde du mode excité dans le guide qui elle-même dépend des caractéristiques de la structure guidante. On peut écrire [59]:

$$\eta = \frac{\left[\int E(z) E_g^*(z) dz \right]^2}{\int E(z) E^*(z) dz \int E_g(z) E_g^*(z) dz} \tag{I.15}$$

$E(z)$: distribution de l'amplitude du faisceau incident

$E_g(z)$: distribution de l'amplitude du mode guidé excité

Le couplage peut s'effectuer à partir d'une source laser, une fibre optique ou un autre guide d'onde. Cette méthode est considérée comme la plus appropriée pour les CIO pratique à cause de sa simplicité. Néanmoins, sa mise en oeuvre nécessite un bon polissage de la tranche du guide d'onde pour éviter les problèmes de pertes par diffusion et un bon alignement de la

source et du guide d'onde. D'autre part, dans cette configuration on ne peut pas exciter sélectivement les modes guidés .

En somme, cette technique pose les problèmes suivants:

- La difficulté de mise en oeuvre, due aux problèmes de polissage et d'alignement.
- La non sélectivité des modes, due à l'utilisation d'un faisceau convergent;
- L'instabilité , dû aux problèmes d'alignement des composants.
- L'efficacité: il a été rapporté pour des guides d'ondes de LiNbO_3 excités par un laser GaAlAs, une efficacité de 15% [60].

I.4.1.2 COUPLAGE PAR BISEAU

Cette méthode, rapportée pour la première fois par P. K. Tien et al. en 1970 [61] est basée sur la notion d'épaisseur de coupure [5]. Elle consiste à amincir l'extrémité du guide d'onde (figure I.12) par un biseau sur une distance de 10 à 100 fois la longueur d'onde, λ , utilisée. Aussi, la lumière peut être progressivement, couplée ou découplée à travers le biseau dès que l'épaisseur du guide d'onde atteint l'épaisseur de coupure du mode considéré. En d'autre terme, le biseau provoque une variation de l'angle de réflexion de la lumière autour de l'angle critique.

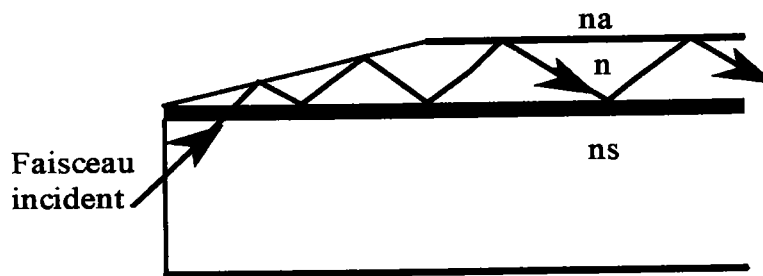


Fig. (I.12) Couplage par biseau

Cette technique peut être très utile notamment avec les films à haut indice tels que GaAs où il est difficile de trouver un prisme de très haut indice et qui soit également transparent pour la lumière utilisée [62]. Toutefois, elle présente les inconvénients suivants:

- Elle est destructive car le biseau doit être taillé dans l'échantillon. Par conséquent, elle est difficile à mettre en oeuvre.
- Il est difficile d'exciter sélectivement les modes guidés.
- L'efficacité du couplage est de l'ordre de 40%.

P. K. Tien et al. [62] rapportent une efficacité de couplage de 25% dans des films de ZnS et de 40% dans des films organiques déposés sur du verre. D'une manière générale l'efficacité de couplage dépend surtout de la distribution de l'intensité du faisceau incident.

I.4.2 COUPLAGE LONGITUDINAL

Dans ce cas, l'excitation des modes guidés s'effectue par un couplage distribué dans le plan du guide d'onde. L'énergie du faisceau incident ne sera couplée que si la projection du vecteur d'onde incident suivant la direction de propagation, est égale à la constante de propagation, β , du mode à exciter. D'autre part, l'énergie de l'onde incidente est transférée à l'onde guidée par l'intermédiaire d'un dispositif de couplage qui peut être soit un réseau soit un prisme.

I.4.2.1 COUPLAGE PAR RESEAU

Cette technique, développée par M.L. Dakss et al. [63] et étudiée également par P. K. Tien et al. [62], consiste à graver un réseau sur la surface du guide d'onde (figure I.13). La diffraction du faisceau incident par ce dernier, donne naissance à des composantes diffractées de l'onde électromagnétique qui peuvent être couplés à des modes guidés.

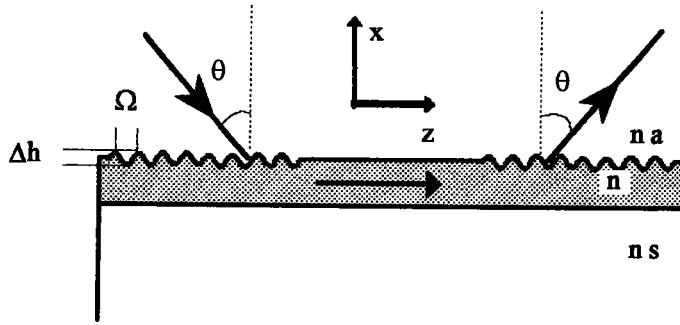


Fig. (I.13) Couplage par réseau

Si une onde de vecteur d'onde k_0 est incidente dans le milieu extérieur, sa diffraction par le réseau de pas Ω introduit une composante de période $\frac{2\pi}{\Omega}$ à la composante du vecteur d'onde parallèle à la surface.

On peut, donc, coupler, à un mode guidé d'ordre m , les composantes qui vérifient la condition de l'accord de phase, c'est à dire :

$$\beta = kN_m$$

$$N_m = n_0 \sin \theta + \gamma \frac{\lambda}{\Omega} \quad (I.16)$$

γ : entier qui définit l'ordre diffracté (0, ±1, ±2, ±3, ...).

λ : longueur d'onde dans le milieu.

Pour une structure donnée, la condition de couplage n'est optimale que pour une valeur très sélective de l'angle d'incidence θ solution de l'équation d'accord de phase, précédente. L'efficacité de couplage dépend, surtout, du pas du réseau Ω et de Δh , profondeur du réseau [64,65,67].

Expérimentalement, des coefficients de couplage de l'ordre de 75% ont été obtenus [62]. Cependant, le couplage par réseau demande l'utilisation d'une manière efficace de trois paramètres: la forme du faisceau incident, la zone de couplage et bien évidemment, la structure du réseau. Cette dernière, nécessite la maîtrise des techniques de la micro-électronique à savoir, la photolithographie, la gravure, ... etc. Ceci, rend cette technique difficile à mettre en oeuvre. Egalement, les pertes, par transmission, peuvent être considérables dues au fait que le réseau ne fonctionne pas par réflexion totale.

Cependant, le réseau constitue un élément très important en optique intégrée car il constitue un coupleur permanent, stable et reproductible. Il est utilisé dans de nombreux systèmes fonctionnels optiques, notamment:

- Les coupleurs (I/O) pour les guides d'ondes.
- Les coupleur entre guides, entre guides et fibres optiques.
- Les déflecteurs...

L4.2.2 COUPLAGE PAR PRISME

C'est peut être la technique la plus utilisée depuis l'avènement de l'optique intégrée. Elle a été discutée dans de nombreux travaux de recherche et elle suscite, encore beaucoup d'intérêt chez de nombreux spécialistes de l'optique guidée.

L4.2.2.1 PRINCIPE

La condition de confinement de la lumière dans une structure guidante peut être donnée par :

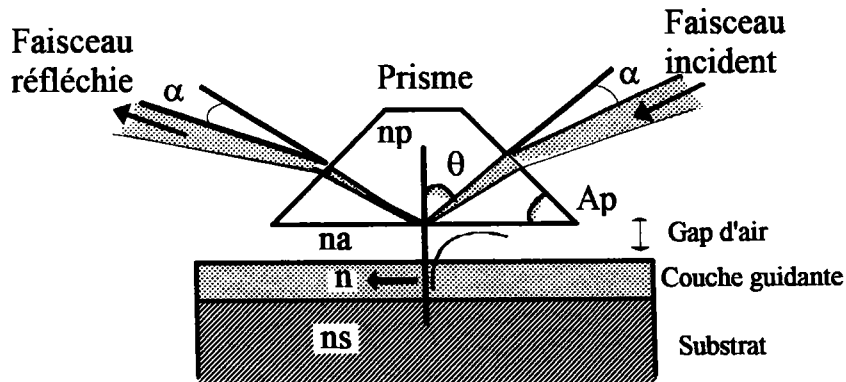
$$\beta_m \geq kn_s \geq kn_a \quad (I.17)$$

$$\beta_m = kn \sin \theta$$

β_m : la composante horizontale du vecteur d'onde.

De ce fait, un faisceau de lumière incident sur la surface d'un guide d'onde ne peut pas exciter de modes guidés. Pour cela, il faut un milieu à haut indice de réfraction pour vérifier la relation précédente.

Le couplage par prisme (Fig. I.14) consiste à réaliser l'accord de phase entre la composante horizontale du vecteur d'onde de l'onde incidente et du mode guidé à exciter, en utilisant un prisme à haut indice, de rutile (TiO_2) par exemple.



(a) Prisme symétrique

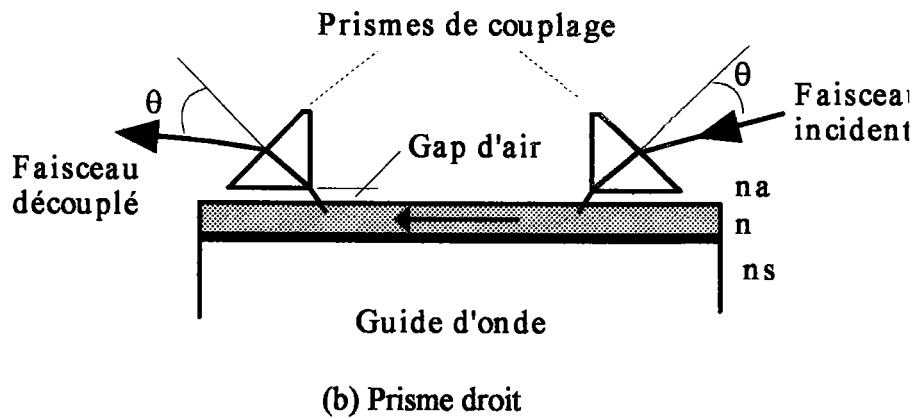


Fig. (I.14) Couplage par prisme

Le guide est placé à une distance g de la base du prisme. Le faisceau incident sur la base du prisme est alors totalement réfléchi et pour certains angles d'incidence dit angles synchrones, l'énergie est transférée par effet 'tunnel optique' (par analogie à l'effet tunnel d'une particule en mécanique quantique) aux modes guidés à exciter.

En réalité, l'excitation des modes guidés s'effectue par l'intermédiaire des ondes évanescentes [67] créées dans la couche mince du gap d'air entre le prisme et le guide (Figure I.15).

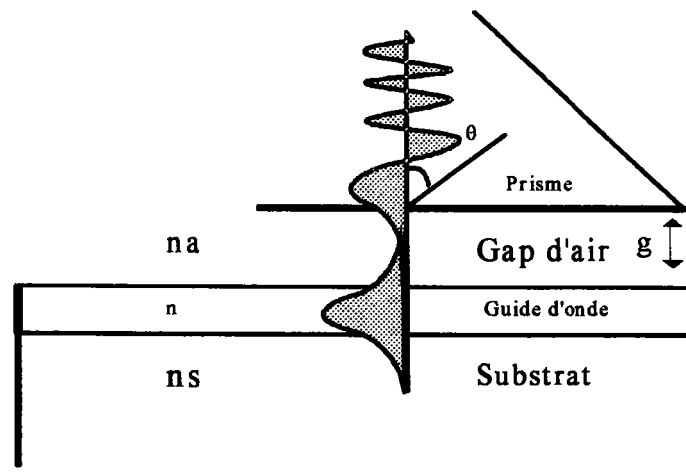


Fig. (I.15) Mécanisme de couplage par prisme

Il est clair, d'après l'équation (I.17), que pour exciter n'importe quel mode guidé de la structure, il suffit de choisir l'angle d'incidence approprié.

L'efficacité du couplage, dans ce cas, dépend des trois paramètres suivants:

- L'épaisseur du gap d'air.
- Le profil d'intensité de l'onde incidente;
- La section du faisceau incident à la base du prisme.

Les deux derniers paramètres sont généralement définis par le type de laser et le montage optique utilisé. Par contre le premier paramètre dépend de la pression exercée et donc de la présence du prisme de couplage.

I.4.2.2.2 EFFET DE LA PRESENCE DU PRISME

Pour que le couplage par prisme soit efficace, il faut que l'épaisseur du gap d'air soit inférieure à la longueur d'atténuation de l'onde évanescente ($1/8-1/4$ de λ .) [62]. Toutefois, il est clair que plus l'épaisseur du gap diminue plus la présence du prisme perturbe les modes de la structure guidante due, notamment, à la réflexion totale du mode guidé sur l'interface guide-air qui crée des ondes évanescentes qui peuvent être couplées dans le prisme.

En effet, la présence du prisme au dessus du superstrat modifie la structure guidante et au lieu de considérer le problème à trois couches, nous sommes ramenés à traiter le problème à quatre milieux (prisme, air, couche guidante et substrat), comme l'indique la figure (I.16).

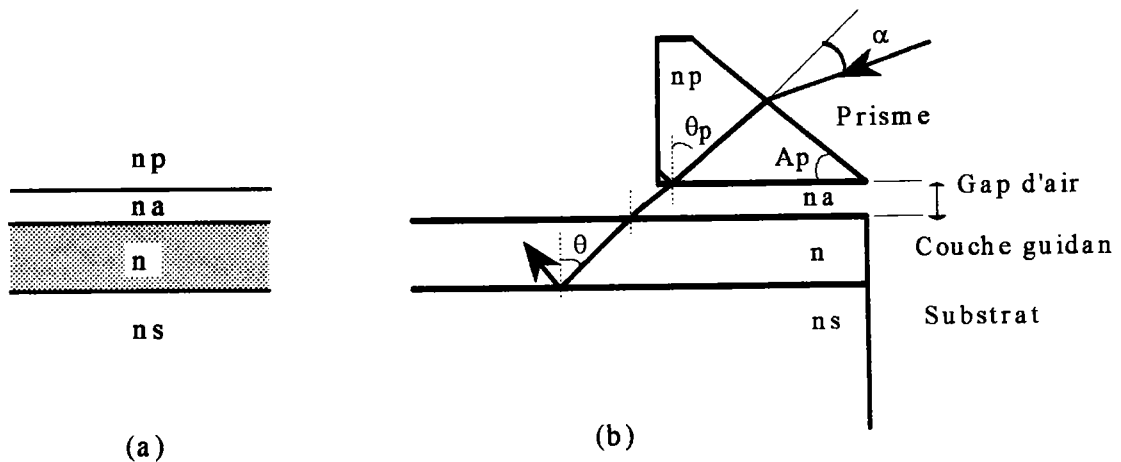


Fig. (I.16) Effet de la présence du prisme

On montre dans ce cas, que le déphasage, à l'interface guide-air devient [67]:

$$\Phi_{(n,n_a)}^{(p)} = \Phi_{(n,n_a)} + \sin \Phi_{(n,n_a)} \cos \Phi_{(n_p,n_a)} \exp(-2gkb) \quad (I.18)$$

avec

$$b = \sqrt{N_m^2 - n_a^2}$$

$$\Phi_{(j,na)} = \operatorname{arctg} \left[\left(\frac{j}{n_a} \right)^{2\rho} \left(\frac{N_m^2 - n_a^2}{j^2 - N_m^2} \right)^{1/2} \right]$$

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

g : épaisseur du gap

n_p : indice de réfraction du prisme

$j = n, n_p$.

La présence du prisme rend les modes plus larges et modifie les angles synchrones. Autrement dit, une pression forte, donc une épaisseur du gap d'air faible, provoque un déplacement angulaire des modes guidés de la structure libre. On montre que la variation de l'indice effectif du mode guidé m peut être donnée par la relation suivante [62,67]

$$N_m^{(p)} - N_m = -K_m \cot g 2\Phi_{(p,n_a)} \quad (\text{L.19})$$

avec:
$$K_m = \frac{\lambda}{2w_\Omega}$$

N_m : indice effectif de la structure libre.

$N_m^{(p)}$: indice effectif en présence du prisme.

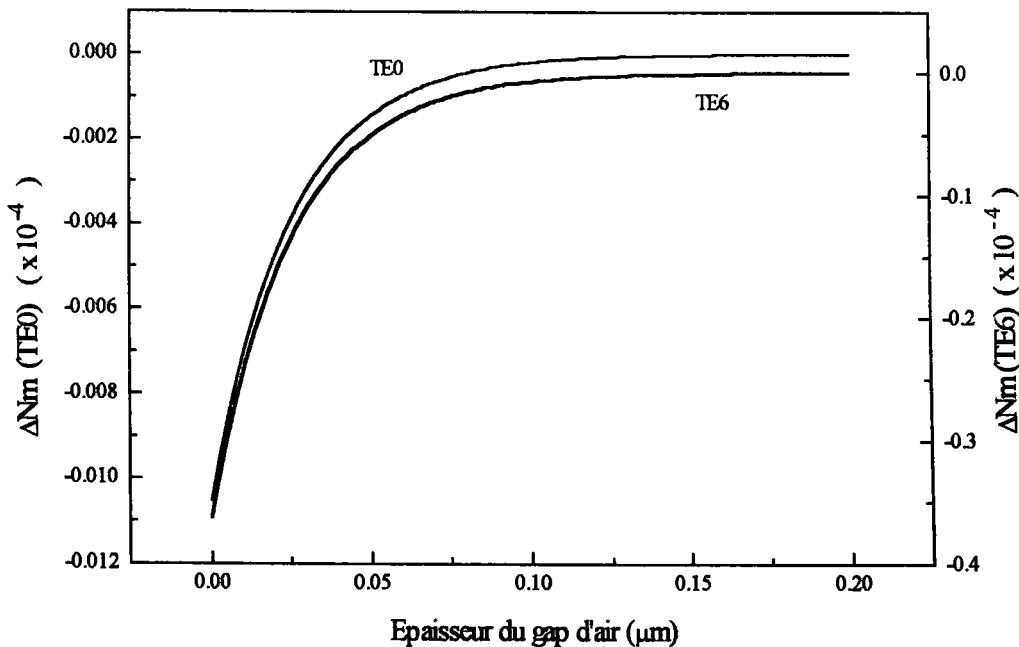
$\Phi_{(p,n_a)}$: déphasage de l'onde à l'interface (n_p, n_a) (Formule I.2, I.3).

λ : Longueur d'onde.

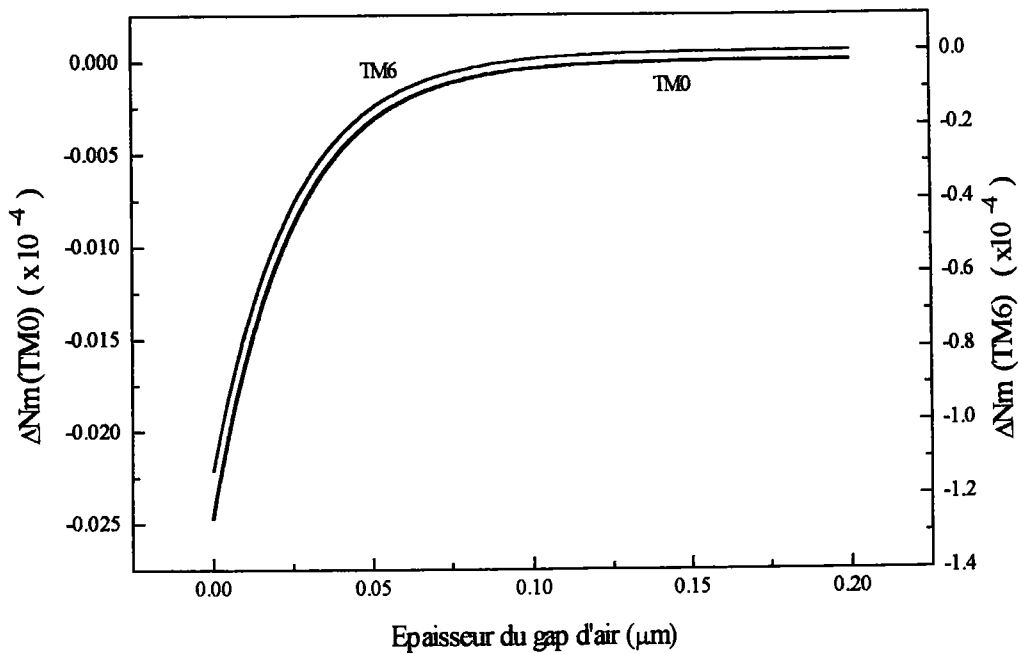
w_Ω : l'ouverture angulaire du couplage.

A partir des relations précédentes (L.18) et (L.19), on peut facilement étudier l'influence de la présence du prisme sur les modes guidés de la structure libre.

A titre d'exemple, pour un guide de LiNbO_3 avec des indices $n_o=2.284$ et $n_e=2.22$ nous pouvons obtenir les courbes représentées sur la figure (L.17). Elles montrent la variation de N_m en fonction de l'épaisseur du gap d'air



(a)



(b)

Fig.(I.17) Variation de N_m en fonction du gap d'air pour un guide de LiNbO3

(a) Modes TE0 et TE6 : $n=2.22, n_s=2.18$ et $e=5\mu\text{m}$.

(b) Modes TM0 et TM6 : $n=2.284, n_s=2.24$ et $e=5\mu\text{m}$.

Il est clair qu'une faible épaisseur du gap d'air autrement dit une pression de couplage assez forte introduit une variation de l'indice effectif et donc un décalage angulaire des modes guidés. Pour éviter cet effet il faut avoir un gap d'air supérieur à 500 \AA .

Au delà de cette épaisseur, la variation ΔN_m tend vers zéro. Cependant, l'efficacité du couplage dépend également de la profondeur de l'onde évanescente dans le gap d'air. Par conséquent, un gap d'air optimal pourrait se situer entre $0.05\mu\text{m}$ et $0.15\mu\text{m}$ ($\lambda/8, \lambda/4$).

Toutefois cette variation reste assez faible et pourrait être négligée notamment pour les modes d'ordre bas. En effet, les courbes de la figure (I.18) donnent la variation de l'indice effectif produite par un gap d'air de l'ordre de $0.02\mu\text{m}$ en fonction de l'ordre des modes guidés. On peut constater que les modes d'ordre élevé sont beaucoup plus sensibles à la présence du prisme que ceux d'ordre faible. Ceci pourrait être dû au nombre de réflexions totales effectuées par ce type de modes qui est plus important que celui effectué par les modes d'ordre bas. D'autre part cette sensibilité est d'autant plus importante qu'il s'agit de modes ordinaires (TM).

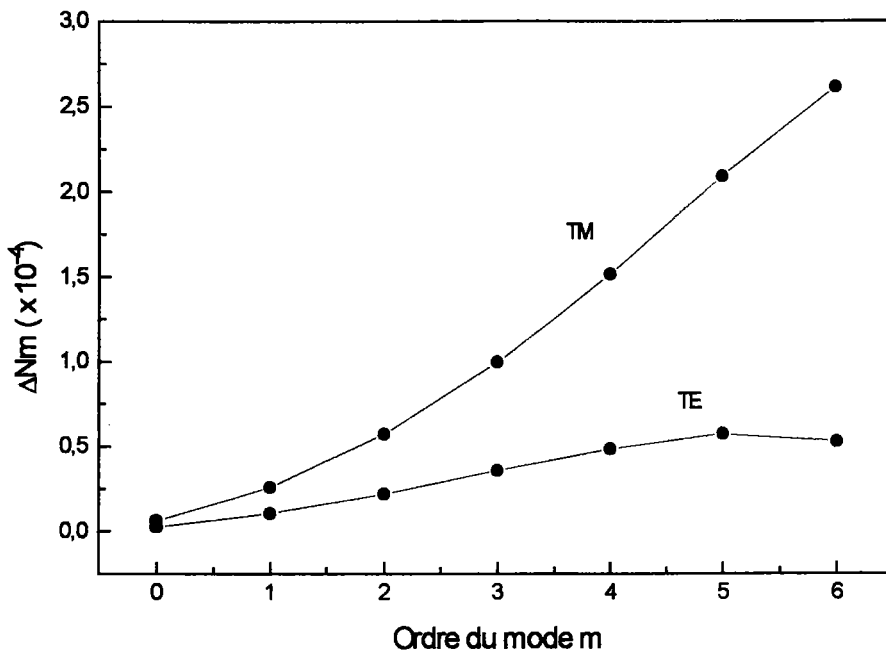


Fig.(L18) Variation de N_m en fonction de m (ordre des modes guidés)

I.4.2.2.3 EFFICACITE DU COUPLAGE

L'efficacité de couplage par prisme dépend surtout de la distribution du faisceau incident et des paramètres optogéométriques de la structure. L'interaction entre le prisme et le guide d'onde s'effectue sur une longueur L [64] (figure I.19)

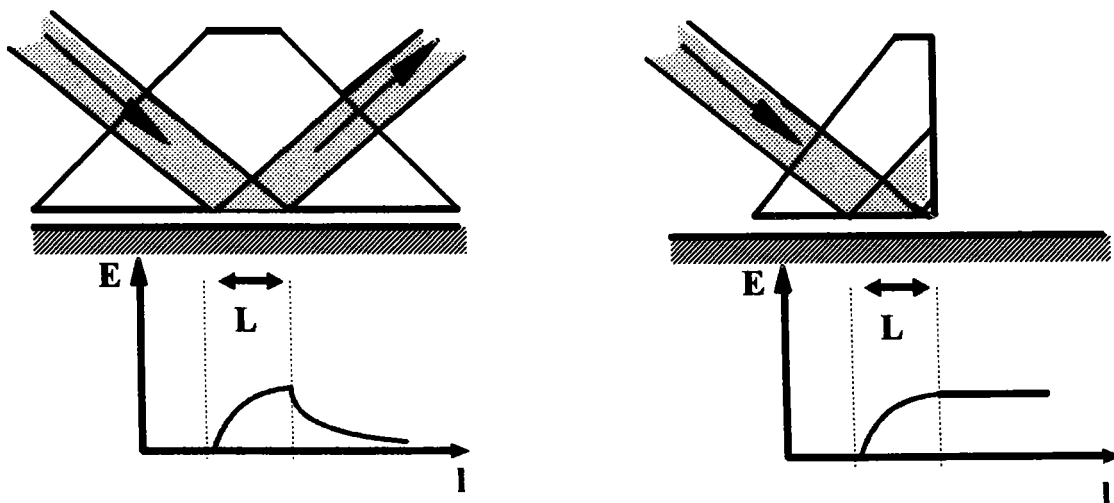


Fig. (I. 19) : Distribution du champ optique dans le guide d'onde

Pour une structure guidante idéale, l'efficacité de couplage peut s'écrire:

$$\eta = \frac{2}{qL[1 - \exp(-qL)]^2} \quad (\text{I.20})$$

avec

$$q = \frac{\sin 2\Phi_{(n,na)} \sin 2\Phi_{(np,na)} \exp(-2kbg)}{e_{\text{eff}} \tan \theta_m}$$

A noter que le facteur q détermine les propriétés du couplage et peut être calculé à partir des caractéristiques optogéométriques de la structure considérée et de l'indice du prisme de couplage. Il peut être, également, déterminé expérimentalement [67].

On constate que l'efficacité du couplage dépend, également, de la longueur d'interaction entre le faisceau incident et le guide d'onde (le diamètre du point de couplage). Dans la pratique, il est souhaitable d'avoir un diamètre assez petit.

L'utilisation de l'épaisseur effective e_{eff} est due au déplacement de Goos-Hänchen [68], qui généralement n'affecte pas le couplage si on utilise un faisceau Gaussien.

En prenant le maximum de l'expression (I.20) on peut définir la longueur de couplage optimum par la relation suivante:

$$L = \frac{\pi}{2\eta} \quad (\text{I.21})$$

et déduire un couplage optimum de l'ordre 80%.

D'autre part à partir de la relation (I.21) on peut déduire une expression très simple de l'efficacité de couplage, η , en tenant compte du fait que la longueur L peut être donnée par la relation suivante (voir la figure I.19) :

$$L = \frac{W}{\cos \theta_m}$$

avec W le diamètre du faisceau.

On trouve:

$$\eta = \frac{\pi \cos \theta_m}{2W}$$

(On considère que l'amplitude du champ E est uniforme sur la longueur L)

En somme, le couplage par prisme semble être un moyen commode pour exciter les modes guidés des structures planes. C'est une méthode qui, si elle est

utilisée avec efficacité, détermine de façon simple les caractéristiques de la couche guidante à partir de la simple mesure des angles synchrones.

Les avantages de cette technique peuvent être résumés avec les points suivants:

- C'est une méthode sélective: il suffit de changer l'angle d'incidence pour pouvoir sélectionner le mode à exciter.

- Elle est facile à mettre en oeuvre.

- Le couplage est basé sur le phénomène de la réflexion totale (R.T) et donc les pertes par transmission sont négligeables.

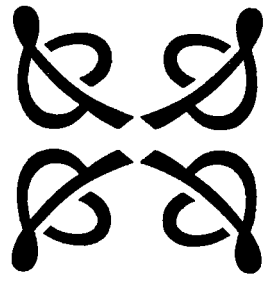
- Elle est efficace: des efficacités de couplage de 80% ont été observées.

Cette technique de couplage est à la base de ce que l'on appelle la Spectroscopie 'm-lines' qui constitue la technique la plus adéquate pour la caractérisation des guides d'ondes plans pour l'optique intégrée.

REFERENCES

- [1] D. Marcuse, *Bell. Syst. Tech. J.* 48, 3187 (1969).
- [2] T. N. Ding and E. Garmin, *App. Optics* 22, 20 (1983).
- [3] P. K. Tien, *Appl. Opt.*, 10 (1971) 2395.
- [4] Wit, 'Electromagnetic waves in stratified media', Pergamon Press (1970).
- [5] 'Integrated Optical Circuits and Components', (Ed.) L.D. Hutcheson (1989).
- [6] J. Vollmer, J. P. Nisius, P. Hertel and E. Krätzig, *Appl. Phys. A* 32, 125 (1983).
- [7] M. Born and E. Wolf, 'Principles of Optics' (Oxford: Pergamon).
- [8] P. K. Tien, S. Riva-Sanseverino, R. J. Martin, A. A. Ballman and H. Brown, *Appl. Phys. Lett.* 24, 503 (1974).
- [9] L. D. Landau and E. M. Lifshitz, 'Quantum Mechanics', Pergamon Press (1960).
- [10] M. Laug, 'Propagation des ondes électromagnétiques', *Physique de l'Ingénieur*.
- [11] Morse and Feshbach, Part II, 'Methods of Théoretical Physics, (Mc. Graw Hill Ed.) 1958.
- [12] R. E. Langer, *Physics Rev.* 51, 669 (1937).
- [13] A. Yariv and P. Yeh, 'Optical Waves in Crystal' New York 1984.
- [14] 'Optical Integrated Circuits', Mc.Graw-Hill series (1989).
- [15] S.L. Swartz, V. E. Wood, *Cond. Mat. News* 1, 5 (1992).
- [16] M. Bahtat, J. Mugnier, L. Lou, C. Bovier, J. Serughetti and M. Genet, *J. Opts* 24 (1992).
- [17] J. Mugnier, M. Bahtat, L. Lou, F. Sommer, C Bovier et R. Perrin, *JNOG* 92.
- [18] T. shiosaki, S. Fukuda, K. Sakasi, H. Kurada and A. Kawabata, *J. Appl. Phys.* 19, 2391 (1980).
- [19] S. Fukunishi, N. Uchinda, S. Miyasawa and J. Noda, *Appl. Phys. Lett.* 24, 424 (1974).
- [20] M. Papuchon, 'Waveguides Optoelectronics', (Eds.), J. H. Marsh and R. M. De la Rue (1990).
- [21] J. P. Kaminow and J.R. Caunthers, *Appl. Phys. Lett.* 22, 326 (1973).
- [22] R. V. Schmidt and J. P. Kaminow, *Appl. Phys. Lett.* 25, 458 (1974).
- [23] J. L. Jackel, *Opt. Com.* 3, 82 (1982).
- [24] J. Vollmer, J. P. Nisius, P. Hertel and E. Krätzig, *Appl. Phys. A* 32, 125 (1983).
- [25] M. K. Shah, *Appl. Phys. Lett.* 26, 652 (1975).
- [26] J. L. Jackel, *Appl. Phys. Lett.* 37, 739 (1980).
- [27] G. R. Paz-Pujalt, D. D. Tuschel, *J. Appl. Phys.* (1994).
- [28] M. G. Roelfs, A. Ferretti, *J. Appl. Phys.* 73(8), (1993).
- [29] M. De Micheli and P. St-J. Russell, *Appl. Optics* 25 (1986).
- [30] P. J. Chandler and P. D. Townsend, *Nucl. Inst. Meth.* B19/20, 921 (1987).
- [31] L. Zhang, P. J. Chandler and P. D. Townsend et al., *Appl. Phys. Lett.* 53(7), 544 (1988).
- [32] P. D. Townsend, *Cryst. Latt. Def. and Amorph. Mat.* 18, 377 (1989).
- [33] S. M. Mahdavi, P. J. Chandler and P. D. Townsend, *J. Phys. D: Appl. Phys.* 22, 1354 (1989).
- [34] D. Fulck, D. H. Jundt and P. Günter, *Appl. Phys. Lett.* 59(25) (1991).
- [35] F. P. Strankendl, D. Fluck, P. Günter, R. Irmscher and Ch. Buchal, *Appl. Phys. Lett.* 59(26), 3354 (1991).
- [36] P. Moretti, P. Thevenard, G. Godefroy, R. Sommerfeldt, P. Hertel and E. Krätzig, *Phys. Stat. Sol. (a)* 117, K85 (1990).
P. Moretti, P. Thevenard, K. Wirl, P. Hertel, H. Hesse, E. Krätzig and G. Godefroy, *Ferroelectrics* 128, 13 (1992).
P. Moretti, A. Helmkamp, P. Thevenard and G. Godefroy, *Materials Sci. and Eng. B* 9 475 (1991).

- [37] P. D. Townsend, Rep. Prog. Phys. 50 (1987).
- [38] H. A. Bethe, Z. Physik 76, 293 (1938).
- [39] J. Lindhart, M. Scharff, H. E. Sciott, Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk 33, 1 (1963).
- [40] J. Lindhart, M. Scharff, Phys. Rev. 124, 128 (1961).
- [41] S. Ould-Salem, 'Etudes des effets d'implantation de protons dans le Niobate de Lithium. Application à la réalisation de guides d'ondes optiques', thèse de Doctorat, Univ. de Lyon I (1995).
- [42] A. Donaldson, Phys. Appl. Phys. 24, 785 (1991).
- [43] P-N Favenne, CNET, Masson (1993). ' L'implantation ionique pour la microélectronique et l'optique'.
- [44] K. B. Winterbon, 'Ion Implantation Range and Energy, Deposition distribution', vol. 2, I. F. I. Pleuman Data Company (1975).
- [45] I. Manning, G. P. Mueller, Comp. Phys. Comm. 7, 85 (1974).
- [46] C. C. Narthediff and R. F. Schilling, Nucl. Data Tables 7, 233 (1970).
- [47] J. P. Biersach, J. F. Ziegler, U. Littmark, vol.1, Pergamon Press., New York (1985).
- [48] T. G. Giallorenzi, E. J. West, R. Kirk, R. Ginther and R. A. Andrews, Appl. Opt. 12(6) , 1240 (1973).
- [49] J. D. Bierlein, A. Ferretti and M. G. Roelofs, SPIE vol. 994 Opt. Mat. , Dev., Pack. and Inter. II (1988).
- [50] J. D. Bierlein, A. Ferretti, L. H. Brixner and W. Y. Hsu, Appl. Phys. Lett. 50, 1216 (1987).
- [51] K. Wasa, H. Adachi, T. Kawaguchi, K. Ohji and K. Setsune, 4th Int. Conf. Integrated Optics and Optical Fiber Communication, 29C4-1, 27 (1983).
- [52] P. K. Tien and R. J. Martin, Appl. Phys. Lett. 14, 291 (1969).
- [53] D. Persegol, ' Réalisation d'un modulateur électro-optique utilisant l'excitation...', Thèse de Doctorat, ENSERG (1989).
- [54] A. A. Ballman, J. Am. Ceram. Soc. 48, 112 (1965).
- [55] K. Nassau, H. J. Levinstein and G. M. Loiacono, J. Appl. Chem. Solids 27, 983 (1966).
- [56] R. V. Schmidt and J P. Kaminow, IEEE J. Quant. Elect. QE_11, 57 (1975).
- [57] J. P. Kaminow, J. P. Carruthers, Appl. Phys. Lett. 22, 326 (1973).
- [58] J. L. Jackel, C. E. Rice, J. J. Veselka, Appl. Phys. Lett. 47, 607 (1982).
- [59] R. Strubert and H. Haris, IEEE Trans. Microwave Theo. Tech., MTT-16 (12), 1048 (1968).
- Voir également:
- 'Integrated Optics Theory and Technologie',
D. Marcuse and E. A. J. Marcatili, Bell Syst. Tech. J. 50(1), 43 (1971).
- [60] D. G. Hall, J. D. Spear-Zino, H. G. Koenig, R. R. Rice, J. K. Powers, G. H. Burkhart and P. D. Bear, Appl. Opt. 19(11), 1847 (1980).
- [61] P. K. Tien and R. J. Martin , Appl. Phys. Lett. 18, 398 (1971).
- [62] P. K. Tien and R. J. Martin , Appl. Phys. Lett. 14, 291 (1969).
- Voir aussi:
- P. K. Tien Appl. Opt. 10, 2395 (1971).
- P: K. Tien, G. Smolinsky, and R. J. Martin, Appl. Opt. 11, 637 (1972).
- [63] M. L. Dakss, L. Kuhn, P. F. Heidrich and B. A. Scott, Appl. Phys. Lett. 16, 523 (1970).
- [64] R. Ulrich and R. Torge , Applied Optics 12, 2907 (1973).
- [65] R. Ulrich, J. of the Opt. Soc. of America. 60, 1337 (1970).
- [66] P.K. Tien and R. Ulrich J. of the Opt. Soc. of America 60, 1325 (1970).
- [67] J. J. Burke, J. Opt. Soc. Am. 61, 676 (1971).



CHAPITRE II

MONTAGE EXPERIMENTAL

II.1 GENERALITES	42
II.2 DESCRIPTION DU MONTAGE EXPERIMENTAL	42
II.2.1 DESCRIPTION GENERALE	42
II.2.2 LE DISPOSITIF DE COUPLAGE.....	44
II.2.3 LE DISPOSITIF DE MESURE	49
II.2.4 ARRANGEMENT GENERAUX.....	52
II.2.5 AUTOMATISATION DU DISPOSITIF	55
II.2.6 PRECISION DE LA MESURE.....	57
II.3 TRAITEMENT DES RESULTATS EXPERIMENTAUX	59
II.3.1 ETUDE THEORIQUE	
$N_m = f(n, n_s, n_p, e_p)$	60
II.3.1 DETERMINATION DE L'INDICE ET DE L'EPaisseur.....	64
3.1.a GUIDE A SAUT D'INDICE	64
3.1.b GUIDE A GRADIENT D'INDICE	69
REFERENCES.....	77





MONTAGE EXPERIMENTAL

Le chapitre précédent nous a permis de développer tous les outils théoriques nécessaires pour comprendre la propagation des ondes optiques dans les guides d'ondes plans.

La fabrication de guides d'ondes plans; tout comme la mise au point de nouveaux matériaux optiques, sont à la base du développement des systèmes optiques intégrées. Les techniques de couplage, présentent non seulement un intérêt fondamental, mais également, un intérêt pratique du fait qu'elles permettent de vérifier l'efficacité guidante de ces guides. Aussi, le couplage par prisme, semble être la méthode la plus appropriée pour la caractérisation des guides d'ondes plans pour l'optique intégrée.

Ce chapitre, sera consacré à l'étude expérimentale du banc optique pour la caractérisation des guides d'ondes plans en utilisant la spectroscopie 'm-lines. D'abord, la caractérisation optogéométrique (détermination de l'indice de réfraction et de l'épaisseur de la couche guidante), ensuite, comme, on le verra dans le dernier chapitre, la caractérisation électrooptique de ces composants optiques intégrées (mesure des coefficients électrooptiques).

II.1 GENERALITES

Nous entendons par la spectroscopie «m-lines», une technique de mesure basée sur le couplage par prisme qui permet par un traitement à partir des données expérimentales d'extraire les paramètres du guide d'onde considéré.

Les paramètres caractéristiques des guides d'ondes sont: les indices de réfraction, l'épaisseur et les indices effectifs des modes guidés. Ces trois paramètres sont liés entre eux par l'équation de dispersion.

D'autre part, l'indice effectif d'un mode guidé donné dépend uniquement de sa position angulaire et peut s'écrire:

$$N_m = n_p \sin \theta_m$$

Autrement dit, il suffit de connaître les angle θ_m pour déterminer les indices effectifs des modes guidés et, enfin, à partir de l'équation de dispersion comme nous le verrons ultérieurement, remonter au profil d'indice de réfraction et à l'épaisseur du guide d'onde.

Bref, la base de toute investigation est la mesure de l'angle θ_m : angle synchrone qui détermine la position du mode guidé.

Avec le couplage par prisme, l'excitation d'un mode guidé se traduit par un transfère d'énergie ($\approx 80\%$ au mieux) du faisceau incident au mode guidé. Par conséquent, si on mesure l'intensité réfléchie à la base du prisme, un creux de réflectivité apparaîtra pour l'angle θ_m et si on mesure l'intensité transmise (guidée), un pic de transmission apparaîtra au même endroit.

En définitif, une caractérisation de guide d'onde revient à détecter les creux (ou les pics) d'intensité dans la courbe donnant l'intensité du faisceau réfléchi (ou transmis) en fonction de l'angle d'incidence. C'est le principe du dispositif de mesure que nous allons décrire dans le paragraphe suivant.

II.2 MONTAGE EXPERIMENTAL

Le montage du banc optique constitue une partie importante de notre travail. Aussi, nous allons le décrire avec beaucoup d'attention.

II.2.1 DESCRIPTION GENERALE

Le dispositif que nous avons mis au point, figure II.1, est composé des éléments suivants:

- Une source Laser (He-Ne : $\lambda = 633 \text{ nm}$)
- Un système de trous et de miroir permettant d'avoir un faisceau lumineux uniforme.

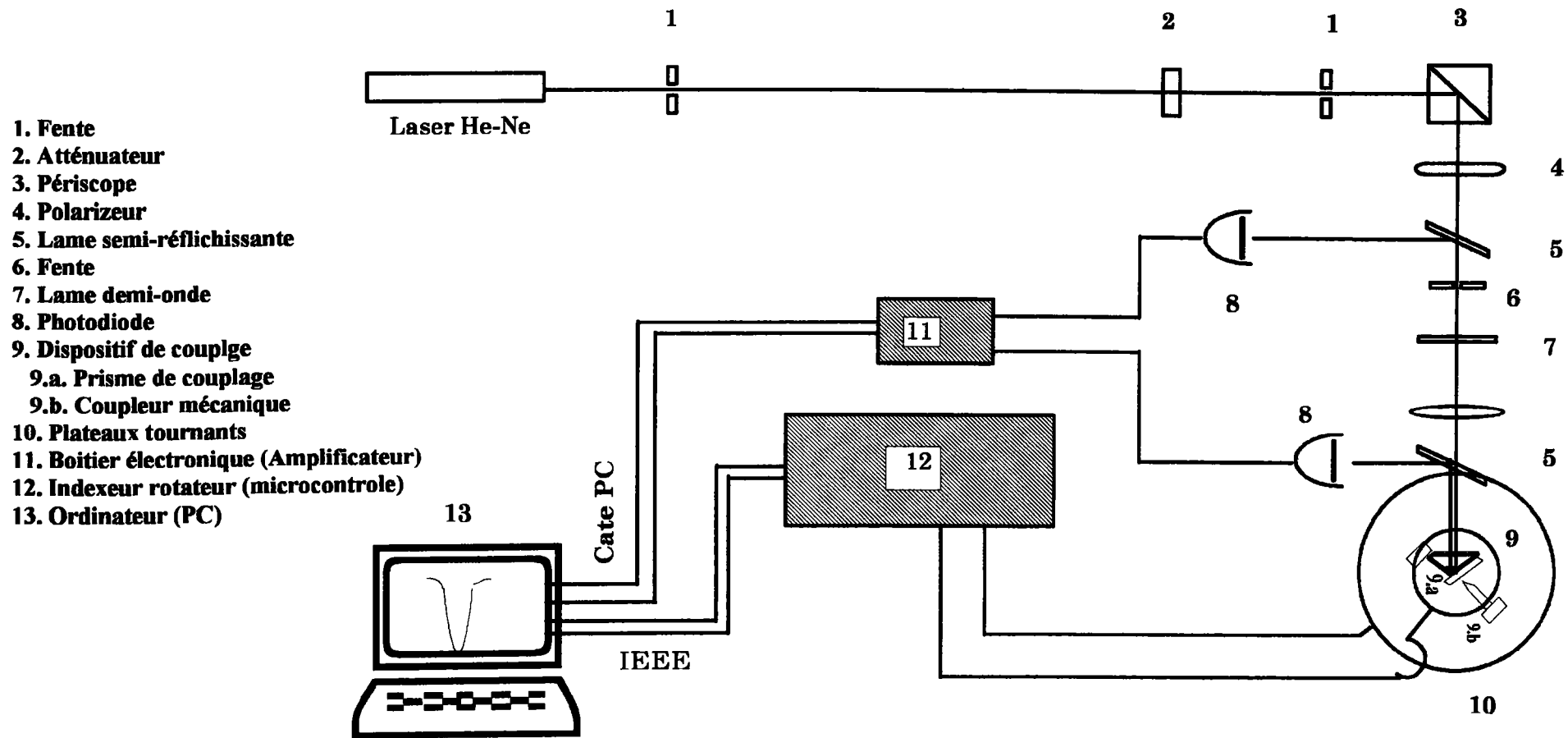


Fig. (II.1) Montage expérimental

- Un atténuateur (pour régler l'intensité du laser).
- Un polariseur assurant la polarisation du faisceau Laser (TE au départ).
- Une lame $\lambda/2$ permettant de changer la polarisation du faisceau Laser entre TE et TM par une rotation de 45° .
- Une lentille à faible focale qui assure la focalisation du faisceau sur la face d'entrée du prisme et réduit la taille du faisceau pour assurer un meilleur couplage.
- Un système d'autocollimation composé d'une lame semi réfléchissante et une fente d'un diamètre très faible.
- Un dispositif de rotation, à savoir deux moteurs pas à pas et un plateau tournant.
- Un porte échantillon composé de translateurs xyz et un support à prisme.
- Un dispositif mécanique de couplage qui permet d'obtenir les conditions expérimentales pour injecter la lumière dans le guide par l'optimisation du gap d'air.
- Un dispositif électronique de mesure composé de deux photodiodes , une pour la mesure de l'angle zéro et l'autre pour la mesure de l'intensité réfléchie (ou transmise), et un boîtier électronique amplificateur.
- Un dispositif d'automatisation qui comprend:
 - un ordinateur de type PC
 - une carte d'acquisition
 - une carte IEEE
 - un indexeur rotateur + câble IEEE

II.2.2 LE DISPOSITIF DE COUPLAGE

Il comprend le coupleur mécanique, permettant de réaliser les conditions expérimentales de couplage, et le prisme de couplage. Il est au centre de tout le dispositif.

Le coupleur mécanique

Plusieurs coupleurs ont été mis au point, au cours de notre travail pour arriver, finalement, à un type de coupleur qui semble bien adapté pour réaliser un très bon couplage dans n'importe quelles conditions expérimentales.

Représenté sur la figure (II.2), il est composé essentiellement:

- D'un porte prisme permettant la fixation et la stabilité du prisme. Il a été réalisé pour s'adapter à plusieurs tailles de prismes.

- D'une vis micrométrique qui permet d'exercer la pression adéquate sur le guide d'onde, contre la base du prisme, pour optimiser le gap d'air.
- D'un système de translation XY assurant l'arrangement du point de couplage par rapport à l'axe de rotation du dispositif.

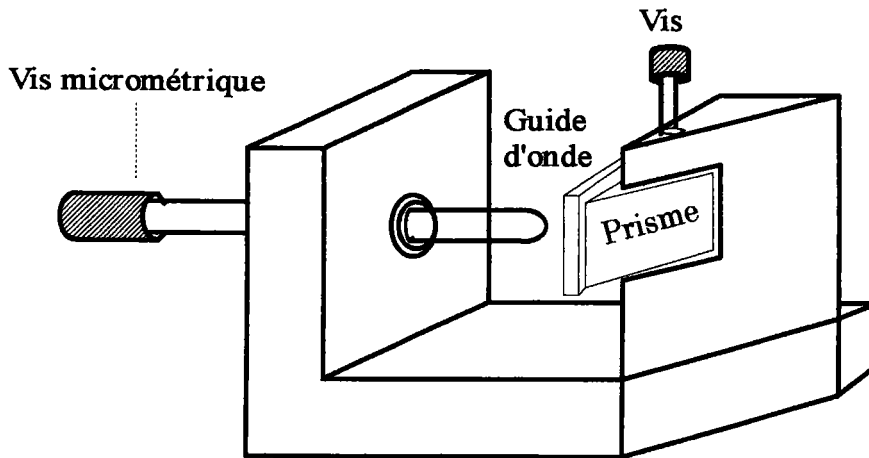


Fig. (II.2) Coupleur à prisme

Selon le besoin, le même principe est à la base du coupleur à deux prismes pour réaliser un couplage et un découplage de la lumière.

Le prisme de couplage

Le choix du prisme

Il est effectué suivant deux critères essentiels. D'abord, le matériau constituant le prisme, il faut qu'il soit le plus transparent possible à la longueur d'onde de travail et le plus dur possible pour éviter les dommages qui peuvent être causés par les pressions successives sur sa base. Des matériaux à haut indice comme SrTiO_3 , Si, Ge et TiO_2 sont souhaitables. Dans le cas du rutile, un cristal biréfringent uniaxe, l'axe optique doit être orienté parallèle à l'arête de l'angle A_p (Fig.II.3) et donc perpendiculaire au plan d'incidence. Seule cette orientation permet d'utiliser, dans le traitement théorique du couplage, l'indice n_p , ordinaire pour une polarisation TM et extraordinaire pour une polarisation TE indépendamment de l'angle d'incidence [1]. Il est, également, important de mentionner que les faces du prisme, impliqués dans le couplage, doivent être très bien polies.

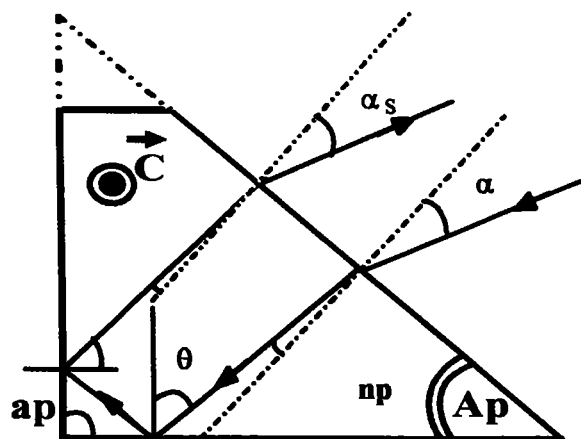


Fig. (II.3) : Géométrie du prisme de couplage

Ensuite, il faut s'assurer que la plage des valeurs de 'l'invariant de Descarte', autrement dit, de l'indice effectif N_m , susceptible d'être décrite, soit compatible avec la structure guidante à étudier. Pour cela, les paramètres les plus importants pour le prisme de couplage sont, son indice de réfraction, n_p , et son angle A_p .

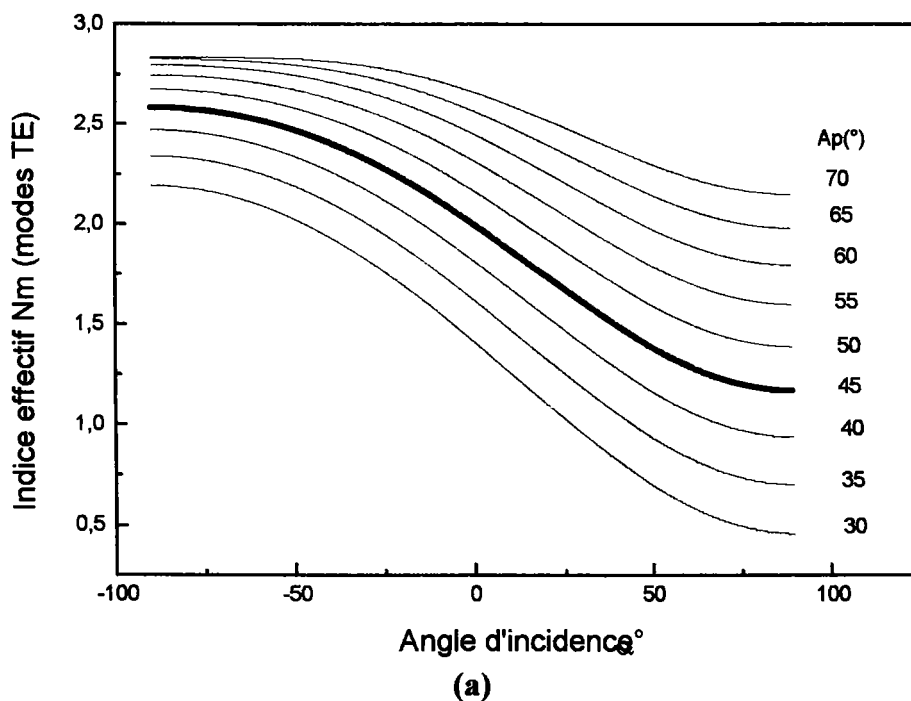
Dans notre cas, nous utilisons un prisme de rutile (TiO_2) d'indices ordinaire $n_o = 2.5628$ et d'indice extraordinaire $n_e = 2.8352$, à $\lambda = 632,8$ nm.

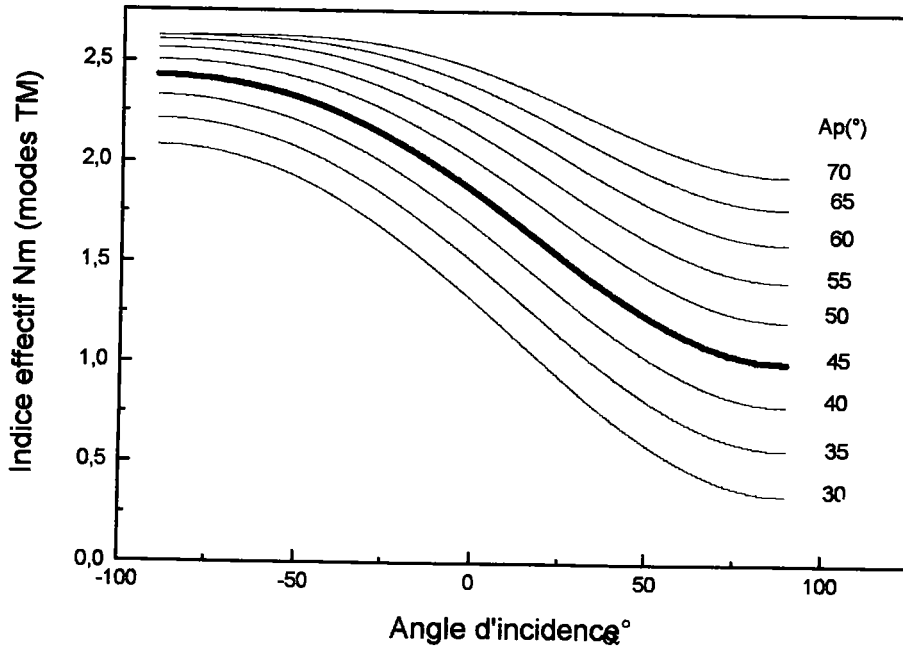
Dans ces conditions et à partir de la relation donnant l'indice effectif N_m en fonction de l'angle d'incidence, α (Fig. (II.3)):

$$N_m = n_p \cdot \sin \theta = \sin \alpha \cos A_p + \left(n_p^2 - \sin^2 \alpha \right)^{1/2} \sin A_p \quad (II.1)$$

nous pouvons obtenir les courbes donnant N_m en fonction de l'angle d'incidence pour différents angles A_p , figure (II.4).

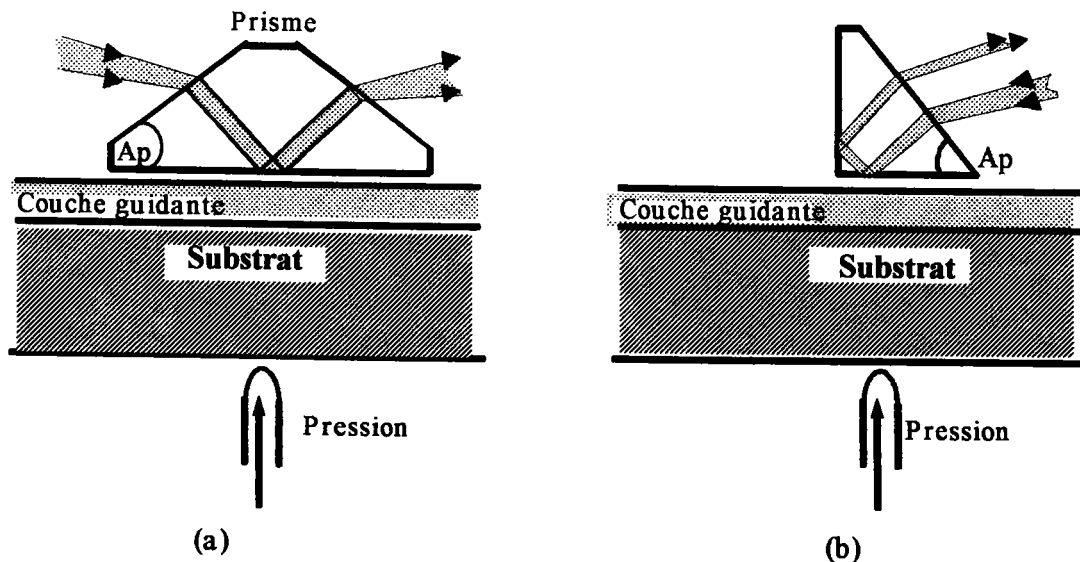
Pour le cas des guides d'ondes de $LiNbO_3$ où l'indice effectif des modes guidés se trouve compris entre 2.18 et 2.22 pour les modes extraordinaires (TE) et entre 2.22 et 2.28 pour les modes ordinaires (TM), un prisme avec un angle A_p de 45° semble très bien adapté. Dans ces conditions, les plages angulaires correspondantes, d'après la figure (II.4), sont $[-17^\circ, -8^\circ]$ pour les modes TE et $[-51^\circ, -40^\circ]$ pour les modes TM.





(b)
Fig. (II. 4) : Variation de l'indice effectif en fonction de l'angle d'incidence pour différent angle A_p du prisme.
 (a) modes TE ($n_{p_o}=2.628$) (b) modes TM ($n_{p_e}=2.8352$)

En pratique, deux géométries de prisme peuvent être utilisées. La première consiste à utiliser un prisme symétrique qui permet de récupérer le faisceau réfléchi sur la deuxième face Figure (II.5.a).



(a) (b)
Fig. (II.5) Différentes configuration de couplage par prisme

Pour éviter les problèmes de découplage on utilise la deuxième configuration (figure II.5.b) : un prisme droit. Le couplage, dans ce cas s'effectue près de l'angle droit et on mesure, selon le besoin, soit le faisceau réfléchi soit le faisceau transmis en utilisant un prisme de découplage ou bien tout simplement la tranche du guide d'onde considéré.

Un deuxième problème apparaît généralement lors de l'utilisation de ce type prisme de couplage. Il s'agit de l'évolution de la direction du faisceau réfléchi en fonction de l'angle d'incidence. Il est évident qu'une stabilité de cette dernière permettrait des mesures simples et efficaces. Ceci dépend, particulièrement de l'angle A_p (Fig.II.3). On peut montrer que l'angle de sortie, α_s du faisceau réfléchi, est lié à l'angle a_p par la relation suivante:

$$\sin \alpha_s = \cos(a_p - 2A_p) \sin \alpha + \left(n_p^2 - n_p^2 \sin^2 \alpha \right)^{1/2} \sin(2A_p - a_p) \quad (\text{II.2})$$

L'angle a_p est souvent choisi légèrement plus grand que 90° pour avoir une nette séparation angulaire du faisceau incident et du faisceau réfléchi.

Néanmoins un angle $a_p = 90^\circ$ permet d'avoir le faisceau réfléchi constamment parallèle au faisceau incident car, dans ce cas, $\alpha_s = \alpha$.

Ceci a beaucoup d'intérêt pratique, car il permet de maintenir la position de l'instrument de mesure en l'occurrence la photodiode fixe par l'utilisation d'une lame semi-réfléchissante.

Le prisme peut être remplacé par une demi-sphère. Dans ce cas le faisceau passe constamment près de la normale quelque soit l'angle θ . Par conséquent, la plage de Nm s'élargit et la caractérisation se simplifie. Cependant, l'utilisation de ce dispositif nécessite une grande précision dans la détermination du point de couplage qui doit être confondue avec l'axe du cylindre.

Caractéristiques du prisme

La connaissance des paramètres du prisme à savoir, l'indice de réfraction n_p et l'angle A_p , constituent un facteur très important pour la caractérisation précise de guides d'ondes.

En générale l'indice de réfraction du prisme peut être mesuré avec une grande précision, $\Delta n_p = 10^{-5}$, en utilisant la méthode du minimum de déviation [2]. Elle consiste à mesurer l'angle d'incidence limite entre le dioptre séparant le milieu d'indice n_p et un milieu d'indice n_m parfaitement connu. L'angle α ainsi mesurer permet d'accéder à l'indice du prisme n_p à partir de la relation suivante:

$$n_p = \left[\sin^2 \alpha + \left(\frac{n_m - \sin \alpha \cos A_p}{\sin A_p} \right)^2 \right]^{1/2} \quad (\text{II.3})$$

Les caractéristiques du prisme (TiO_2) que nous avons utilisé ont été mesurées à l'Institut d'Optique Théorique et Appliquée (IOTA) à Orsay. Ces caractéristiques sont:

$$A_p = 44.78842^\circ \pm 0.001145^\circ$$

$$n_{p_{\text{or}}} = 2.58324 \pm 0.00005$$

$$n_{p_{\text{ex}}} = 2.86525 \pm 0.00006$$

II.2.3 LE DISPOSITIF DE MESURE

Systeme électronique

Il est composé de deux photodiodes pour mesurer l'intensité du faisceau Laser. Elles délivrent une tension que le boîtier électronique amplifie avant de l'envoyer sur la carte d'acquisition du PC pour la conversion A/N du signal.

Le boîtier électronique a été réalisé en collaboration avec le service Electronique de SUPELEC et sa caractérisation, avant de l'implanter sur le banc, a permis une utilisation optimale. En effet, il fallait trouver la plage d'amplification optimale pour, à la fois, détecter les faibles variations d'intensité et éviter la saturation qui peut être causé par la forte intensité du faisceau Laser utilisé.

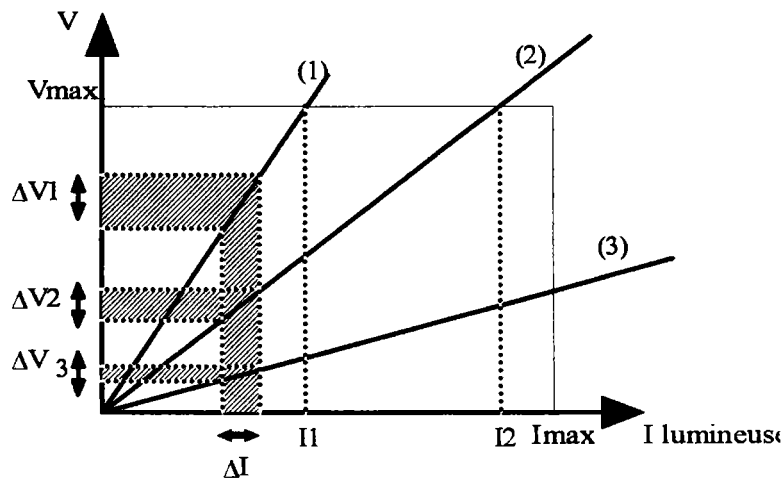


Fig. (II.6) : Conversion A/N du signal de mesure.

La figure (II.6) illustre ce problème en traçant la tension en fonction de l'intensité lumineuse. La variation de la tension V délivrée par la photodiode en fonction de l'intensité lumineuse est linéaire.

Pour une variation ΔI de l'intensité lumineuse on obtient ΔV_1 , ΔV_2 , ΔV_3 suivant que l'on se place dans les conditions de mesure (1), (2) ou (3) qui sont généralement déterminées par l'impédance d'entrée du circuit électronique. On s'aperçoit que $\Delta V_1 > \Delta V_2 > \Delta V_3$. Donc, suivant (1) on a une meilleure sensibilité du dispositif, seulement, dans ce cas, la saturation est très vite atteinte à $I_1 < I_2 \ll T_{max}$.

En fait, notre souci était de chercher les conditions optimales pour avoir à la fois une meilleure sensibilité et être loin de la saturation.

Principe de la mesure

L'étude précédente permet de déterminer pour un prisme donné, à partir des courbes (II.4), la plage angulaire contenant les modes guides de la structure à étudier. Pour détecter les angles synchrones on utilise un Laser He-Ne. Sa polarisation peut être vérifiée et modifiée en utilisant un polariseur et une lame $\lambda/2$ (Fig. II.7).

Le faisceau incident tombe sur la base du prisme en réflexion totale et pour certains angles qui correspondent aux angles synchrones, son énergie est transférée aux modes guidés de la structure.

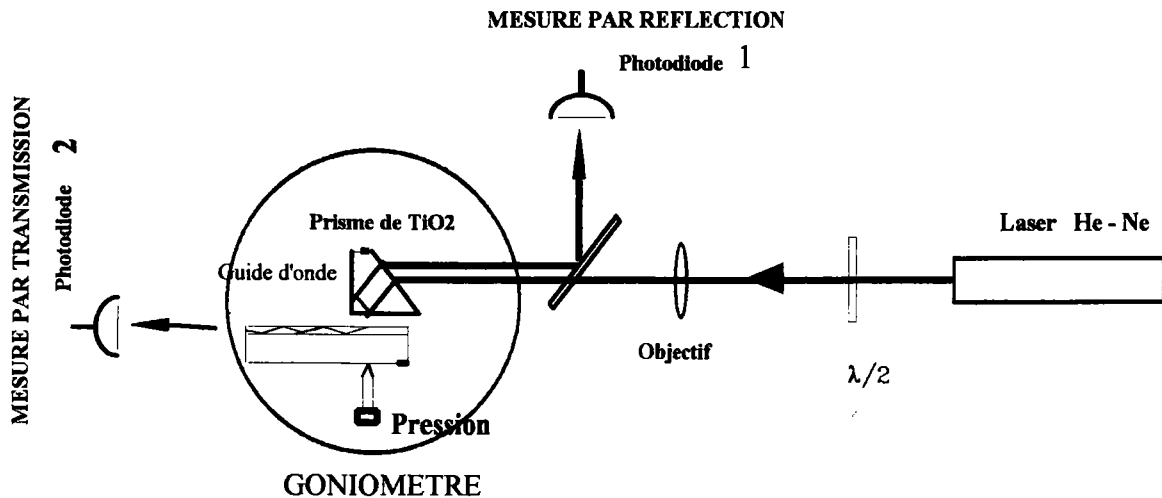


Fig.(II.7) : Montage 'm-lines'
Principe de la mesure

Deux configurations de mesure sont alors possibles:

Mesure par transmission

Dans ce cas la détection des angles synchrones s'effectue en mesurant l'intensité transmise dans le guide en fonction de l'angle d'incidence. Cette configuration n'est généralement possible qu'en utilisant un prisme droit.

Le faisceau transmis (guidé) peut être mesuré de deux façons:

- En mesurant directement l'intensité qui sort de la tranche du guide d'onde (Photodiode 2). Dans ce cas, des problèmes de diffusion peuvent apparaître, surtout si la tranche n'est pas bien polie.
- En utilisant un deuxième prisme qui permet de découpler la lumière qui se propage dans le guide par le même processus que celui du couplage (principe de réciprocité optique).

A titre d'exemple, pour un guide de LiNbO₃ fabriqué par échange protonique, on obtient la courbe représentée sur la figure (II. 8). Les angles synchrones, dans ce cas sont donnés par les pics de réflectivité.

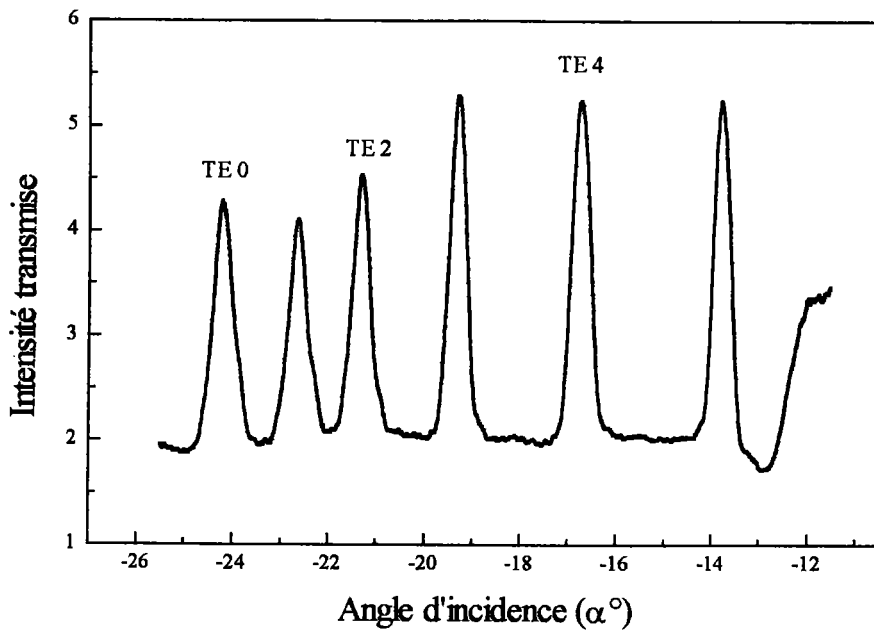


Fig. (II.8): Mesure par transmission
Guide LiNbO₃: (échange H⁺) - modes TE

Mesure par réflexion

Contrairement au cas précédent, la détection des angles synchrones, dans cette configuration s'effectue en mesurant l'intensité réfléchie sur la base du prisme (Photodiode 1). Les deux types de prismes (symétrique et droit) peuvent être employés. Dans ces conditions le couplage de la lumière incidente avec les modes guidés se traduit par l'apparition de creux de réflectivité dans la courbe donnant l'intensité réfléchie en fonction de l'angle d'incidence.

Des mesures effectuées par réflectivité sur le même guide (LiNbO₃:H⁺) ont permis, également la détection des angles de couplages (figure II.9) et l'indice effectif correspondant (tableau II.1).

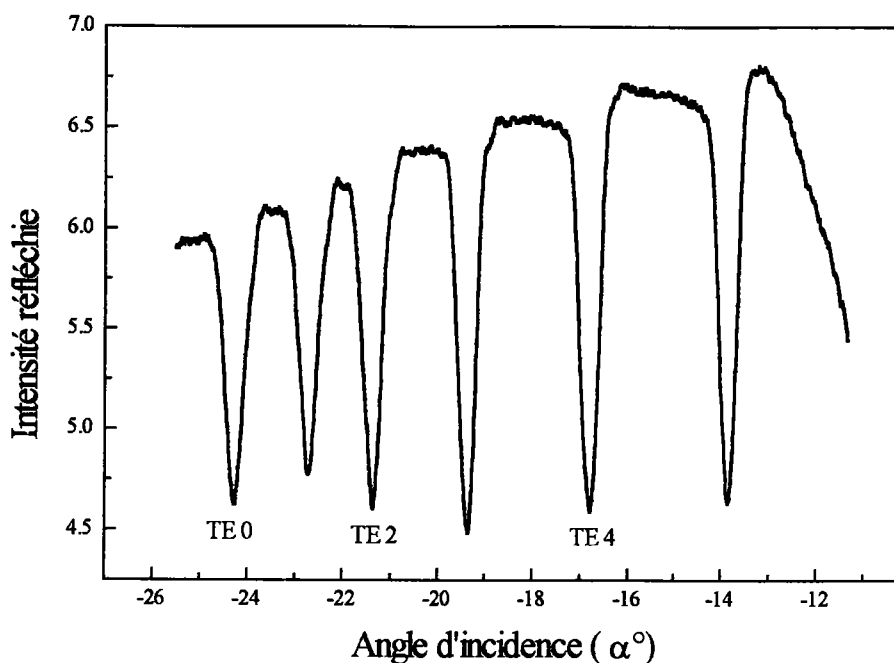


Fig. (II.9) : Modes TE - Guide de LiNbO_3 fabriqué par échange de proton mesures par réflexion

m	α (°)	N_m
0	-24.27	2.2893
1	-22.72	2.2741
2	-21.36	2.2606
3	-19.35	2.2401
4	-16.77	2.2130
5	-13.84	2.1812

Tab (II.1): Valeur des indices effectifs

La souplesse et la simplicité pratique de la mesure par réflexion ont fait qu'elle soit utilisée par de nombreux auteurs pour la caractérisation de guides d'ondes. C'est également notre choix et toutes nos mesures ont été effectuées par réflexion.

II.2.4 ARRANGEMENTS GÉNÉRAUX

Le faisceau Laser

Puisque les modes guidés sont polarisés (TE ou TM), le faisceau Laser doit avoir la même polarisation que celle du mode à exciter. Par conséquent, la connaissance de la polarisation du faisceau avec précision est primordiale. Ceci s'effectue en utilisant un polariseur et une lame

$\lambda/2$. D'autre part, le plan d'incidence doit être strictement parallèle à la surface du plateau tournant (perpendiculaire à la face d'attaque du prisme). Ceci constitue un facteur très important pour exciter tous les modes guidés avec efficacité. Aussi, un réglage précis et rigoureux de ce paramètre est nécessaire pour la mise au point du dispositif. Pour cela la méthode la plus simple consiste à mesurer la hauteur de deux points du faisceau choisis à une distance suffisamment adéquate et à effectuer le réglage par auto-collimation.

A noter que deux procédures sont possibles: soit on utilise un faisceau convergent, en utilisant une lentille, pour exciter tous les modes guidés à la fois soit on utilise un faisceau parallèle. Dans ce cas l'excitation des modes guidés s'effectue en variant l'angle d'incidence. Cette dernière procédure est la mieux adaptée car elle permet la mesure des angles synchrones avec facilité et précision.

Le couplage

Pour réaliser un bon couplage, il faut presser le guide d'onde contre la base du prisme pour obtenir un 'gap' d'air assez faible, théoriquement de l'ordre de $\lambda/4$.

Dans le cas des guides en LiNbO_3 , une tache noire apparaît sur la base du prisme indiquant une bonne optimisation du gap d'air, C'est le point de couplage. Il doit être au milieu de la base du prisme symétrique, et au voisinage de l'angle droit dans le cas du prisme à 90° . Les paramètres optogéométriques du guide sont mesurés en ce point précisément.

L'ajustement de la position du système de couplage, par rapport à l'axe de rotation du dispositif, point M (Fig.II.10), en utilisant les translateurs xyz, permet de maintenir le point de couplage stationnaire au cours de la rotation. Selon que la plage angulaire se trouve supérieur ou inférieur à 0, la position du prisme doit être ajustée comme l'indique la Figure (II.10)[3].

Le point d'incidence du faisceau Laser sur la face d'entrée du prisme doit être ajusté à l_p/n_p de l'axe de rotation du système, vers le bas pour $\alpha > 0$ et vers le haut pour $\alpha < 0$ (l_p est la longueur du chemin optique du faisceau à l'intérieur du prisme, mesuré près de $\alpha = 0$).

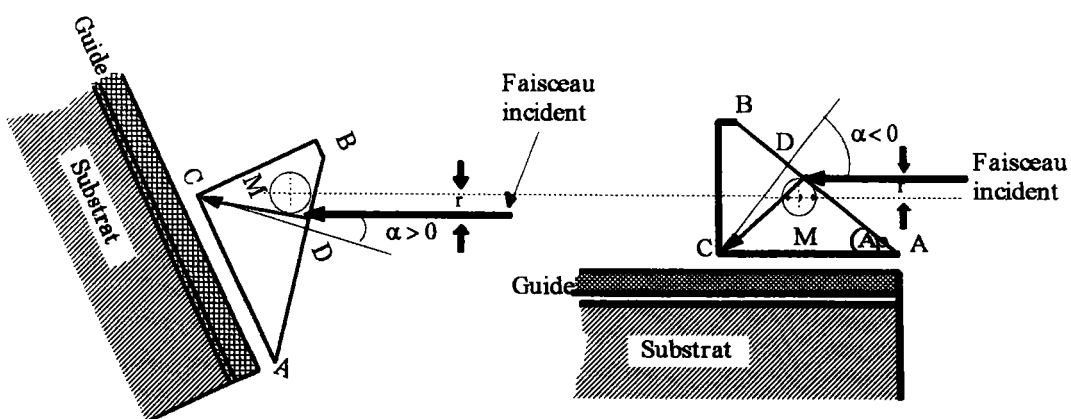


Fig. (II.10) : Arrangement expérimental pour maintenir le point de couplage fixe.

Finalement, il est évident que pour avoir un point de couplage stationnaire, il faut utiliser un prisme de petite taille ($l_p < 5\text{mm}$) et d'indice élevé [4,5]. Ceci est d'autant plus important si le guide considéré n'a pas une épaisseur uniforme.

Mesure des angles et observation des modes

Avant toute tentative d'observation des modes guidés, il est nécessaire de déterminer l'angle zéro. La méthode utilisée est basée sur le principe d'autocollimation. Dans les conditions de couplage décrite ci-dessus, on effectue une autocollimation sur la face d'entrée du prisme.

Le dispositif d'autocollimation composé d'une fente et d'une lame semi-réfléchissante permet une vérification précise du retour du faisceau réfléchi qui doit être strictement confondu avec celui incident. Une photodiode placée en face de la lame semi-réfléchissante mesure l'intensité du faisceau autocollimaté. L'angle zéro correspond à un maximum d'intensité mesurée.

Après cela, en utilisant le dispositif mécanique de rotation (moteurs Pas à Pas), on se positionne dans la plage angulaire souhaitée. Plusieurs balayages angulaires, de cette plage permettent l'identification des modes guidés.

Plusieurs phénomènes peuvent accompagner l'excitation d'un mode guidé qui peuvent se résumer avec les points suivants [6]:

- Une diminution de l'intensité du spot de la lumière incidente au niveau du point de couplage indiquant qu'une partie de l'énergie incidente a été injecté dans le guide.
- En même temps, l'apparition autour de ce spot d'une zone lumineuse.
- Si l'échantillon à étudier est suffisamment long, l'apparition d'une ligne lumineuse, sur la surface du guide, indiquant la propagation de la lumière dans la couche guidante.
- Finalement, l'observation du spot de la lumière réfléchi sur un écran, met en évidence les fameuses lignes noirs qui peuvent être accompagnées, dans certains cas, par des lignes brillantes indiquant un découplage des modes guidés.

L'apparition des lignes brillantes peut être causée, également, par la rugosité de la surface du guide d'onde. Aussi, le polissage de la surface augmente l'efficacité du couplage.

Des lignes brillantes ont été observées avec des films minces évaporés tel que ZnO, ZnS, Al₂O₃, ...etc [6]. Alors que les couches minces et les films organiques, déposés sur un substrat ne présentent pas ce phénomène [7].

La mesure de l'intensité réfléchi en fonction de l'angle d'incidence permet de déterminer les angles synchrones. A noter que pour des mesures efficaces et précises, il vaut mieux réduire la pression sur le guide d'onde jusqu'à atteindre la plus faible pression qui permet d'établir un couplage. Ceci, permet de s'approcher du cas d'une structure guidante libre et de s'affranchir du problème de la présence du prisme.

II.2.5 AUTOMATISATION DU DISPOSITIF

La deuxième étape de notre travail, après l'étude expérimentale du banc optique et son montage, est l'automatisation complète du dispositif.

Description générale

Le pilotage des deux moteurs Pas à Pas s'effectue par l'intermédiaire d'une carte IEEE et à travers un indexeur rotateur microcontrôle.

Une carte d'acquisition permet la conversion du signal analogique délivré par le boîtier électronique en signal numérique.

Ces deux cartes intégrées dans un ordinateur de type PC permettent de gérer les différentes séquences de la mesure que l'on peut résumer ainsi:

-rotation du prisme d'un angle α .

-mesure de l'intensité réfléchie.

-stockage des données (angle α et intensité réfléchie I_r) dans un fichier.

-Graphe donnant l'intensité réfléchie en fonction de l'angle d'incidence en temps réel.

Ces opérations sont répétées durant le balayage entier de la plage angulaire considérée.

Programme d'acquisition

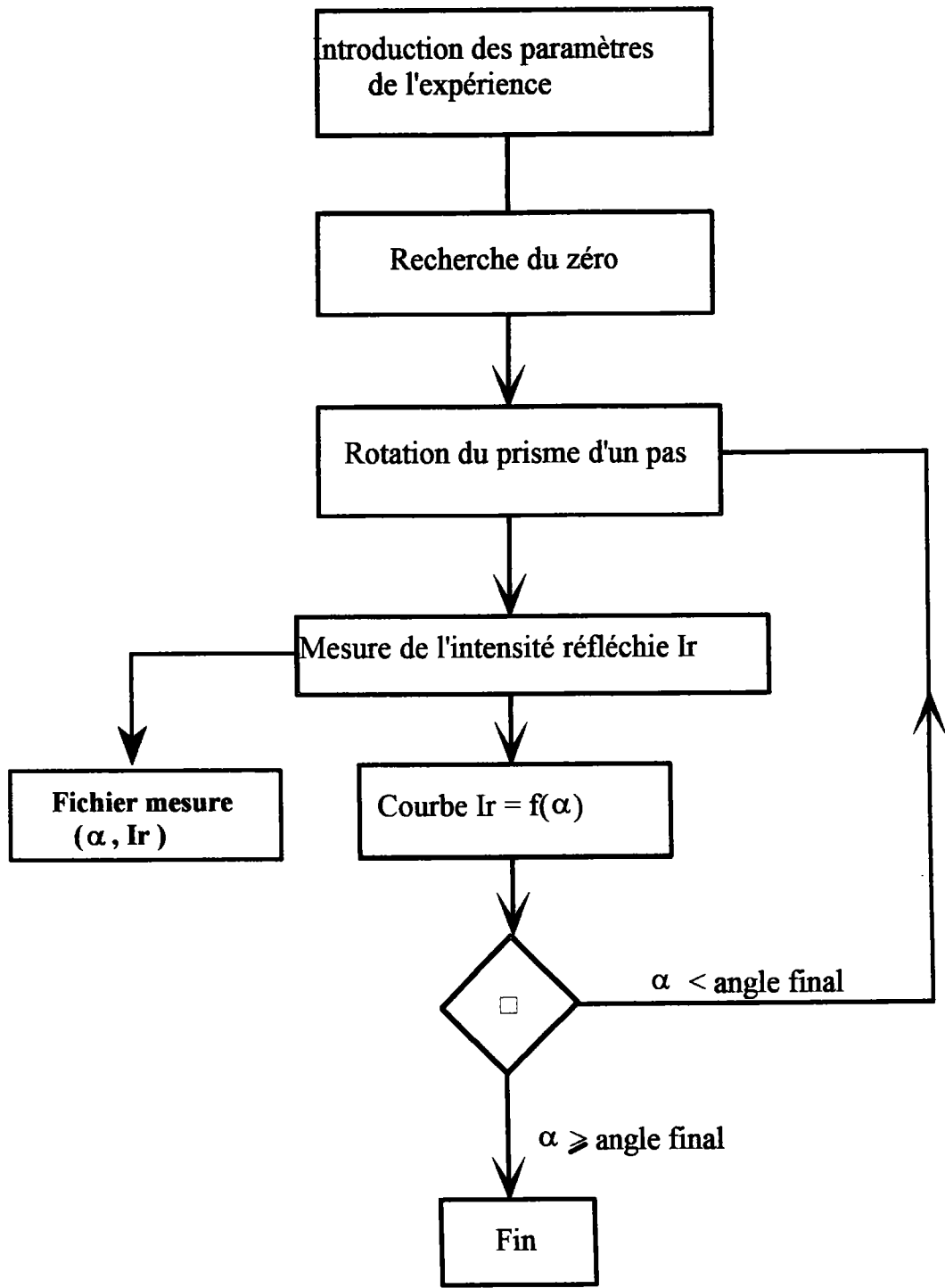
Le langage utilisé est le Turbo Pascal 6.1, c'est un langage assez souple et facile à maîtriser. Durant ce travail, nous avons eu le souci de faire un programme simple d'utilisation et efficace. Ainsi, nous avons développé d'une manière indépendante deux parties essentielles du programme:

-Une interface de dialogue utilisateur-machine: cette partie du programme permet à n'importe quel utilisateur du banc d'effectuer des mesures uniquement en suivant les instructions affichées sur l'écran de l'ordinateur. Ceci s'effectue généralement en introduisant les différents paramètres concernant l'expérience à effectuer.

-Le programme d'acquisition : Il permet d'effectuer la mesure et de tracer la courbe donnant le spectre des modes guidés en temps réel.

Une autre partie du travail, consistait à développer tous les programmes relatifs au traitement des données qui fera l'objet du paragraphe suivant.

Pour donner une idée de ce travail, loin des détails informatiques, nous pouvons présenter l'organigramme suivant:



II.2.6 PRECISION DE LA MESURE

La précision de la mesure dépend généralement des performances techniques du dispositif utilisé. Dans le cas de la caractérisation de guides d'ondes plans par couplage par prisme, le paramètre à déterminer est l'indice effectif N_m donné par la relation suivante:

$$\begin{aligned} N_m &= n_p \sin \theta_m \\ &= n_p \sin \left[A_p - \arcsin \left(\frac{\sin \alpha}{n_p} \right) \right] \end{aligned} \quad (\text{II.4})$$

Le problème de l'incertitude de la détermination de N_m a été abordé, en particulier par P.Th. Kersten [8]. Elle peut être donnée par la relation suivante:

$$\Delta N_m = \left| \frac{\partial N_m}{\partial n_p} \right| \Delta n_p + \left| \frac{\partial N_m}{\partial A_p} \right| \Delta A_p + \left| \frac{\partial N_m}{\partial \alpha} \right| \Delta \alpha \quad (\text{II.5})$$

L'incertitude absolue ΔN_m est déterminée par les incertitudes Δn_p , ΔA_p et $\Delta \alpha$. Les incertitudes concernant l'indice n_p et l'angle A_p du prisme sont généralement connues avec une grande précision. Dans notre cas: $\Delta n_p = 4 \times 10^{-5}$ et $\Delta A_p = 2 \times 10^{-5}$ (rd). Dans ces conditions l'erreur maximale dans la détermination de N_m est introduite essentiellement par la mesure de l'angle α . Il est également utile de mentionner que d'autres sources d'erreurs peuvent être considérées. Il s'agit, notamment, de la présence du prisme et de l'ouverture du faisceau incident sur la base du prisme. Cependant cette situation peut être négligée en optimisant les conditions de couplage et donc on va s'intéresser uniquement à l'erreur introduite par la mesure de l'angle d'incidence en assumant que cette incertitude, $\Delta \alpha$, tient compte, également de l'erreur causée par l'ouverture du faisceau incident. L'influence de ce paramètre a été discutée notamment, par R. Ulrich et al. (1973). La relation (II.5) peut se mettre sous la forme suivante:

$$\Delta N_m = (\Delta N_m)_{np} + (\Delta N_m)_{ap} + (\Delta N_m)_{\alpha} \quad (\text{II.6})$$

avec, à partir de la relation (II.4):

$$\begin{aligned} (\Delta N_m)_{np} &= \frac{n_p \sin(A_p)}{\sqrt{n_p^2 - \sin^2(\alpha)}} \Delta n_p \\ (\Delta N_m)_{Ap} &= \left[\sin(A_p) \sin(\alpha) + \cos(A_p) \sqrt{n_p^2 - \sin^2(\alpha)} \right] \Delta A_p \\ (\Delta N_m)_{\alpha} &= \cos(\alpha) \left[\cos(A_p) + \frac{\sin(A_p) \sin(\alpha)}{\sqrt{n_p^2 - \sin^2(\alpha)}} \right] \Delta \alpha \end{aligned}$$

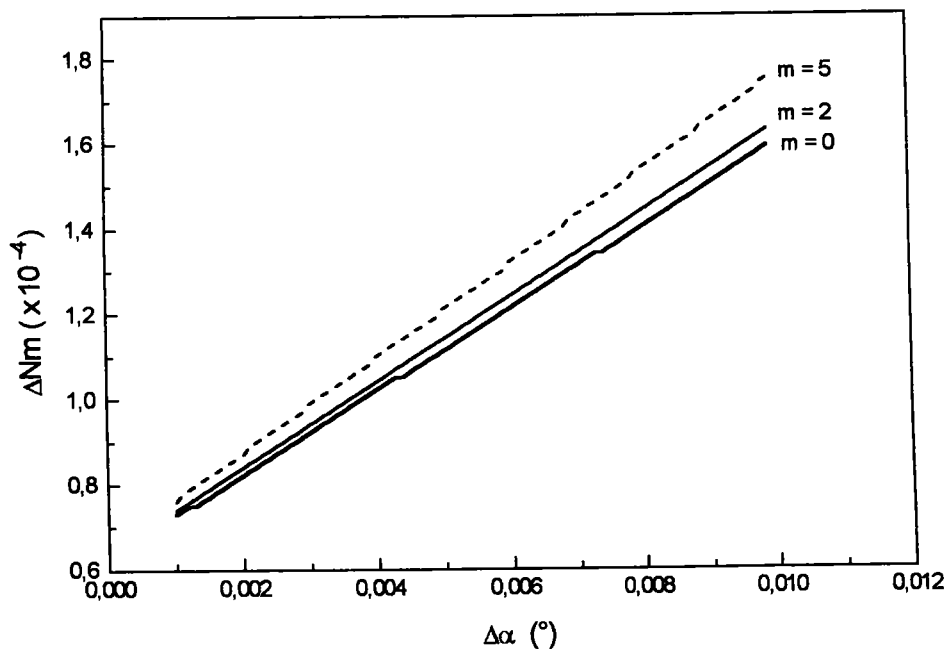
Dans les conditions expérimentales décrites précédemment et pour une mécanique de rotation avec une résolution de 10^{-2} (°) (1.74×10^{-4} rd), Il est facile de calculer à partir des relations (II.6) l'incertitude absolue ΔN_m .

Pour l'exemple précédent (tableau II.1), on trouve:

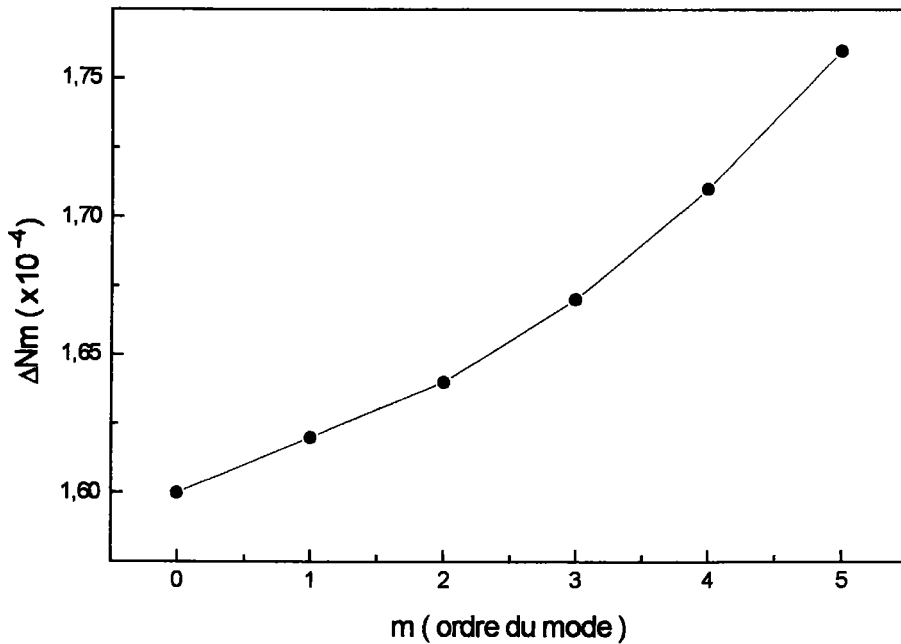
m	α (°)	Nm	$(\Delta N_m)_\alpha$ $\times 10^{-4}$	$(\Delta N_m)_{n_p}$ $\times 10^{-5}$	$(\Delta N_m)_{A_p}$ $\times 10^{-4}$	ΔN_m $\times 10^{-4}$
0	-24.27	2.2893	0.97	2.85	0.34	1.60
1	-22.72	2.2742	0.99	2.84	0.34	1.62
2	-21.36	2.2606	1.01	2.84	0.35	1.64
3	-19.35	2.2401	1.03	2.84	0.35	1.67
4	-16.77	2.2130	1.07	2.83	0.36	1.71
5	-13.84	2.1812	1.10	2.83	0.37	1.76

Tab. (II.2) : Calcul de l'incertitude absolue ΔN_m
($\Delta\alpha = 1.74 \times 10^{-4}$ rd , $\Delta n_p = 4 \times 10^{-5}$, $\Delta A_p = 2 \times 10^{-5}$)

La courbe de la figure (II.11.a) montre la variation de ΔN_m en fonction de $\Delta\alpha$ pour des modes d'ordre $m = 0, 2$ et 5 . Celle de la figure (II.11.b) donne la variation de ΔN_m en fonction de l'ordre des modes pour $\Delta\alpha$ donné.



(a)



(b)

Fig. (II.11) : (a) variation de ΔN_m en fonction de $\Delta\alpha$
 (b) variation de ΔN_m en fonction de m ($\Delta\alpha = 1.74 \times 10^{-4}$ rd)

On constate que l'incertitude absolue ΔN_m varie proportionnellement en fonction de $\Delta\alpha$, (Fig. 11.a), qui dépend surtout de la résolution du moteur utilisé. Pour augmenter la précision de la mesure de N_m il faut utiliser un moteur à haute résolution. C'est dans cette perspective que nous avons acquis, récemment un nouveau moteur avec une résolution de 10^{-3} (°) (1.74×10^{-5} rd).

D'autre part, d'après la courbe (II.11.b), il est clair que la précision des modes d'ordre faible est meilleure que celle des modes d'ordre élevé. Ceci est dû, notamment à la sensibilité de ces derniers à la présence du prisme.

En somme, on peut dire qu'une précision angulaire $\Delta\alpha$ de 10^{-2} degré (précision actuelle de notre dispositif) permet une détermination de N_m avec une précision de 1.6×10^{-4} ce qui est très satisfaisant.

II.3 TRAITEMENT DES RESULTATS

Rappelons le, le but de la mesure des indices effectifs est de déterminer les indices de réfraction et l'épaisseur de la couche guidante. Ceci est possible en utilisant l'équation de dispersion des modes guidés, discutée au premier chapitre, qui peut être mise sous la forme suivant:

$$F(N_m, n, n_s, n_a, e, m, \rho) = 0 \quad (\text{II.7})$$

où m indique l'ordre du mode et ρ définit la polarisation utilisée (TE ou TM).

Dans ce paragraphe nous allons développer les outils théoriques nécessaires à l'extraction des paramètres optogéométriques de la structure guidante à partir des indices effectifs mesurés.

II.3.1 ETUDE THEORIQUE DE N_m

Calcul théorique de N_m

Il est essentiel de noter qu'avant toute caractérisation proprement dite, il est nécessaire de bien connaître la plage angulaire qui contient les modes guidés et donc leurs positions angulaires pour la structure à étudier.

Pour cela, nous avons développé des programmes de simulation qui permettent pour une structure guidante donnée de calculer avec précision N_m et α_m .

Le problème à traiter est le suivant:

Pour une structure guidante donnée avec les paramètres caractéristiques, n , n_s , n_a et e connus, quels sont les indices effectifs des modes guidés susceptibles de s'y propager ?

Comme la solution analytique de l'équation de dispersion est quasiment impossible, un traitement numérique permet, cependant de déterminer facilement les valeurs de N_m . Pour cela, on utilise le principe du calcul par itération [3].

L'équation de dispersion de dispersion des modes guidés peut se mettre sous la forme suivante:

$$e(N_m) = \frac{\Psi_m(n, N_m)}{(n^2 - N_m^2)^{1/2}} \quad (\text{II.8})$$

avec

$$\Psi_m(n, N_m) = m\pi + \Phi_{(n, n_a)}(n, N_m) + \Phi_{(n, n_s)}(n, N_m)$$

et

$$\Phi_{(n, j)}(n, N_m) = \text{arctg} \left[\left(\frac{n}{n_j} \right)^{2\rho} \left(\frac{N_m^2 - n_j^2}{n^2 - N_m^2} \right) \right]^{1/2}$$

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

$j = s, a$ (indiquant le substrat ou le superstrat)

Cette fonction $e(N_m)$ est strictement monotone, $\frac{\partial e(N_m)}{\partial N_m} > 0$. D'autre part la recherche de N_m s'effectue dans l'intervalle $[n_s, n]$ (Fig. II.12).

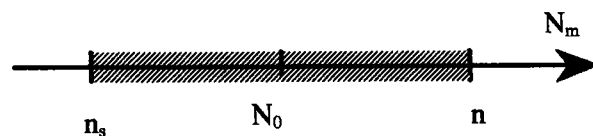


Fig. (II.12): Illustration du calcul de N_m

On commence par calculer $e(N_0)$ au centre de cet intervalle et on compare la valeur obtenue avec celle de l'épaisseur normalisée, k_e :

- si $e(N_0) = k_e$, alors la valeur recherchée est N_0 .

- si $e(N_0) > k_e$, alors, la valeur N_m doit se trouver dans la partie droite de l'intervalle.

- si $e(N_0) < k_e$, dans ce cas la valeur de N_m doit se trouver dans la partie gauche.

On refait la même opération avec le centre de cette partie jusqu'à ce que l'on obtienne un intervalle très petit où $N_{m_{\max}} - N_{m_{\min}} \leq 10^{-4} (n - n_s)$. A la fin, la valeur de N_m est déterminée par une interpolation linéaire entre $e(N_{m_{\max}})$ et $e(N_{m_{\min}})$.

Une variation de l'ordre du mode, m , dans l'équation (II.8) permet de calculer toutes les valeurs de N_m .

A titre d'exemple, pour un guide d'onde de LiNbO_3 implanté par des protons avec une variation d'indice de l'ordre de 0.03 on trouve pour une épaisseur de $7\mu\text{m}$ les valeurs de N_m reportées dans le tableau (II.3) suivant:

	m	α (°)	N_{mth}
TM	0	-50.35	2.2835
	1	-50.12	2.2823
	2	-49.75	2.2802
	3	-49.23	2.2773
	4	-48.58	2.2736
	5	-47.79	2.2691
	6	-46.95	2.2638
	7	-45.90	2.2577
TE	0	-17.38	2.2195
	1	-17.26	2.2183
	2	-17.07	2.2160
	3	-16.79	2.2132
	4	-16.44	2.2095
	5	-16.01	2.2049
	6	-15.52	2.1996

Tab. (II.3): Valeurs théoriques des indices effectifs des modes TM et TE.
Guide de LiNbO_3 ($\Delta n = 0.03$ et $e = 7 \mu\text{m}$).

L'indice effectif N_m est déterminé par les paramètres optogéométriques de la structure. Aussi, nous nous intéressons maintenant à l'influence de ces paramètres sur la détermination de N_m .

Etude de la variation de N_m

En pratique, il est souvent difficile de connaître tous les paramètres optogéométriques de la structure guidante: n , n_s , n_a et e au même temps. D'ailleurs, on a généralement accès uniquement aux deux indices n_s et n_a .

Cette étude consiste à analyser la variation de l'indice effectif N_m en fonction de chaque paramètre considéré séparément (les autres étant constants).

Autrement dit, on étudie les courbes données par les relations suivantes ($n_a=1$):

$$N_m = f(n)_{n_s, e = cte}$$

$$N_m = f(n_s)_{n, e = cte}$$

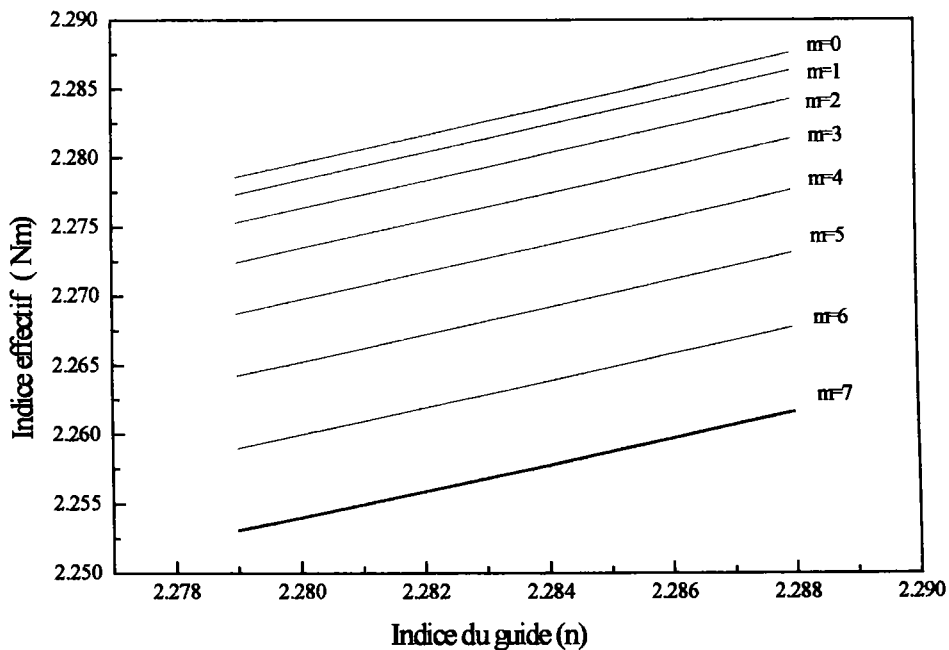
Concernant la variation de l'indice effectif en fonction de l'épaisseur, il est juste utile de rappeler l'existence d'une épaisseur de coupure, e_m , en dessous de laquelle le mode d'ordre m ne peut pas exister. Egalement, d'après les figure (I.7) et (I.8), il est clair que l'indice effectif est très sensible à la variation de l'épaisseur.

Variation de l'indice effectif en fonction de n

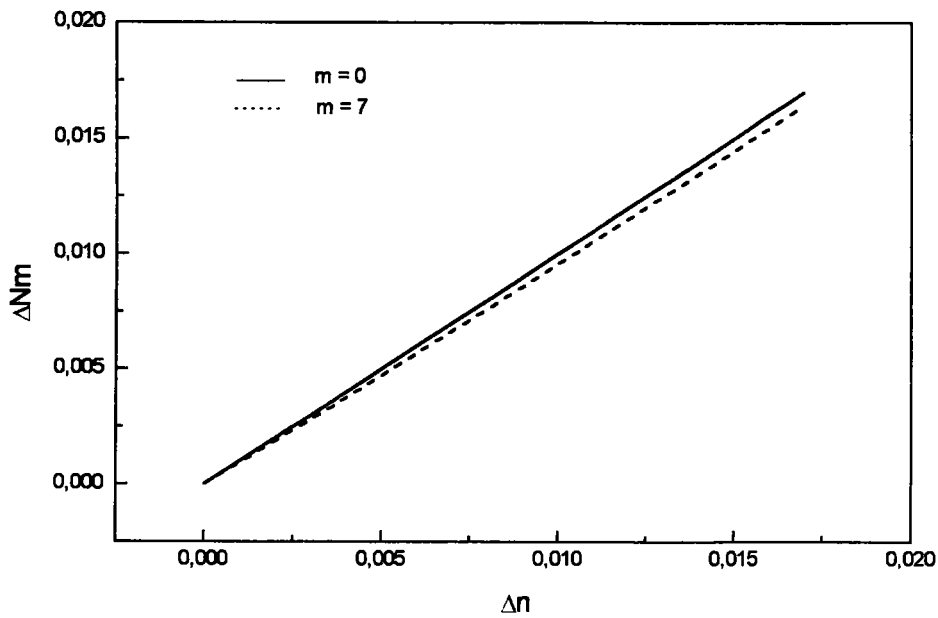
L'équation de dispersion (II.8) permet, facilement, de tracer les courbes de la figure (II.13). Elle représentent la variation de l'indice effectif en fonction de la valeur de l'indice de la couche guidante pour différent modes d'ordre m .

On constate que l'indice effectif varie d'une manière linéaire en fonction de l'indice de la couche guidante et ceci pour tous les modes guidés.

En plus, il est évident d'après la figure (II.13.b) que les modes d'ordre faible sont plus sensibles à la variation d'indice du guide que ceux d'ordre élevé.



(a)



(b)

Fig. (II.13) : Variation de l'indice effectif en fonction de l'indice n . modes TM ($n_s = 2.25$, $e = 7\mu m$ et $2.270 < n < 2.288$)

Variation de l'indice effectif en fonction de n_s

De la même manière que le cas précédent, à partir de l'équation de dispersion on peut obtenir la courbe suivante, figure (II.14):

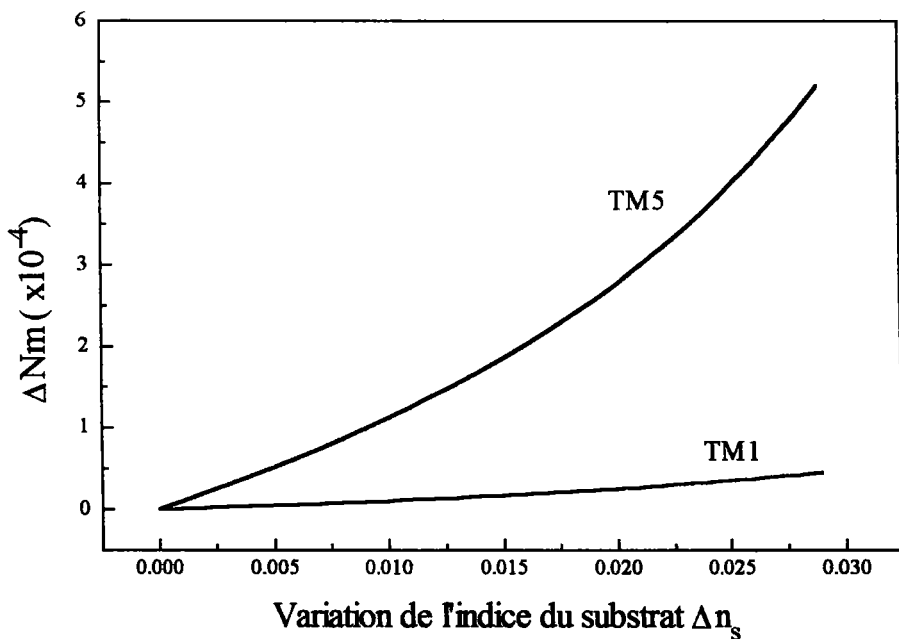


Fig. (II.14) : Variation de Nm en fonction de l'indice du substrat modes TM ($n = 2.284$, $e = 7\mu m$ et $2.23 < n_s < 2.26$)

Il est clair que les modes d'ordre élevé sont beaucoup plus sensibles à la variation de l'indice du substrat que ceux d'ordre faible. D'autre part la variation ΔN_m des modes d'ordre faible, $m=1$ par exemple, est de l'ordre de la précision de la mesure 10^{-4} . Ce qui peut être négligé.

En somme, à partir de cette étude, on peut dire que l'indice effectif dépend surtout de l'indice et de l'épaisseur de la couche guidante et il est très peu sensible à la variation de l'indice du substrat en particulier quand il s'agit des modes d'ordre faible.

Ceci est un résultat très intéressant car lors de la fabrication des guides d'ondes en particulier par implantation ionique, l'indice du substrat est confondu avec celui de la barrière optique générée qui est, généralement, un paramètre inconnue. Dans ce cas, l'indice du substrat n'affecte pas la détermination du profil d'indice et en utilisant les modes d'ordre faible on peut avoir une estimation raisonnable de la variation d'indice Δn .

II.3.2 DETERMINATION DE L'INDICE ET DE L'ÉPAISSEUR

Le problème de la détermination des paramètres optogéométriques des guides plans (couches minces), en particulier, l'indice de réfraction a fait l'objet de nombreux travaux de recherche. Suivant le type de guide d'onde étudié, on distingue deux approches différentes.

II.3.2.a GUIDE A SAUT D'INDICE

Pour les guides d'ondes à saut d'indice, où l'indice est une constante, deux procédures peuvent être développées. L'une basée sur l'ajustement du spectre expérimental des modes guidés en calculant le coefficient de réflexion d'une structure multicouche, $R=R(n_s, n_a, e)$ [9]. Dans ce cas on cherche le couple (n, e) pour lequel les deux spectres théorique et expérimental se confondent. Cette procédure peut s'avérer parfois délicate à mettre en oeuvre car il peut être nécessaire d'introduire d'autres paramètres tel que le coefficient d'atténuation, pour optimiser l'ajustement. Ce qui permet par ailleurs d'estimer les pertes dans la couche considérée.

La deuxième approche, que nous allons développer, consiste à utiliser directement les indices effectifs des modes guidés mesurés par la spectroscopie 'm-lines'. Elle est basée sur le principe du calcul itératif à partir de l'équation de dispersion. C'est une méthode simple, efficace et précise. Elle a été discutée notamment par R. Ulrich et al [3].

Cas des guides monomodes

Dans ce cas un seul indice effectif est disponible et la détermination de l'indice de réfraction, n , nécessite la connaissance de l'épaisseur, e , ou vice versa.

Cas de deux modes

Habituellement, l'ordre de ces deux modes est 0 et 1. Cependant, nous allons leur attribuer les deux ordres μ et ν pour généraliser notre étude à toute paire de modes. Soient, alors, les deux indices effectifs correspondant, N_μ et N_ν .

Ils sont liés à l'indice de réfraction et à l'épaisseur du guide par l'équation de dispersion, que l'on peut rappeler et mettre sous la forme suivante:

$$ke(n^2 - N_m^2)^{1/2} = \Psi_m(n, N_m) \quad (\text{II.9})$$

$\Psi_m(n, N_m)$ a été définie au dessus.

Ce problème peut être résolu de deux manières.

On peut constater que l'équation (II.9) est à deux inconnues: n , N_m . Donc il nous faut deux équations pour trouver une solution exacte. Ce système de deux équations peut être obtenu, facilement, en utilisant les deux indices effectifs mesurés, N_μ et N_ν .

Bien que cette solution représente la solution mathématique rigoureuse, son calcul est difficile à effectué. C'est la raison pour laquelle, nous utilisons une autre méthode basée sur le calcul itératif.

En remplaçant les deux indices effectifs N_μ et N_ν dans l'équation (II.9), on obtient deux équations à partir desquelles, on peut éliminer le facteur ke . Il résulte une seule équation de n que l'on peut écrire de la manière suivante:

$$n^2 = F(n^2) \quad (\text{II.10})$$

avec

$$F(n^2) = \frac{(N_\mu^2 \Psi_\nu^2 - N_\nu^2 \Psi_\mu^2)}{(\Psi_\nu^2 - \Psi_\mu^2)}$$

L'équation (II.10) ne peut pas être résolue explicitement, mais un simple calcul itératif permet la détermination de n . Les étapes de calcul sont les suivantes:

- détermination d'un indice de départ n_d .

L'expérience a montré que l'indice de la couche recherché est proche de la valeur obtenue à partir des indices mesurés et est donné par :

$$n_d = 3(N_0 - N_1) + N_3$$

Cette valeur d'indice permet de déclencher le calcul itératif avec $n = n_d$.

- On calcul $F(n)$ que l'on compare avec la valeur de n . Si $F(n_d) - n_d$ est de l'ordre de 10^{-6} , n est la valeur recherchée, sinon on reprend le calcul avec la valeur $n = \sqrt{F(n^2)}$.

☞ Le calcul numérique montre que la fonction $F(n)$ converge dans tout les cas vers la valeur n .

Après la détermination de la valeur de l'indice de réfraction, n , on obtient l'épaisseur de la couche guidante, e , directement à partir de l'équation (II.9).

Dans certains cas, lorsque la divergence entre les deux valeurs de e obtenues en utilisant les valeurs N_μ et N_ν est importante, une optimisation s'impose. C'est le cas, également, du problème des guides multimodes que nous allons traiter.

Cas des guides multimodes

C'est le cas de la plupart de guides pratiques. Dans ce cas, il y a lieu, comme il a été souligné au dessus, d'effectuer un calcul d'optimisation pour déterminer le meilleur couple (n , e).

La détermination de l'indice de départ n_d s'effectue de la même manière que le cas précédent. L'utilisation du calcul itératif, développé au dessus, avec tous les couples (N_μ , N_ν) possibles permet de déterminer une série de valeurs de l'indice n que l'on peut noter $n_{\mu\nu}$. Les couples d'indices effectifs sont pris de sorte que $\mu = 0$ et $\nu = [1, (M-1)]$ avec M le nombre de modes.

Ainsi, la valeur moyenne de la série de valeurs $n_{\mu\nu}$ représente la valeur de l'indice recherché, autrement dit:

$$n = \frac{\sum_{\mu\nu} n_{\mu\nu}}{M - 1} \quad (\text{II.11})$$

L'expérience a montré que cette valeur est généralement trouvée avec une très bonne précision.

La détermination de l'épaisseur de la couche guidante s'effectue de la manière suivante: à partir d'une valeur initiale de e , déterminée généralement par la technique de fabrication utilisée et la valeur de l'indice n , on calcule les indices effectifs théoriques, puis, on cherche à minimiser la somme des carrés des écarts σ définis par :

$$\sigma = \sum_{i=0}^{m-1} \left(N_{m\text{th}} - N_{m\text{exp}} \right)^2 \quad (\text{II.12})$$

Le couple (n , e), ainsi obtenu, représente les meilleures valeurs de l'indice et de l'épaisseur de la couche qui permettent d'obtenir des indices effectifs théoriques en très bon accord avec celles mesures.

Il est à noter que les écarts ($N_{m\text{th}} - N_{m\text{exp}}$) permettent une meilleure connaissance du guide. En particulier, s'ils sont inférieurs aux incertitudes de mesures, on peut considérer que la couche guidante est un 'vrai' saut d'indice. Par contre, quand ils sont nettement supérieurs aux incertitudes, la couche ne peut vraisemblablement pas être décrite comme un saut d'indice.

Une autre manière de vérifier cela consiste à tracer la courbe donnant N_m^2 en fonction de $(m+1)^2$. En effet, à partir de l'équation de dispersion (II.9) et si les deux interfaces guide-substrat et guide-superstrat sont bien délimitées (variation brusque de l'indice de réfraction), on peut écrire [10]:

$$\Phi_{(n,na)} = \Phi_{(n,ns)} = \frac{\pi}{2} \quad (\text{II.13})$$

et déduire la relation suivante:

$$N_m^2 = n^2 - \frac{\lambda^2}{4e^2} (m+1)^2 \quad (\text{II.14})$$

qui représente l'équation d'une droite dont la pente détermine une valeur approximative de l'épaisseur. Son écart par rapport à l'origine donne une valeur de n qui peut être utilisée comme valeur initiale dans le calcul itératif.

A noter qu'une autre approche de calcul utilisant les indices effectifs mesurés a été reportée par R. Th. Kersten [11] et G. Zhang et al. [12]. Elle consiste, à déterminer l'indice et l'épaisseur, en optimisant les deux fonctions $R(n)$ et $U(e)$ respectivement, données par:

$$R(n) = \sum_{m=0}^{M-1} \left[\frac{m\pi + \Phi_{(n,na)}^m + \Phi_{(n,ns)}^m}{(m+1)\pi + \Phi_{(n,na)}^{m+1} + \Phi_{(n,ns)}^{m+1}} - \frac{b(m)}{b(m+1)} \right]^2 \quad (\text{II.15})$$

$$U(e) = \sum_{m=0}^{M-1} \left[m\pi + \Phi_{(n,na)}^m + \Phi_{(n,ns)}^m - eb(m) \right]$$

$$b(m) = k(n^2 - N_m^2)^{1/2}$$

En effet les deux valeurs de n et e sont obtenus quand $R(n) \rightarrow 0$ et $U(e) \rightarrow 0$ respectivement.

Enfin, d'autres méthodes pour déterminer n et e sont également utilisées. Néanmoins nous pensons que celles que nous venons de discuter est la plus simple et la plus efficace.

Dans tout le calcul développé au-dessus, nous avons négligé l'influence de la présence du prisme sur le déphasage subit par l'onde à l'interface guide-superstrat. Cet effet peut être négligeable si le gap d'air est supérieur à $0.15 \mu\text{m}$ ($\lambda/4$).

Précision sur la détermination de n et e :

Une analyse rapide de ce problème a été reportée par R. Ulrich et al. (1973). Elle consiste à tenir compte de l'ouverture du faisceau incident. Dans ces conditions l'incertitude sur n peut être estimée par:

$$\Delta n = \frac{\Delta N_i}{3} \quad (\text{II.16})$$

avec Δn_i l'ouverture du faisceau incident.

P. Th. Kersten [8] s'est également intéressé au problème en développant un calcul basé sur l'équation de dispersion.

Pour notre étude, il est clair que l'incertitude absolue Δn est surtout déterminée par l'incertitude ΔN_m discuté au paragraphe (II.2.5). D'autre part la courbe (II.13) montre une variation linéaire de ces deux paramètres et donc on peut estimer raisonnablement la précision de la détermination de n par :

$$\Delta n = 0.97 \Delta N_m \quad (\text{II.17})$$

Concernant l'incertitude de la détermination de l'épaisseur, elle peut être donnée par la relation suivante [3]:

$$\Delta e = \frac{2 \Delta n}{(n - n_s)} e \quad (\text{II.18})$$

On peut constater que la précision de e diminue pour des structures à faible variation d'indice. C'est le cas par exemple de guides à gradient d'indice en particulier ceux fabriqués par implantation où la variation $\Delta n = n - n_s$ est de l'ordre de 10^{-2} . Dans ce cas l'épaisseur du guide est estimée par la position de la barrière optique.

A partir de cette discussion et dans les conditions expérimentales que nous avons développées au dessus, on peut estimer la précision de la détermination de l'indice ordinaire et de l'épaisseur avec notre banc optique par:

$$\begin{aligned} \Delta n_o &= \pm 1 \times 10^{-4} \\ \Delta e &= \pm 3 \times 10^{-2} \text{ } \mu\text{m.} \end{aligned}$$

A titre d'exemple l'utilisation des valeurs de N_m données dans le tableau (II.2), si l'on considère le guide étudié comme étant un saut d'indice, donne les résultats suivants:

m	α_{exp}	$N_{m\text{exp}}$	$N_{m\text{Th}}$	Différence
0	-24.27	2.2893	2.2896	-0.0002
1	-22.72	2.2742	2.2794	-0.0005
2	-21.36	2.2606	2.2624	-0.0017
3	-19.35	2.2401	2.2385	0.0016
4	-16.77	2.2130	2.2082	0.0048
5	-13.84	2.1812	2.1731	0.0081

Tab.(II.4): Comparaison des valeurs théoriques et expérimentales de N_m .

Dans ces conditions on obtient:

$$n = 2.2924 \pm 0.0004$$

$$e = 2.348 \pm 0.070 \mu\text{m}$$

Il est clair que l'on peut considérer ce guide comme étant un saut d'indice car l'écart entre les valeurs N_m théoriques et expérimentales est relativement faible. D'autre part la courbe de la figure (II.15) montre que la dépendance de N_m^2 en fonction de $(m+1)^2$ est linéaire.

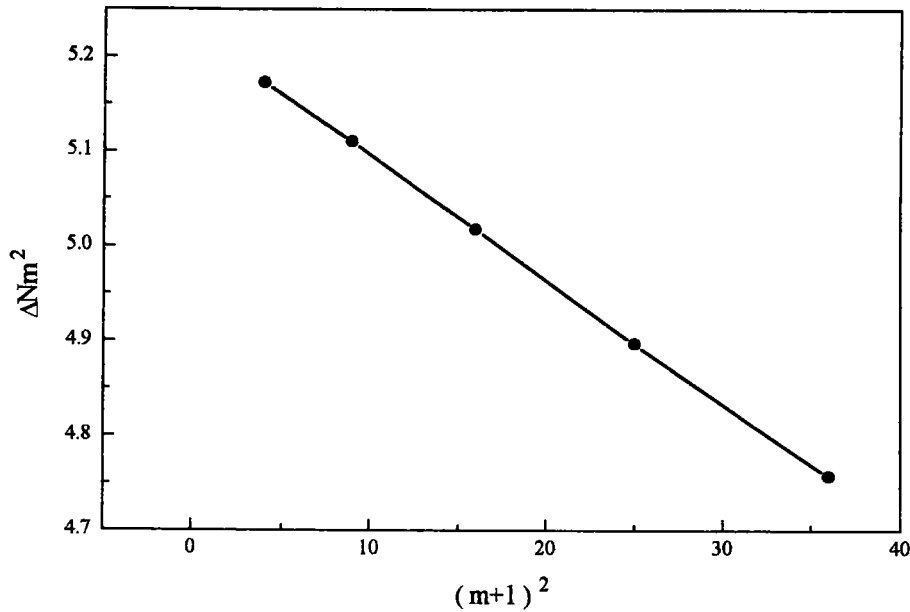


Fig.(II.15) : Variation de N_m^2 en fonction de $(m+1)^2$

Toute notre étude a été effectuée sur des modes TM. Le cas TE est semblable et évoque les mêmes observations.

II.3.2.b GUIDE A GRADIENT D'INDICE

Un guide d'onde à gradient d'indice est caractérisé par une distribution de l'indice de réfraction le long de son épaisseur donnée par $n(x)$. C'est la fonction qu'il faut déterminer.

Dans ce cas les indices effectifs des modes guidés sont solution de l'équation de dispersion suivante:

$$k \int_0^{x_1} \sqrt{n^2(x) - N_m^2(m)}. dx = \psi(N_m) \quad (\text{II.19})$$

avec

$$\psi(Nm) = m\pi + \frac{\pi}{4} + \text{arctg} \left\{ c_p \cdot \left[\frac{Nm^2 - n_a^2}{n_0^2 - Nm^2} \right]^{1/2} \right\}$$

où

$$c_p = \begin{cases} 1 & \text{pour une polarisation TE} \\ \left(\frac{n_0}{n_a} \right)^2 & \text{pour une polarisation TM} \end{cases}$$

x_1 est donné par $n(x_1) = N_m$.

n_a et n_0 désigne l'indice du superstrat (l'air) et l'indice du guide pour $x = 0$, respectivement (indice de surface).

Là aussi, on distingue, deux approches différentes. La première consiste à approcher le profil d'indice par des fonctions analytiques. En effet, la variation de l'indice de réfraction, dans ce cas, est souvent déterminée par les paramètres de fabrication.

Le profil d'indice de guides fabriqués par diffusion peut être donné par des fonctions linéaires [13], exponentielle [14] ou Gaussienne [15]. Des fonctions similaires ont été utilisées avec des guides fabriqués par échange ionique [16]. P. K. Tien et al [17] rapportent, également, l'utilisation de la fonction de Fermi pour déterminer le profil d'indice de guides de LiNbO_3 et LiTaO_3 fabriqués par croissance épitaxiale. Cette fonction a été, également, utilisée, récemment avec des guides de PMMA implantés He^+ [18]. Elle est exprimée sous la forme suivante:

$$n(x) = n_s + \frac{\Delta n}{1 + \exp\left(\frac{x - e}{a}\right)} \quad (\text{II.20})$$

e : l'épaisseur du guide.

a : la largeur de la barrière d'indice.

Δn : la variation d'indice.

L'utilisation de cette fonction avec l'équation (II.19) permet le calcul des indices effectifs théoriques. Ensuite les trois paramètres précédents sont déterminés par l'ajustement de ces valeurs à celles mesurées.

Avec les guides implantés dans des matériaux en verre, la variation d'indice s'effectue dans la région implantée et donc un traitement similaire aux guides diffusés peut être effectué. Dans le cas des matériaux cristallins, la couche guidante se trouve entre la surface et la région implantée (la barrière optique). Dans cette situation l'utilisation d'une fonction Gaussienne inversée peut donner une approche de la solution du problème mais elle reste non satisfaisante.

Récemment, F.P.Strohkendl et al. [19] ont rapporté une nouvelle fonction pour déterminer le profil d'indice de guides de KNbO_3 implantés He^+ . Elle exprime la variation de l'indice de réfraction en fonction de la dose et de l'énergie des ions implantés.

En somme cette approche n'utilise les indices effectifs mesurés que pour optimiser la fonction $n(x)$. Cette fonction reste souvent caractéristique d'une technique de fabrication ou d'un type de matériau donné.

La deuxième approche du problème, consiste à effectuer un calcul WKB inverse et donc à utiliser directement les indices effectifs pour la reconstruction du profil d'indice. Le traitement de guides à gradient d'indice par les équations de Maxwell a montré une grande similitude entre l'équation de propagation de l'onde optique et l'équation de Schrödinger de la mécanique quantique. Dans ce cas les modes guidés de la structure considérée représentent la solution stationnaire du problème, avec le potentiel du puit quantique donné par $V(x) = -n^2(x)$. Cette approche peut même être appliquée au guide à saut d'indice. Dans ce cas on considère un puits quantique avec un potentiel carré.

Une première approche du calcul iWKB a été rapportée pour la première fois par J. M. White et al. [20]. Elle consiste à déterminer les épaisseurs effectives x_m qui correspondent aux points tournants donnés par :

$$N_m = n(x_m). \quad (\text{II.21})$$

avec:

$$\begin{cases} x_0 = 0 \\ n(x_0) = n_0 \end{cases}$$

n_0 indice de surface.

Pour cela on commence par écrire l'équation (II.19) sous la forme suivante:

$$\sum_{k=1}^M \int_{x_{k-1}}^{x_k} \left[n^2(x) - N_m^2 \right]^{1/2} dx = \frac{4m-1}{8} \quad (\text{II.22})$$

On considère le déphasage subit par l'onde lors de sa réflexion totale sur l'interface guide-superstrat égale à $\pi/2$

En supposant $n(x)$ comme étant un ensemble de segments linéaires connectant les valeurs de N_m entre elles, donné par l'expression suivante:

$$n(x) = n_k + \left(\frac{n_{k-1} - n_k}{x_k - x_{k-1}} \right) (x_k - x) \quad x_{k-1} \leq x \leq x_k \quad (\text{II.23})$$

la solution x_m s'écrit:

$$x_m = x_{m-1} + \left[\left(\frac{3}{2} \right) \left(\frac{N_{m-1} + 3N_m}{2} \right)^{-1/2} (N_{m-1} - N_m)^{-1/2} \right] K$$

$$K = \left(\frac{4m-1}{8} \right) - \frac{2}{3} \sum_{k=1}^{M-1} \left(\frac{N_{k-1} - N_k}{2} + Nm \right)^{1/2} \left(\frac{x_k - x_{k-1}}{N_{k-1} - N_k} \right) \left[(N_{k-1} - Nm)^{3/2} - (N_k - Nm)^{3/2} \right]$$

pour $m=2,3,4,\dots, M$.

(II.24)

avec:

$$x_1 = \frac{9}{16} \left(\frac{N_0 + 3N_1}{2} \right)^{-1/2} (N_0 - N_1)^{-1/2}$$

A remarquer que l'ordre des modes m est décalé d'une unité ($m = m+1$).

Evidemment, comme dans le cas des guides à saut d'indice, il reste à déterminer l'indice de départ, autrement dit l'indice de surface n_0 .

Cette valeur peut être obtenue en minimisant la somme des surfaces de tous les triangles définis par $[(N_k, x_k), (N_{k+1}, x_{k+1}), (N_{k+2}, x_{k+2})]$.

Quand le nombre de modes observés est petit, la fonction $n(x)$ ne peut pas être déterminée. Dans le cas d'un guide d'onde multimode, où plusieurs valeurs de N_m sont disponibles (> 3), le traitement du problème peut donner une très bonne approche de $n(x)$.

A noter que ce calcul a été repris, récemment par P. Mathey et al de l'Université de Dijon [21].

En 1985, une autre approche du calcul iWKB a été proposée par Chiang [22] qui a repris l'idée développée par Vassell [23] et qui consiste à transformer l'équation WKB (II.19) sous la forme d'une équation aux intégrales d'Abel pour laquelle les solutions analytiques sont connues.

Chiang propose donc, une interpolation des valeurs N_m mesurées pour former la fonction $N_m = N_m(m)$ et ensuite utiliser l'équation WKB pour déterminer x_m .

C'est cette approche que nous avons utilisée pour élaborer un programme iWKB. Nous allons développer les grandes lignes de cette méthode.

Résumé de la méthode IWKB

La première étape du calcul consiste à trouver une fonction continue $N_m(m)$ en interpolant les valeurs N_m mesurées. Une interpolation de Lagrange convient parfaitement.

A partir de l'équation (II.19), la valeur maximale de N_m est obtenue pour $x_1 = 0$ et $\psi = \pi/2$. Dans ces conditions $m = -3/4$.

La solution iWKB consiste à calculer x_m . Ceci s'effectue pas à pas suivant l'algorithme récursif suivant.

Conditions initiales : $m_0 = -3/4$; $\psi = 0$; $x_1 = 0$.

$$x_k = x_{k-1} - \frac{\psi_k - \psi_{k-1}}{k \sqrt{n_{\text{moy}}^2 - n^2(m_k)}} \quad (\text{II.25})$$

$$n_{\text{moy}} = \frac{n(m_k) + n(m_{k-1})}{2}$$

et

$$\psi_k = \int_0^{x_k} \sqrt{n^2(x) - Nm^2(m_{k+1})} \cdot dx$$

soit encore

$$\psi_k = \sum_{j=0}^k (x_k - x_{k-1}) \sqrt{\left(\frac{n(m_k) + n(m_{k-1}))}{2} \right)^2 - Nm^2(m_{k+1})}$$

Le premier élément de calcul, x_1 est donné par le calcul approché de l'intégrale (II.19) qui peut s'écrire :

$$x_1 = x_0 - \frac{\psi_1}{k \sqrt{n_{\text{moy}}^2 - n^2(m_1)}}$$

tel que:

$$\psi_1 = \sqrt{n_{\text{moy}}^2 - n^2(m_1)} \cdot (x_1 - x_0) \quad (\text{II.26})$$

et

$$n_{\text{moy}} = \frac{n(0) + n(m_1)}{2}$$

L'épaisseur, dans ce cas est donnée par la profondeur de la variation de l'indice n et qui peut être comparée avec la valeur obtenue par le calcul TRIM pour les guides implantés.

Le traitement de l'exemple précédent (Tab.II.2) par cette méthode permet d'obtenir le profil d'indice $n(x)$ représenté sur la courbe de la figure (II.16).

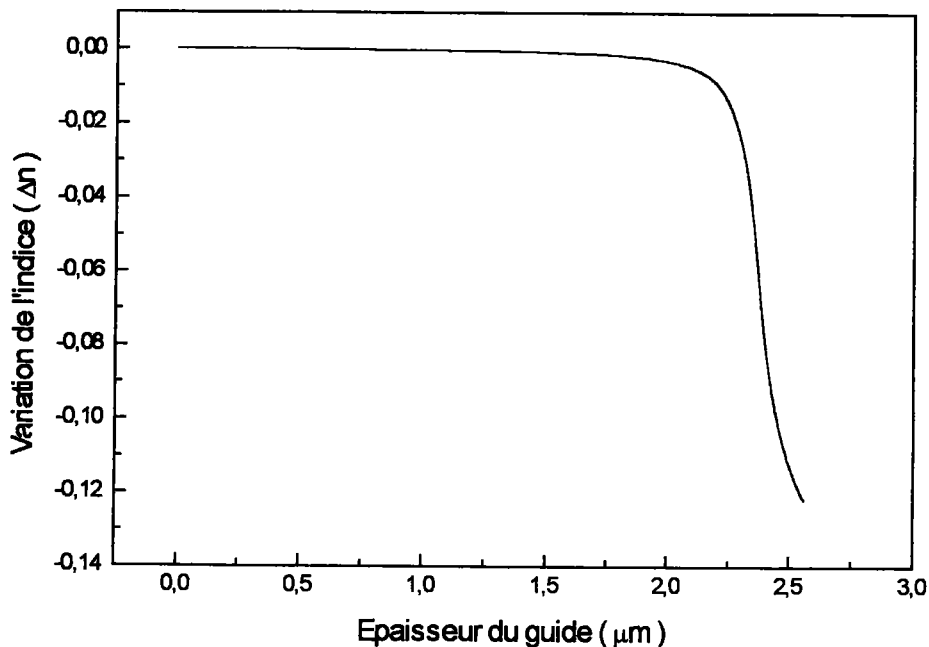


Fig. (II. 16) : Profil d'indice reconstruit par la méthode iWKB

On peut estimer, raisonnablement la variation de l'indice de l'ordre de 10% et l'épaisseur $e = 2.52 \mu\text{m}$.

Egalement, la méthode iWKB fait encore l'objet de travaux de recherche [24] pour améliorer les résultats obtenus.

Récemment P. J. Chandler et al. [25] ont décrit une nouvelle approche qui consiste à tenir compte des modes fuyants, qui apparaissent surtout lors de la mesure par réflexion, en considérant la solution instationnaire du problème.

Celle discutée, ici, ne demande pas des moyens mathématiques compliqués. Elle est, à notre avis, largement suffisante pour avoir une idée précise du profil d'indice, en particulier des guides implantés.

La reconstruction du profil d'indice s'arrête à la limite de la couche guidante, mais on estime qu'au delà, on doit retrouver, notamment pour les guides implantés, l'indice du cristal vierge et Δn tend vers zéro.

Des travaux comme ceux de P.Hertel, permettent de lever cette ambiguïté dans le comportement de l'indice de réfraction dans cette zone. La barrière d'indice est ainsi approchée par une forme Gaussienne.

Influence du nombre des modes sur le profil d'indice

D'une manière générale la méthode iWKB ne permet pas de déterminer la valeur exacte de la variation maximale de l'indice, Δn .

Cette valeur dépend, surtout, du nombre de mode utilisé dans le calcul. D'autre part, il est souvent difficile de différencier les modes fuyants de ceux bien confinés. Ceci dépend surtout de la structure considérée et de la polarisation utilisée. Néanmoins, les modes d'ordre faible

semblent être indépendants de l'indice du substrat et donc de la variation Δn . Par conséquent, ces derniers peuvent être utilisés pour avoir une estimation raisonnable de cette valeur.

Pour illustrer ce propos prenons le cas d'un guide de LiNbO_3 avec une variation d'indice de 0.02 et une épaisseur de $7\mu\text{m}$. Dans ces conditions le calcul théorique des indices effectifs donne les valeurs suivantes:

m	α (°)	N_m
0	-50.35	2.2835
1	-50.12	2.2823
2	-49.74	2.2802
3	-49.22	2.2773
4	-48.56	2.2735
5	-47.77	2.2689
6	-46.85	2.2635
7	-45.83	2.2573
8	-44.71	2.2503
9	-43.53	2.2428

Tab. (II.5) : N_m théorique d'un guide de LiNbO_3
Modes TM ($\Delta n = 0.02$, $e = 7\mu\text{m}$)

La reconstruction du profil d'indice dans ces conditions (idéales) en variant le nombre de modes donne les courbes de la figure (II.16) suivante:

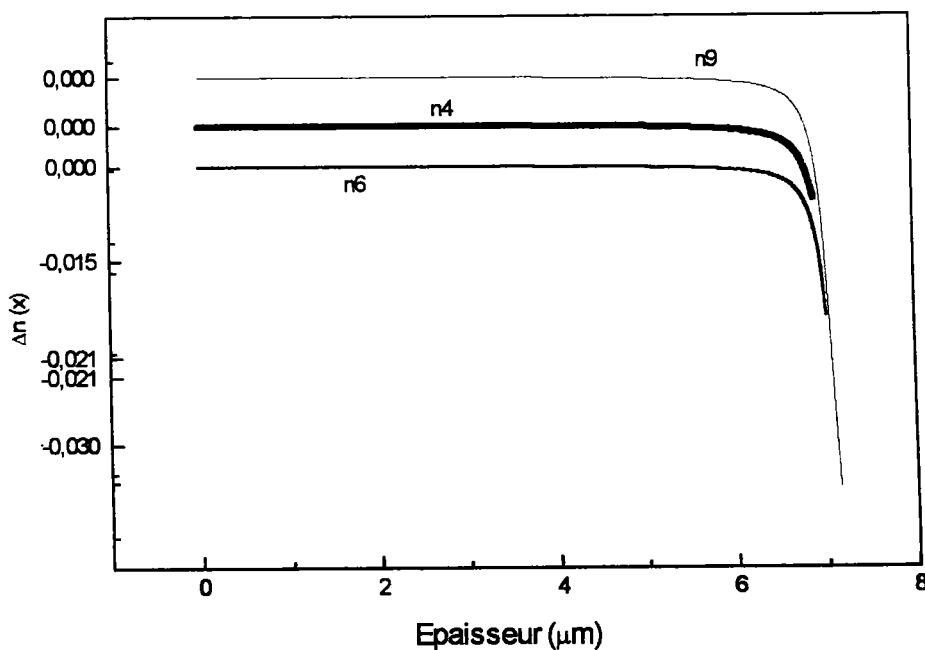


Fig. (II.16) : Effet du nombre de modes sur le profil d'indice

Les trois profils n4, n6 et n9 sont obtenus en utilisant les quatre, les six et tous les modes, respectivement.

En plus de la variation de Δn maximale en fonction du nombre de modes utilisés, on constate, par contre, que la position de la barrière d'indice est indépendante de ce facteur.

Remarque

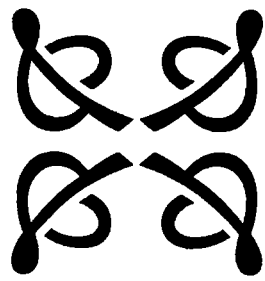
☐ Dans les deux cas de guides d'ondes traités ci-dessus, la connaissance de n_0 , indice de départ, est essentiel pour la détermination complète des paramètres du guide d'onde. En réalité cette valeur correspond à l'indice de la surface du guide d'onde. Par conséquent cette valeur peut être mesurée en utilisant l'angle de coupure qui définit l'angle à partir duquel il y a transfert de l'énergie incidente dans le guide à travers l'interface air-couche guidante. Dans ce cas le faisceau transmis dans le guide est rasant et on peut écrire:

$$N_m = n_p \sin \theta = n_{\text{surf}} = n_0 \quad (\text{II.27})$$

En somme dans ce chapitre nous avons décrit le dispositif expérimental pour la caractérisation de guides d'ondes plans. Nous avons montré que suivant le type de guide étudié, le traitement des résultats expérimentaux peut être effectué en utilisant un calcul itératif ou bien la méthode iWKB. Ces deux techniques peuvent être complémentaires et utilisées conjointement, peuvent améliorer l'interprétation des résultats.

REFERENCES

- [1] S. Huard , 'Polarisation de la lumière', (Ed.) Masson, (1994).
- [2] H. Onodera, I. Awai, J. J. Ikenoue, *Appl. Optics* 22,2305 (1983).
- [3] R. Ulrich and R. Torge , *Applied Optics* 12, 2901 (1973).
- [4] P. K. Tien *Appl. Opt.* 10, 2395 (1971).
- [5] R. Ulrich, *J. of the Opt. Soc. of America* 60, 1337 (1970).
- [6] P. K. Tien and R. J. Martin , *Appl. Phys. Lett.* 14, 2913 (1969).
- [7] P. K. Tien, G. Smolinsky, and R. J. Martin, *Appl. Opt.* 11, 637 (1972).
- [8] P. Th. Karsten, *Optica Acta* 22 (6), 503 (1975).
- [9] V. Dentan, Y. Lévy, M. Dumont, P. Robin and E. Chastaing, *Optics Com.*, 69 (56), (1989).
- [10] P. K. Tien et al., *Appl. Phys. Lett.* 24,503 (1974).
- [11] P. Th. Karsten, *Optics Com.* 9(4), (1973).
- [12] G. Zhang and K. Sasaki, *Appl. Opt.* 27(7), (1988).
- [13] H. F. Taylor, W. E. Martin, D. B. Hall and V. M. Smiley, *Appl. Phys. Lett.* 21, 95 (1972).
- [14] E. M. Conwell, *Appl. Phys. Lett.* 23, 328 (1973).
- [15] H. Naitoh, M. Nuroshito and T. Nokayama, *Appl. Optics* 16, 2546 (1977).
- [16] P. S. Chang, S. P. Singh and C. W. Pitt, *IEEE J. Microw. Opt. Acoust.* 2, 201 (1978).
- [17] P. K. Tien, S. Riva-Sanseverino, R. J. Martin, A. A. Ballman and H. Brown, *Appl. Phys. Lett.* 24 (10), 503 (1974).
- [18] J. R. Kulisch, H. Franke, R. Irmscher and Ch. Buchal, *J. Appl. Phys.* 71 (7), (1992).
- [19] F. P. Strohkendl, D. Fluck, P. Günter, R. Irmscher and Ch. Buchal, *Appl. Phys. Lett.* 59 (26), 23 (1991).
- [20] J. M. White and F. P. Heidrich, *Appl. Optics* 15 (1), 151 (1976).
- [21] P. Mathey, P. Jullien and J. C. Bolzinger, *J. Opt. Soc. Am. B/12* (9), 1663 (1995).
- [22] K. S. Chiang, *J. Lightwave Tech.* LT-3, 385 (1985).
- [23] M. O. Vassel, *J. Opt. Soc. Am.* 65,1019 (1975).
- [24] P. Hertel and H. P. Menzler, *Appl. Phys. B* 44, 75 (1987).
- [25] P. J. Chandler and F. L. Lama, *Optica Acta* 33 (2), 127 (1986).



CHAPITRE III

RESULTATS EXPERIMENTAUX

ETUDE PRELIMINAIRE.....	79
III.1 ELABORATION ET CARACTERISATION DE GUIDES D'ONDES DE LiNbO_3 IMPLANTES.....	81
III.1.1 CONDITIONS EXPERIMENTALES DE FABRICATION.....	81
III.1.2 RESULTATS ET DISCUSSIONS	82
III.2 ELABORATION DE GUIDES D'ONDES IMPLANTES DANS LE LTB ($\text{Li}_2\text{B}_4\text{O}_7$).....	91
GENERALITE	91
III.2.1 ELABORATION DE GUIDES D'ONDES	93
III.2.2 RESULTATS ET DISCUSSION	93
III.3 MESURE DES PERTES DANS LES GUIDES D'ONDES PLANAIRES.....	96
III.3.1 MESURES DES PERTES PAR COUPLGE EN BOU.....	96
III.3.2 MESURES DES PERTES PAR COUPLAGE PAR PRISME.....	97
III.3.3 MESURES DES PERTES PAR ANALYSE DE LA SURFACE	98
III.4 NOUVELLE APPROCHE DE LA MESURE DES PERTES DANS LES GUIDES D'ONDES PLANAIRES	99
III.4.1 PRINCIPE DE LA MESURE	99
III.4.2 RESULTATS ET DISCUSSIONS.....	103
CONCLUSION.....	105
REFERENCES	107





RESULTATS EXPERIMENTAUX

Après avoir développé tous les outils théoriques et expérimentaux pour comprendre et étudier les guides d'ondes plans, en particulier ceux fabriqués par implantation ionique, nous allons nous consacrer, maintenant, au deuxième aspect de notre travail, à savoir, l'étude de guides d'ondes plans.

Ainsi, ce chapitre sera consacré aux travaux effectués pour l'élaboration et la caractérisation de guides d'ondes plans. D'abord dans le LiNbO_3 qui est un matériau connu et largement étudié, ensuite, et comme le développement de l'optique intégrée nécessite la recherche de nouveaux matériaux capables d'être des candidats potentiels pour la fabrication de systèmes fonctionnels optiques, nous nous sommes intéressés à l'élaboration de guides d'ondes dans le LTB par implantation ionique. Ceci constitue à notre connaissance une première sur ce matériau.

La caractérisation optique des guides d'ondes constitue, cependant, la première étape pour la caractérisation complète de ces composants d'optiques intégrées de base. Leur caractérisation électrooptique, comme on le verra dans le dernier chapitre permettra de compléter les informations concernant les propriétés et les capacités de ces éléments.

ETUDE PRELIMINAIRE

Dans la configuration ‘m-lines’ autrement dit en utilisant le couplage par prisme, figure (III.1), les modes ordinaires et extraordinaires (dans le cas des matériaux uniaxes) peuvent être excités en utilisant une polarisation TE ou TM selon l’orientation de l’axe optique du cristal par rapport à la direction de propagation de l’onde lumineuse \vec{k} . Ce problème a été traité en particulier par W. Burns et al. [1] et nous allons rappeler les différentes configurations expérimentales utilisées.

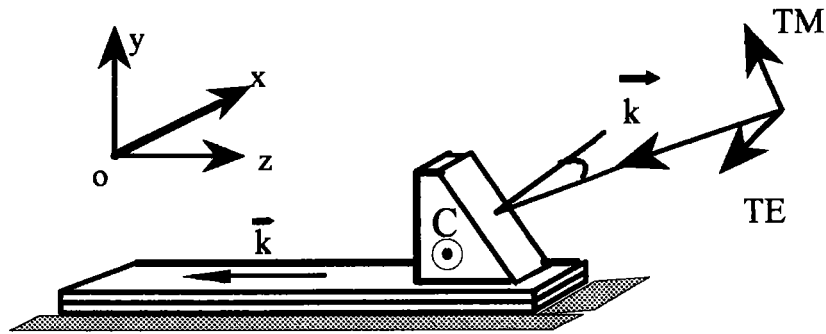


Fig. (III.1) : Excitation des modes ordinaires et extraordinaire par couplage par prisme

I. CAS DES ECHANTILLONS Y-CUT

Dans ce cas (semblable au cas X-cut) , l’axe optique est parallèle à la surface du guide d’onde. On peut distinguer deux cas de figures:

L1 $\vec{k} // \vec{C}$

Dans cette situation, l’axe optique est suivant oz, figure (III.1), et le matériau se comporte comme un milieu isotrope dans le cas de la polarisation TE.

Pour une polarisation TM, si on observe la propagation de l’onde à l’intérieur du guide, figure (III.2), on constate que son champ électrique possède deux composantes E_y et E_z et l’indice vue par l’onde peut être donné par la relation (I. 37) du premier chapitre. Il dépend particulièrement de l’angle de propagation

θ_m .

Toutefois comme l’angle de propagation est très voisin de $\pi/2$ (condition de guidage) on peut considérer la composante du champ optique E_z faible et la propagation de l’onde TM s’effectue comme un rayon ordinaire.

En somme, dans cette configuration, le milieu se comporte comme un matériau isotrope . Autrement dit l’onde optique interagit avec le milieu par l’intermédiaire de l’indice ordinaire n_o .

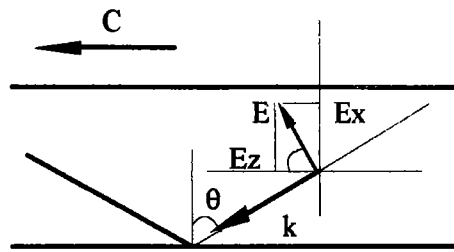


Fig. (III.2) : Propagation de l'onde TM dans un guide Y-cut avec $C // k$

I.2 $\vec{k} \perp \vec{C}$

Autrement dit l'axe optique se trouve, maintenant suivant oy (Fig. (III.1)). Ce cas est particulièrement intéressant car la polarisation TE se propage comme une onde extraordinaire ($\vec{E} // \vec{C}$) et la polarisation TM donne une onde ordinaire. Par conséquent on peut étudier les deux indices n_o et n_e .

A noter dans ce cas que la connaissance de l'orientation de l'axe optique avec précision peut être déterminante pour l'excitation efficace des modes guidés. Dans une telle situation l'énergie électromagnétique ne se propage pas dans la même direction que le vecteur d'onde \vec{k} . D'autre part cette situation peut s'avérer intéressante car elle permet l'étude de l'anisotropie optique du matériau.

II CAS DES ECHANTILLONS Z-CUT

Dans cette configuration l'axe optique est perpendiculaire à la surface du guide d'onde, autrement dit suivant ox (voir la figure (III.1)). L'onde TE se propage comme une onde ordinaire. Par contre l'onde TM a un champ

électrique qui possède deux composantes, l'une parallèle à \vec{C} et l'autre lui est perpendiculaire comme le montre la figure(III.2).

Avec les mêmes considérations précédentes on peut estimer que l'onde optique se propage, dans ce cas comme un rayon extraordinaire.

Finalement on peut résumer les résultats de cette étude dans le tableau suivant:

Pol	n_p	Y-cut		Z-cut
		$\vec{C} // \vec{k}$	$\vec{C} \perp \vec{k}$	
TE	n_{pe}	n_o	n_e	n_o
TM	n_{po}	n_o	n_o	n_e

Tab. (III.1): Différentes configurations pour la mesure d'indice

ELABORATION ET CARACTERISATION DE GUIDES D'ONDES PLANS DE LiNbO_3 IMPLANTES (He^+ , H^+)

Le niobate de lithium (LiNbO_3) est parmi les matériaux les plus potentiellement utilisés en optique guidée. Il a fait l'objet depuis quelques années, de nombreux travaux de recherches en vue d'explorer toutes ces propriétés physiques et d'élaborer des systèmes fonctionnels optiques [2].

La croissance de cristaux de LiNbO_3 , d'excellentes qualités optiques, est actuellement bien maîtrisée et des plaquettes de ce matériau sont disponibles sur le marché relativement à faible coût.

Les guides d'ondes optiques ont été fabriqués dans ce matériau en utilisant différentes techniques telle que la diffusion thermique de titane (Ti), l'échange protonique et récemment l'implantation d'ions légers, H^+ et He^+ [3,4].

La technique d'implantation est devenue ainsi, une méthode très attractive et prometteuse pour l'élaboration de guides d'ondes plans.

La première partie de ce chapitre sera consacrée aux travaux que nous avons effectués sur ce matériau qui constitue, également, un étalon pour notre banc optique du fait que beaucoup d'informations le concernant sont disponibles et permettent, ainsi, de se rendre compte des performances de notre dispositif. Nous avons utilisé des échantillons coupés Y-cut.

III.1.1 CONDITIONS EXPERIMENTALES DE FABRICATION

Nous reportons dans cette étude les résultats obtenus sur deux échantillons coupés Y-cut, l'un implanté H^+ et l'autre He^+ . Les guides sont typiquement de dimensions $20 \times 10 \times 1$ mm et leurs surfaces sont de très bonnes qualités optiques.

Les conditions d'implantations sont largement discutées au premier chapitre et il est juste utile de rappeler l'énergie et la dose implantée pour chaque échantillon que l'on peut résumer dans le tableau (III.2). Le choix de ces valeurs n'a pas vraiment d'intérêt particulier pour cette étude.

Guide	Energie	Dose
Y-cut: He^+	2 MeV	1.5×10^{16} ions/cm ²
Y-cut H^+	600 KeV	5×10^{16} ions/cm ²

Tab. (III.2) : Conditions d'implantations
des guides d'ondes étudiés

Les effets de l'implantation sont également largement développés dans le premier chapitre et nous rappelons juste à titre d'indication que les deux indices de réfraction, ordinaire et extraordinaire du matériau diminuent, considérablement à l'endroit où les ions sont déposés créant ainsi, une barrière d'indice [4]. D'autre part les dommages nucléaires sont prépondérants à la fin du parcours des ions par contre les dommages électroniques sont importants à haute énergie et à grande vitesse. La région, ainsi, formée entre la surface et la barrière optique sert comme couche guidante.

Il est également essentiel de noter que les échantillons étudiés n'ont pas subi de recuit après implantation.

La technique de caractérisation est la spectroscopie 'm-lines'. Rappelons brièvement qu'un faisceau laser He-Ne est injecté dans le guide par l'intermédiaire d'un prisme de rutile. En mesurant l'intensité réfléchie en fonction de l'angle d'incidence on obtient le spectre des modes guidés. Une lame demi-onde permet de sélectionner la polarisation TE ou TM des modes à exciter [5].

III.1.2 RESULTATS ET DISCUSSIONS

a. *Echantillon Y-cut:He+*:

L'étude de cet échantillon est particulièrement intéressante car les résultats obtenus sont révélateurs des performances de notre dispositif.

D'abord nous avons effectué des mesures dans la configuration la plus simple à savoir $\vec{k} // \vec{C}$. Les spectres modaux TM et TE sont représentés sur les figures (III.3.a) et (III.3.b). Ensuite, une deuxième série de mesure a été effectuée dans la configuration $\vec{k} \perp \vec{C}$. Les courbes TM et TE sont données dans la figure (III.3.c) et (III.3.d).

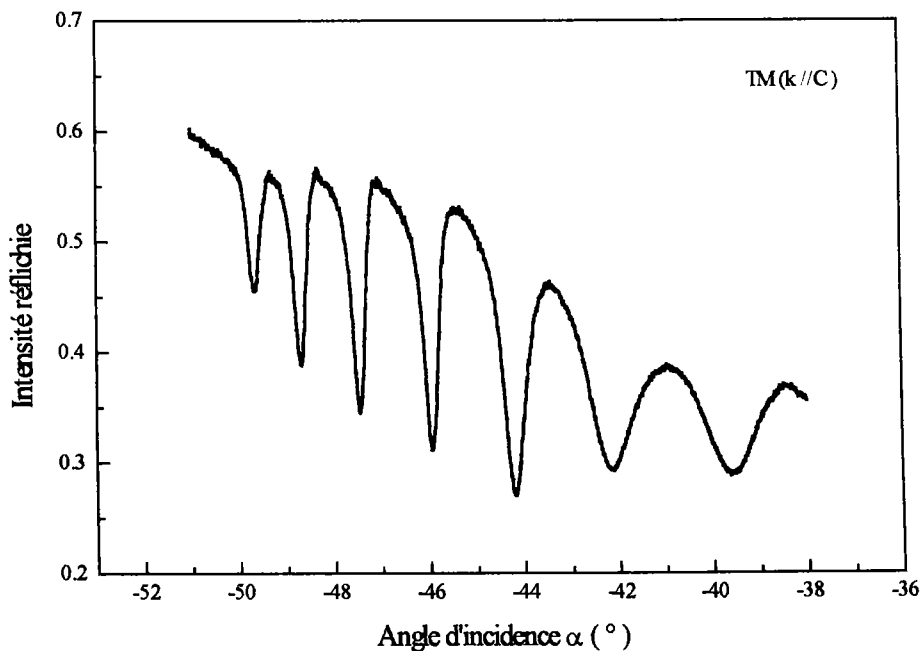


Fig. (III.3.a) : Spectre des modes TM
Vecteur d'onde $\vec{k} // \vec{C}$.

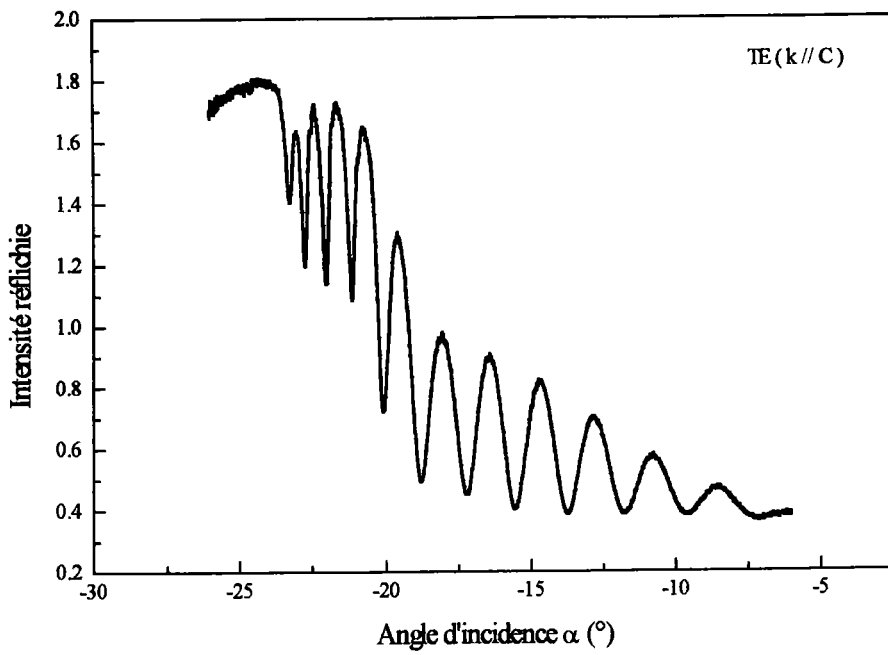


Fig. (III. 3.b): Spectre des modes TE
Vecteur d'onde $\vec{k} // \vec{C}$.

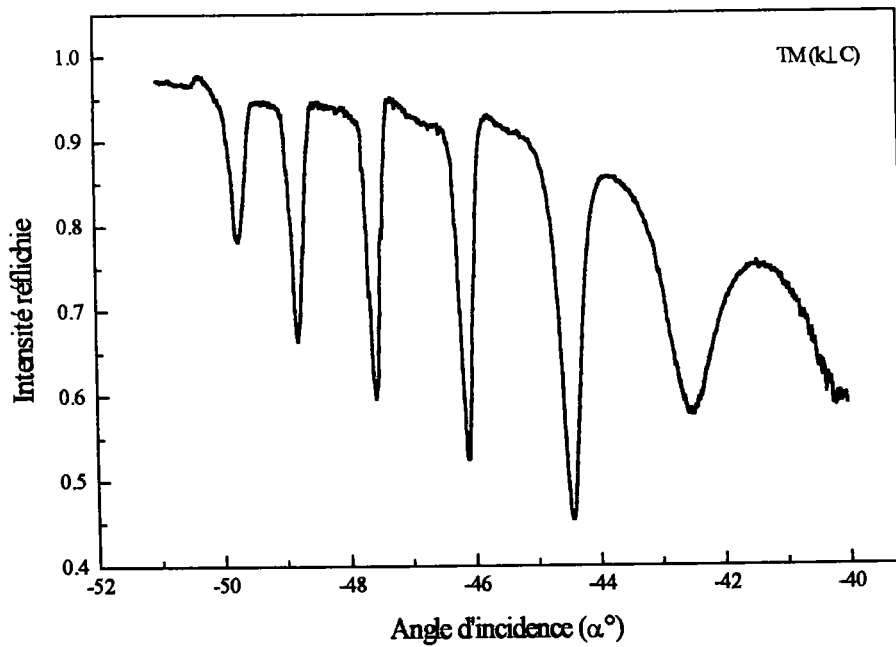


Fig. (III. 3.c) : Spectre des modes TM
Vecteur d'onde $\vec{k} \perp \vec{C}$.

Les valeurs obtenues des indices effectifs sont reportés sur le tableau (III.3). Il est également reporté l'écart entre ces valeurs pour différents modes obtenus dans les différentes configurations évoquées ci-dessus.

m	N _m			ΔN _m	
	TE (//)	TM (//)	TM(⊥)	TE(//)-TM(//)	TE(//)-TM(⊥)
0	2.2798	2.2797	2.2800	1 x 10 ⁻⁴	2 x 10 ⁻⁴
1	2.2742	2.2740	2.2746	2 x 10 ⁻⁴	4 x 10 ⁻⁴
2	2.2670	2.2671	2.2676	1 x 10 ⁻⁴	6 x 10 ⁻⁴
3	2.2579	2.2582	2.2586	3 x 10 ⁻⁴	7 x 10 ⁻⁴
4	2.2470	2.2472	2.2478	2 x 10 ⁻⁴	8 x 10 ⁻⁴

Tab. (III.3) : Valeurs des indices effectifs N_m et les écarts ΔN_m

En sommes nous disposons de trois spectres représentant l'excitation des modes ordinaires dans le guide étudié. L'onde voit l'indice ordinaire dans les trois situations. Donc on doit s'attendre, théoriquement, à ce que l'on obtienne les mêmes résultats.

En effet, les trois spectres montrent cinq modes guidés bien confinés. Cependant, le cas des modes TE dans la configuration \vec{k} / \vec{C} (figure III.3.b) est particulièrement intéressant car dans ce cas on observe également des modes fuyants. Ceci se traduit d'abord par une chute d'intensité réfléchie indiquant une diffusion de la lumière à travers l'interface couche guidante-barrière d'indice, ensuite par un élargissement des creux de réflectivité dû, également, aux pertes par diffusion subit par l'onde lumineuse.

En réalité la même situation se produit dans les autres cas, seulement le fait que la plage angulaire qui contient les modes TM est souvent plus large que celle des modes TE, augmente l'espace intermode et rend la détection de ces modes (fuyants) délicat.

Le tableau (III.2) montre des écarts entre les valeurs des indices effectifs des modes guidés dans le cas TE(//) et TM(⊥) plus importants que ceux du cas TE(//) et TM(//). Le dernier est de l'ordre de l'incertitude de mesure (2 x 10⁻⁴).

Ceci est vraisemblablement dû aux conditions de couplage qui varient d'une configuration à l'autre.

Dans ces conditions les profils d'indices reconstruits par la méthode iWKB , figure (III.4), montrent un léger décalage entre les deux situations. On constate également, une variation de l'indice n_o à la surface de l'ordre de 1.2 x 10⁻³.

Finalement, la courbe (III.3.d) représente les modes extraordinaires obtenus en utilisant une polarisation TE avec la direction de propagation perpendiculaire à l'axe optique. C'est la seule configuration pour ce type d'échantillon, qui permet la mesure de l'indice extraordinaire.

Il est évident que le confinement de la lumière, dans ces modes est beaucoup plus faible que celui des modes ordinaires. D'autre part on observe une chute de l'intensité réfléchie presque d'une manière exponentielle et des modes assez larges indiquant une forte perte subie par l'onde lumineuse.

Ceci est vraisemblablement dû, d'un côté, à la précision de l'orientation de l'axe optique de l'échantillon et, d'un autre, coté au fait que l'implantation ionique n'affecte vraisemblablement pas les deux indices ordinaire et extraordinaire de la même manière.

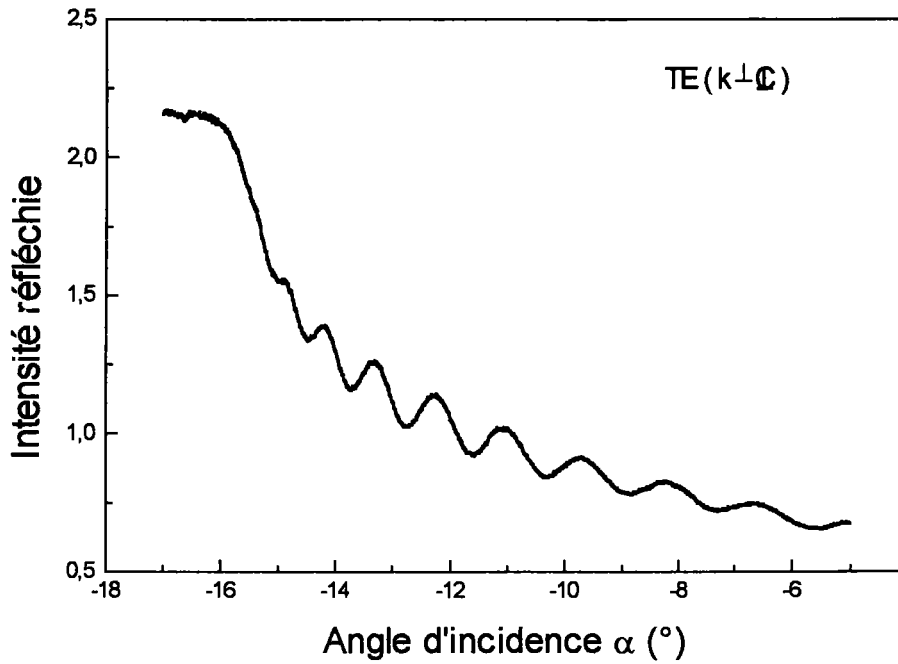


Fig. (III.3.d) : Spectre des modes extraordinaires
cas TE ($\vec{k} \perp \vec{C}$)

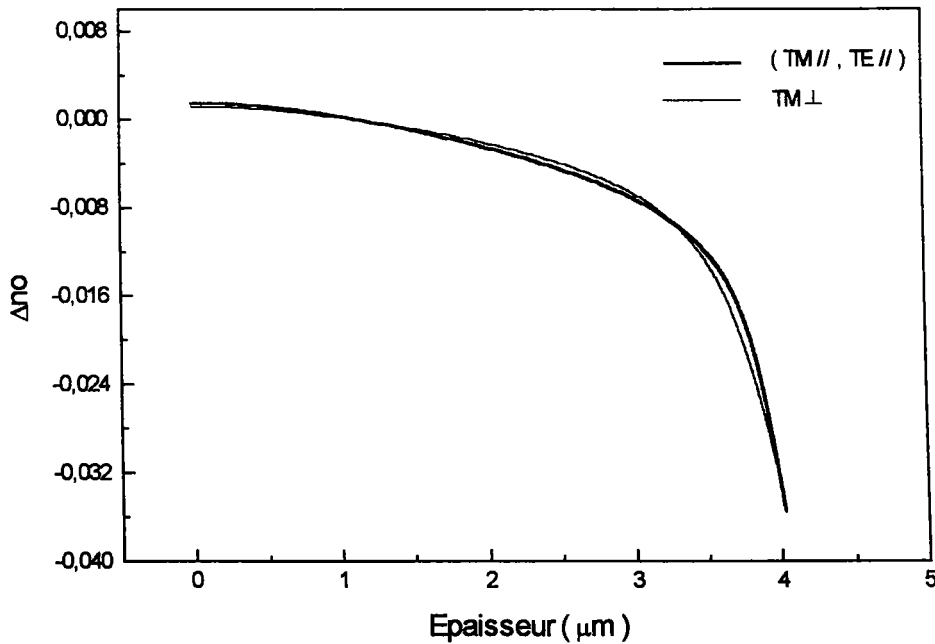


Fig. (III.4): Profils d'indice n_0

Effectivement, les profils d'indice ordinaire et extraordinaire représentés sur la figure (III.4) montre un décalage entre les positions respectives de leurs barrières d'indice de $0.12 \mu\text{m}$. D'autre part, on constate que l'indice extraordinaire subit une décroissance dans la couche guidante de l'ordre de 1×10^{-3} alors que l'indice ordinaire augmente de 1.2×10^{-3} . Ceci est conforme aux précédents résultats reportés par différents auteurs en particulier T. Bremer et al. [6]. Il est également représenté la concentration des ions He^+ implantés obtenu par le calcul TRIM qui montre un léger décalage par rapport aux deux barrières ordinaire et extraordinaire.

A partir de cette étude on peut estimer la variation de l'indice ordinaire et extraordinaire de l'ordre de (3-4) %. et l'épaisseur du guide $e = 3.95 \pm 0.07 \mu\text{m}$.

Dans la reconstruction de ces profils nous avons utilisé comme valeur de l'indice du matériau celle mesurée en utilisant le principe de l'angle de coupure discuté dans le chapitre précédent, $n_o = 2.2827 \pm 0.0002$ et $n_e = 2.2051 \pm 0.0004$.

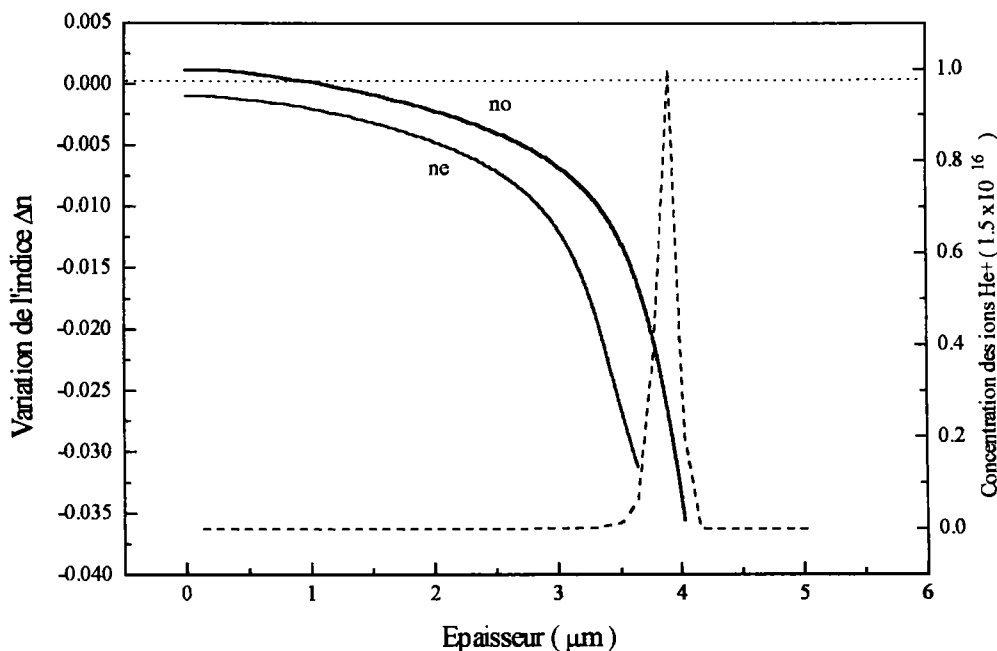


Fig. (III.5) : Profil d'indice n_o et n_e ainsi que la concentration des ions He^+ implantés

Pour compléter cette étude nous reportons sur la courbe (III.6) la variation de N_m^2 en fonction de $(m+1)^2$. Cette variation est linéaire. Donc, on peut estimer que les guides de LiNbO_3 implantés He^+ se rapproche du cas des guides à saut d'indice.

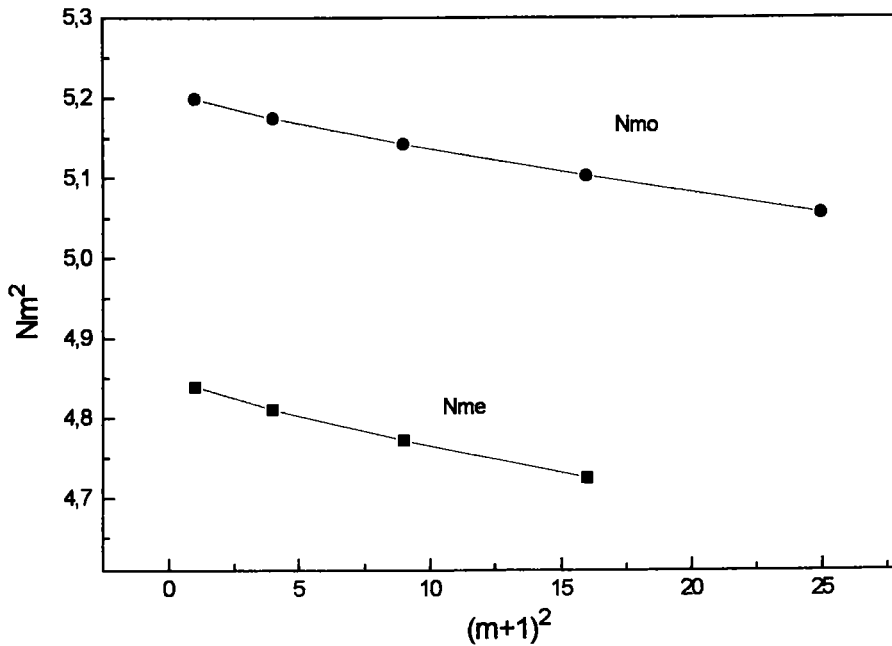


Fig. (III.6) : Variation de N_m^2 en fonction de $(m+1)^2$.

b. Echantillon Y-cut: H^+ :

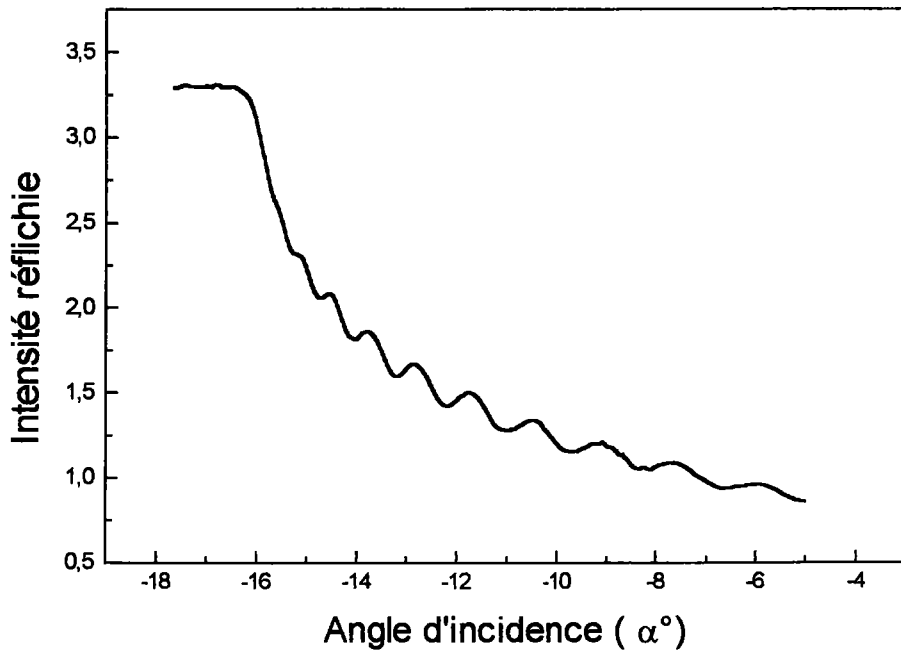
On procède, de la même manière pour détecter les modes ordinaire et extraordinaire. Nous avons effectué les mesures dans la configuration $k \perp C$ pour pouvoir mesurer à la fois l'indice ordinaire et extraordinaire.

Les courbes obtenues sont représentées sur la figure (III.9). Le spectre TM montre sept modes guidés bien confinés avec des creux de réflectivités très fins et également des modes fuyants avec des creux beaucoup plus larges.

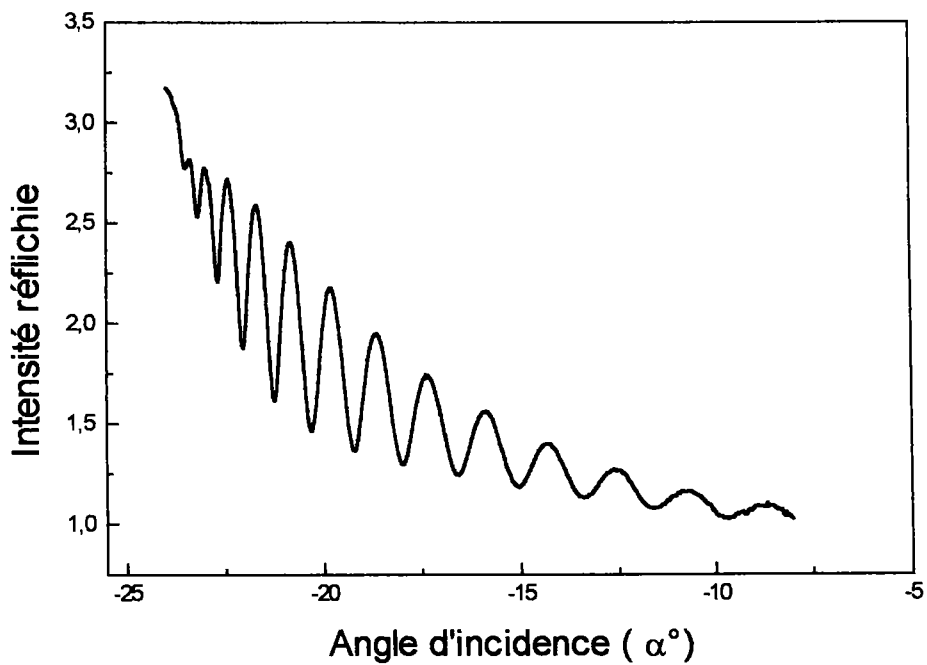
Les modes TE, comme dans le cas du guide implanté He^+ , souffrent d'un mauvais confinement de la lumière.

Tout ceci inspire les même commentaires que le cas précédent.

La reconstruction des profils d'indice ordinaire et extraordinaire, à partir des valeurs mesurées des indices effectifs (Tab. III.4), sont donnés sur la figure (III.9).



(a)



(b)

Fig.(III.7) : (a) Spectre des modes TE (extraordinaire).
(b) Spectre des modes TM (ordinaires)
Guide de LiNbO_3 implanté protons (600 KeV, 5×10^{16} ions/cm²)

	m	α (°)	N_m
TM	0	-49.71	2.2800
	1	-48.76	2.2746
	2	-47.54	2.2676
	3	-46.08	2.2588
	4	-44.43	2.2485
TE	0	-15.55	2.1998
	1	-14.94	2.1932
	2	-14.14	2.1845
	3	-13.17	2.1738

Tab. (III.4): Valeurs des indices effectifs mesurées
Guide de $\text{LiNbO}_3: \text{H}^+$

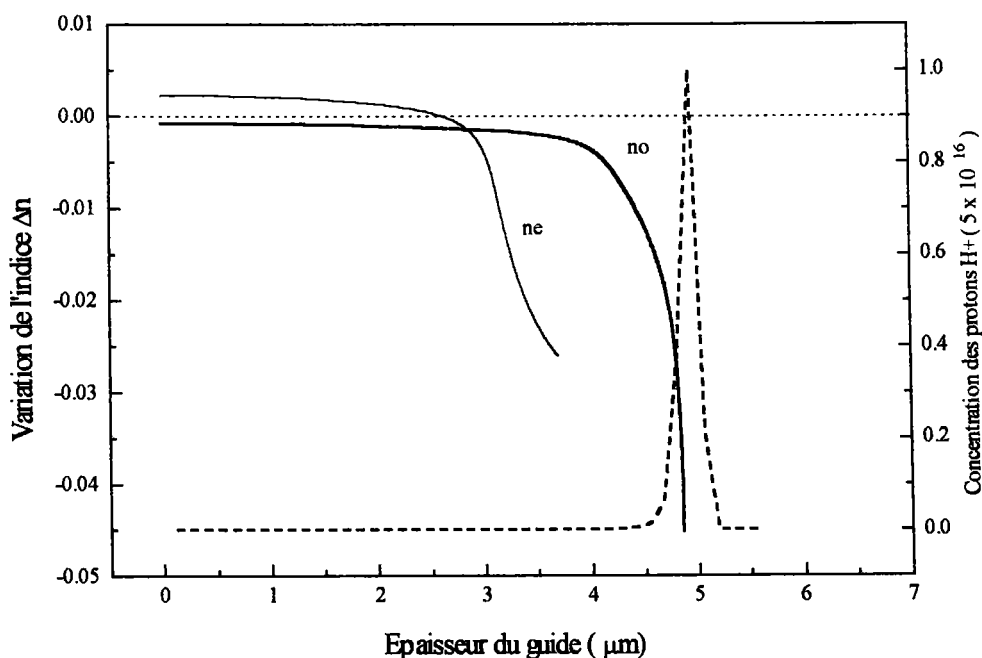


Fig. (III.8) : Profils d'indice n_o et n_e et la concentration des protons implantés obtenue par le calcul TRIM.

A partir de la figure (III.8), on constate, un décalage de la barrière d'indice extraordinaire par rapport à celle de l'indice ordinaire. La position donnée par le calcul TRIM est décalée de

D'autre part l'indice ordinaire, dans la couche guidante subit une décroissance de l'ordre de 0.8×10^{-3} tandis que l'indice extraordinaire croît de 2×10^{-3} .

A noter que la variation d'indice en particulier l'indice ordinaire montre un comportement du type saut d'indice notamment pour les modes d'ordre faible.

Ceci est d'un grand intérêt pour les mesures électrooptiques comme on le verra dans le dernier chapitre. Les courbes donnant la variation de N_m^2 en fonction de $(m+1)^2$ sont représentées sur la figure (III.11) et confirment ce comportement.

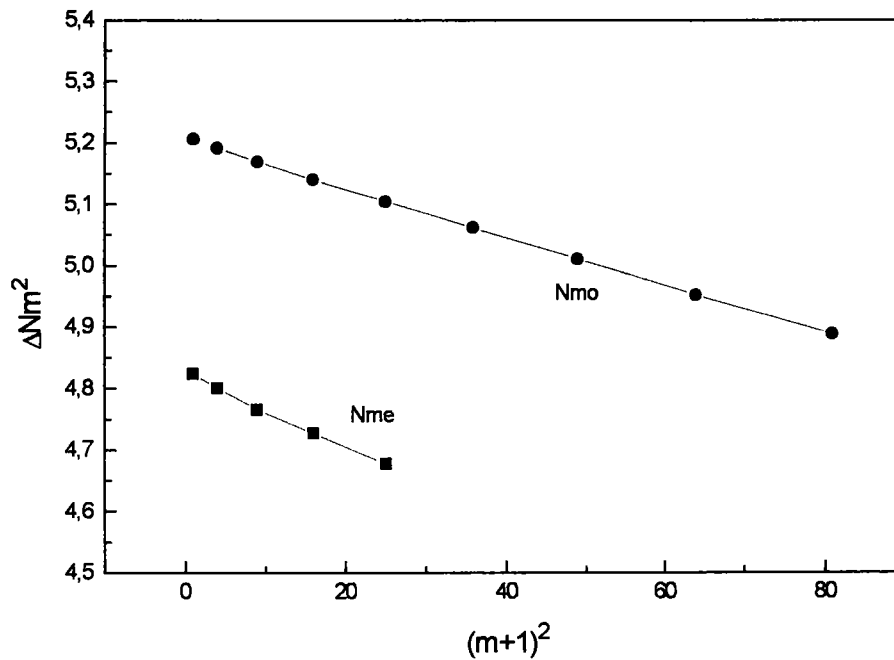


Fig. (III.9) : Variation linéaire de N_m^2 en fonction de $(m+1)^2$
Guide de $\text{LiNbO}_3 : \text{H}^+$

ELABORATION DE GUIDES D'ONDES PLANS DANS LE LTB ($\text{Li}_2\text{B}_4\text{O}_7$) PAR IMPLANTATION

Le développement de l'optique intégrée demande la mise au point d'une large gamme de matériaux, particulièrement ceux qui possèdent des propriétés optiques non-linéaires intéressantes.

Le tétraborate de lithium présente des propriétés optiques linéaires et non linéaires très attractives et sa croissance est, de nos jours, bien maîtrisée [8,9]. Par conséquent, ce matériau constitue un candidat potentiel pour l'élaboration de systèmes optiques intégrés tels que des oscillateurs paramétriques ou des générateurs de seconde harmonique.

Cependant, à notre connaissance aucune étude n'a été effectuée pour l'élaboration de guides d'ondes plans dans ce cristal. C'est ainsi que notre intérêt s'est porté sur ce matériau pour fabriquer des guides d'ondes par implantation ionique.

III.2.1 GENERALITE

Le LTB appartient à la famille des borates. Il a été découvert en 1962 par Krogh-Moe [10]. C'est un matériau obtenu par croissance en utilisant, généralement, la méthode Czochralsky [11]. En partant d'un bain de Li_2O et du B_2O_3 à une température de 917°C . Le tirage s'effectue à partir d'un échantillon de $\text{Li}_2\text{B}_4\text{O}_7$ Johnson-Mathey 'specpure', dans la direction $\langle 100 \rangle$ de 0.25 mm/h et une rotation de 5 rpm.

Les échantillons sont ensuite coupés et polis suivant la méthode standard de préparation de surface.

Pour notre étude les échantillons ont été fournis par Mme K. Polgar du Laboratoire de Physique Cristalline de Budapest (Hongrie).

Le tétraborate de Lithium est un cristal uniaxe négatif ($n_e < n_o$). Les deux indices n_o et n_e sont liés à la longueur d'onde par la relation de Sellmeier [12]:

$$n_i = 1 + \frac{s_o \gamma_o}{\left[1 - \left(\frac{\gamma}{\lambda} \right)^2 \right]} \quad i = o, e.$$

avec :

$$\gamma_o = \begin{cases} 96.2 \text{ nm} & \text{pour } n_o \\ 94 \text{ nm} & \text{pour } n_e \end{cases}$$

$$s_o = \begin{cases} 1.679 \times 10^{-4} \text{ nm}^{-2} & \text{pour } n_o \\ 1.558 \times 10^{-4} \text{ nm}^{-2} & \text{pour } n_e \end{cases}$$

Ainsi, pour un Laser He-Ne ($\lambda = 632 \text{ nm}$) on trouve:

$$n_o = 1.6077$$

$$n_e = 1.5517$$

Il est également un matériau transparent dans l'intervalle [300 nm - 2200 nm] comme le montre la figure (III.10), non ferroélectrique et ces coefficients électrooptiques sont relativement faibles de l'ordre de 3.74 pm/V pour r_{13} et 3.67 pm/V pour r_{33} [13].

Du point de vue chimique, c'est un matériau soluble dans la plupart des acides comme HCl , HNO₃ H₂SO₄,...etc. Par contre, il est insoluble dans l'acétone et dans l'alcool.

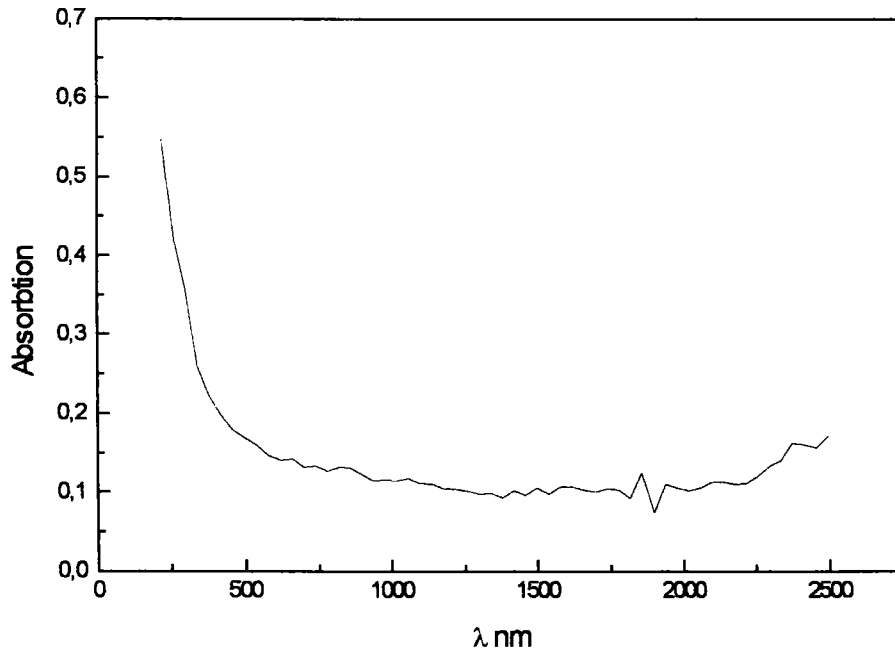


Fig. (III.10) : Absorption en fonction de la longueur d'onde LTB non implanté;

III.2.1 ELABORATION DE GUIDE D'ONDES

Un échantillon de dimension 10x4x1 mm a été sélectionné pour être implanté. Pour cela on utilise le même procédé développé avec le LiNbO₃. Il est important de rappeler qu'à cause du peu d'information dont nous disposons, la température du cristal a été maintenue autour de 20° C pour éviter tout effet non désirable.

L'énergie du faisceau de He⁺ est de 2 MeV avec une dose de 2×10^{16} ions/cm².

Comme dans tout processus d'implantation les ions produisent des dommages électroniques et nucléaires et une décroissance de l'indice de réfraction dans le cristal.

Après l'implantation les échantillon n'ont pas manifesté de défaut de formation et ils sont restés clairs sans centre coloré détectable. Par conséquent, aucune procédure de recuit thermique n'a été nécessaire avant la caractérisation optique.

La caractérisation optique s'est effectuée en utilisant la spectroscopie 'm-lines' largement discutée et très bien connue à ce stade du travail.

L'indice ordinaire (n_o) et extraordinaire (n_e) sont étudiés en utilisant une polarisation TM et TE respectivement.

III.2.2 RESULTATS ET DISCUSSIONS

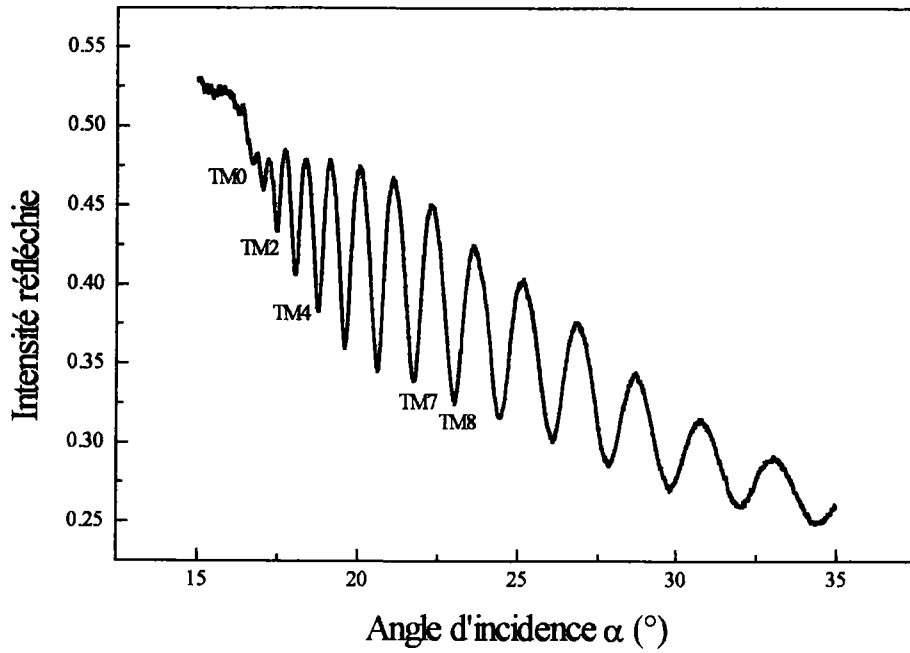
Les figures (III.11.a) et (III.11.b) montrent le spectre des modes TM et TE, ordinaire et extraordinaire respectivement. A noter la facilité de couplage de l'onde ordinaire (polarisation TM). Les modes guidés correspondants sont profonds et fins indiquant un meilleur confinement alors que les modes TE sont beaucoup moins confinés. Ceci peut être dû à la configuration Y-cut du cristal utilisé avec la propagation de la lumière perpendiculairement à son axe optique C [14]. D'autres échantillons coupés Z-cut devront être testés pour clarifier ce comportement. D'autre part, un processus de recuit adapté après l'implantation pourrait améliorer les qualités optiques du guide d'onde.

Les profils d'indices ordinaire et extraordinaire, donnés sur la figure (III.14), sont obtenus en utilisant la méthode iWKB. Les indices effectifs mesurés sont reportés sur le tableau (III.5). On y trouve, également, les valeurs des indices effectifs théoriques N_{mth} calculés à partir de l'équation de dispersion suivant la méthode décrite dans le chapitre précédent. Pour cela, l'épaisseur et les indices de réfraction du guide sont traités comme des paramètres indépendants.

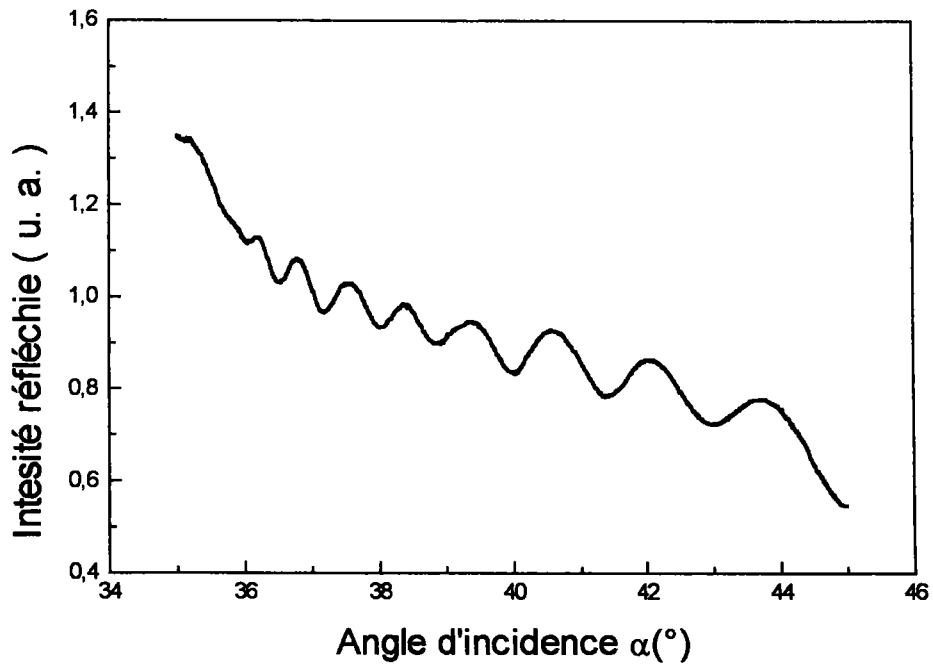
La première étape de calcul, consiste à utiliser comme valeur de l'épaisseur du guide celle obtenue par le calcul TRIM ($d = 5.48 \mu\text{m}$) et les valeurs de l'indice ordinaire et extraordinaire mesurées en utilisant l'angle de coupure, $n_o = 1.6080 \pm 0.0003$ et $n_e = 1.5530 \pm 0.0002$.

La deuxième étape consiste à ajuster la valeur de l'épaisseur du guide pour optimiser l'écart entre les cinq premières valeurs théoriques et expérimentales des indices effectifs. La valeur ainsi déterminée, $d = 5.55 \mu\text{m}$, sert à calculer toutes les valeurs théoriques des indices effectifs. A noter que ces dernières sont en bon accord avec les valeurs mesurées.

Cependant, la méthode iWKB n'est pas capable de déterminer la valeur exacte de la profondeur de la barrière d'indice. Toutefois, on peut, raisonnablement, estimer cette dernière, dans le cas de notre échantillon, à 6% et 3% pour l'indice ordinaire et extraordinaire respectivement.



(a)



(b)

Fig. (III.11) : Spectre des modes guidés - guide de LTB : He⁺
(a) modes TM (ordinaire)
(b) modes TE (extraordinaire).

Polarisation	m	α_m (°)		N_m calculé	Diff.
		mesuré	mesuré		
TM	0	16.50	1.6072	1.6072	0.0000
	1	16.76	1.6038	1.6044	-0.0006
	2	17.13	1.5989	1.5996	-0.0007
	3	17.65	1.5921	1.5930	-0.0009
	4	18.27	1.5839	1.5844	-0.0005
	5	19.05	1.5736	1.5738	-0.0002
	6	19.96	1.5616	1.5613	0.0003
	7	21.03	1.5475	1.5467	0.0008
	8	22.23	1.5317	1.5301	0.0016
TE	0	36.52	1.5521	1.5524	-0.0003
	1	37.19	1.5440	1.5455	-0.0084
	2	38.01	1.5342	1.5347	-0.0005
	3	38.83	1.5245	1.5279	-0.0034
	4	40.04	1.5103	1.5231	-0.0128

Tab. (III.5) : Comparaison des valeurs N_m théoriques et expérimentales
Guide LTB: H+

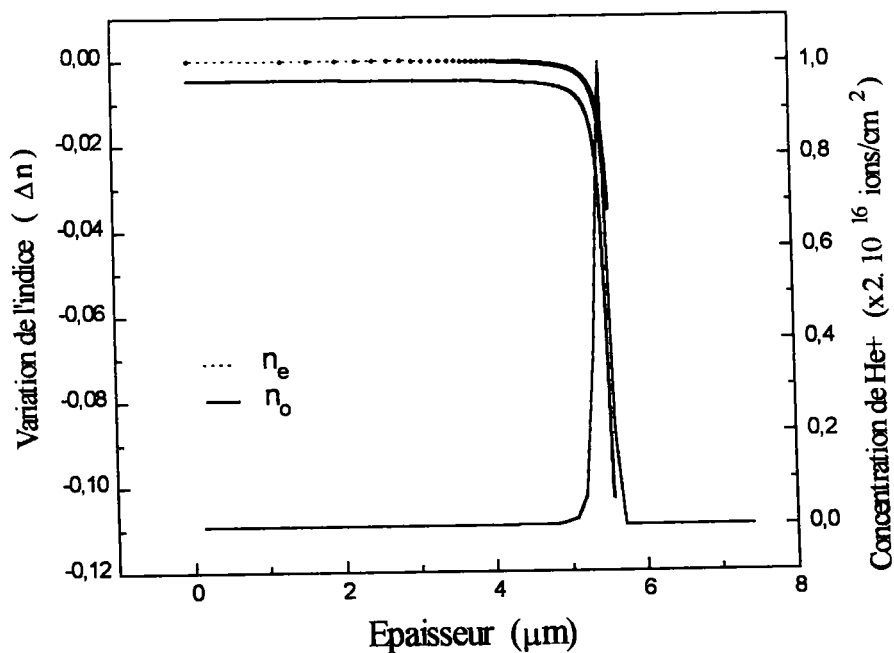


Fig.(III.12): Profils d'indice n_o et n_e et la concentration des ions He^+ implantés.

III.3 MESURE DES PERTES DANS LES GUIDES D'ONDES PLANAIRES

La mesure des pertes dans les guides est un facteur déterminant dans les possibilités pratiques de ces composants. Le principe de base de ces mesures consiste à comparer la puissance de la lumière qui se propage dans le guide à celle injectée au départ. En pratique, beaucoup de problèmes surgissent, notamment, ceux dus au couplage et au découplage qui introduisent des facteurs de pertes, généralement difficile à connaître. D'autre part, une étude rigoureuse du problème nécessite la connaissance de l'origine des pertes ce qui complique le problème.

Les techniques de mesures développées dépendent particulièrement du type de couplage utilisé. Le choix de leur utilisation s'effectue surtout, suivant le guide d'onde considéré, le type de pertes en question et l'importance des pertes à mesurer.

Dans ce paragraphe, nous allons rappeler le principe de ces techniques qui consiste, généralement à mesurer le coefficient d'atténuation en fonction de la longueur du guide d'onde..

III.3.1 MESURE DES PERTES PAR COUPLAGE EN BOUT

C'est une méthode simple, directe et précise. Elle utilise le couplage par la tranche, figure (III.13). Le principe est de comparer la transmittance de plusieurs guides d'ondes de différentes tailles pour déterminer le coefficient d'atténuation α .

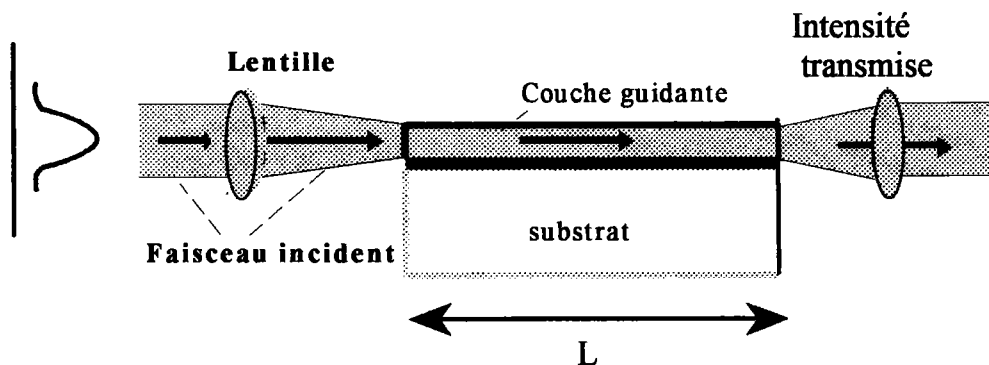


Fig.(III.13) : Mesure des pertes par couplage par la tranche

En pratique, cependant, il est très difficile d'obtenir une série de guides d'ondes de la même qualité optique et donc la comparaison devient vite incompatible. Par conséquent, la solution consiste à couper le même guide à chaque mesure. Généralement, on commence par une longueur assez importante L_0 . La lumière est injectée dans le guide en utilisant une lentille voire une fibre optique, comme l'indique la figure (III.13), et on mesure l'intensité transmise, à la sortie du guide.

Le coefficient d'atténuation peut être écrit de la manière suivante:

$$\alpha = \frac{\ln\left(\frac{p_0}{p_1}\right)}{L_0 - L_1} \quad (\text{III.1})$$

L_0 , p_0 et L_1 , p_1 sont les longueurs et les puissances transmises avant et après clivage, respectivement.

Récemment, F. P. Strohkendl et al. [15] ont reporté des pertes de l'ordre de 3 dB.cm^{-1} dans des guides KNbO_3 implanté He^+ , mesurée par cette technique. Elle a été utilisée également par D. Kip et al pour estimer les pertes dans les guides d'ondes de SBN implantés protons [16]

Toutefois, les inconvénients de cette technique font que son utilisation est très limitée. Ces inconvénients viennent notamment de la méthode de couplage employée et peuvent se résumer dans ce qui suit:

- C'est une méthode destructive (il faut à chaque fois couper le guide).
- Elle est non sélective (on ne sait pas quel mode est excité).
- Difficile à préparer car elle demande un très bon alignement des différents éléments du dispositif, ainsi, qu'un polissage de la tranche du guide de très bonne qualité optique pour éviter les problèmes de diffusion à la surface.

III.3.2 MESURE DES PERTES PAR COUPLAGE PAR PRISME

Pour remédier aux problèmes posés par la technique décrite au-dessus, on utilise le couplage par prisme. Comme l'indique la figure (III.14), un premier prisme sert à injecter la lumière dans le guide et le deuxième découple cette lumière pour mesurer l'intensité transmise (guidée). Généralement le premier prisme est maintenu fixe alors que le deuxième est déplacé le long du guide. Plusieurs mesures permettent de déterminer le coefficient d'atténuation en fonction de la longueur L .

Toutefois, le déplacement du prisme de découplage introduit des incertitudes sur les mesures due au coefficient de découplage qui varie. Pour éviter cette situation on utilise un troisième prisme [17,18], figure (III.14). On peut déterminer, ainsi, l'énergie découplée à des distances variables.

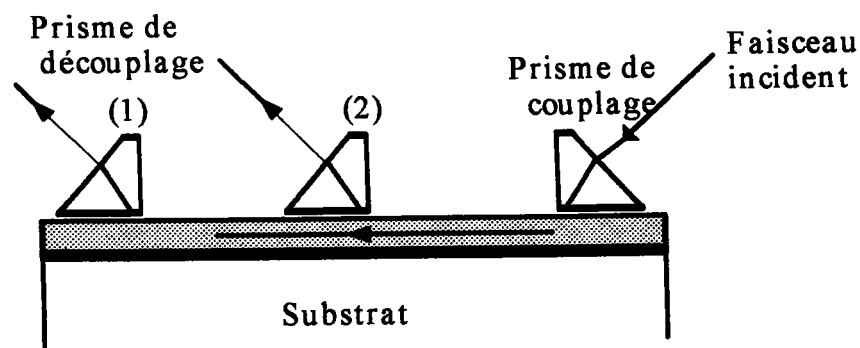


Fig. (III.14) Mesure des pertes par couplage par prisme

Y.H.Won et al [17] montrent que l'intensité découplée par le troisième prisme est indépendante des coefficients de couplage et peut être donnée par la relation suivante:

$$I(z) = \frac{P_2 P_3^0}{\Delta P} \quad (\text{III.2})$$

avec:

$$\Delta P = P_3^0 - P_2$$

P_2 : la puissance lumineuse découplée par le troisième prisme.

P_3^0 : la puissance lumineuse découplée par le deuxième prisme avant que le troisième ne soit placé entre les deux.

Cette technique est très avantageuse car elle permet des mesures sélectives: on peut exciter un mode à la fois et donc on peut avoir des informations concernant les pertes par conversion. D'autre parts, elle est non destructive car aucun clivage n'est nécessaire.

Tout ceci fait que cette méthode soit la plus utilisée et la plus adaptée pour plusieurs type de guides d'ondes. Cependant, elle est moins précise que la première méthode due à la difficulté de reproduire avec fiabilité les même conditions de découplage à chaque mesure.

Pour éviter ce problème, on utilise un liquide de couplage à faible indice tel que, l'eau ($n = 1.33$), le glycérine ($n = 1.47$) ...etc.

III. 3. 3 MESURE DES PERTES PAR ANALYSE DE LA SURFACE

Les techniques discutées, précédemment, déterminent les pertes totales dans le guides autrement dit sans distinction entre les origines de ces pertes: absorption, radiation, diffusion ou conversion.

Pour des guides d'ondes diélectriques, où les pertes par diffusion sont dominantes, l'analyse de la luminosité de la surface du guide d'onde permet de déterminer le coefficient d'atténuation. Pour un guide uniforme, on suppose que la luminosité de la surface est proportionnelle à l'intensité guidée.

Cette analyse s'effectue en utilisant une fibre optique, figure (III.15) que l'on déplace le long de la surface du guide pour mesurer l'intensité diffusée en fonction de la longueur [19,20]. La pente de cette courbe détermine le coefficient d'atténuation.

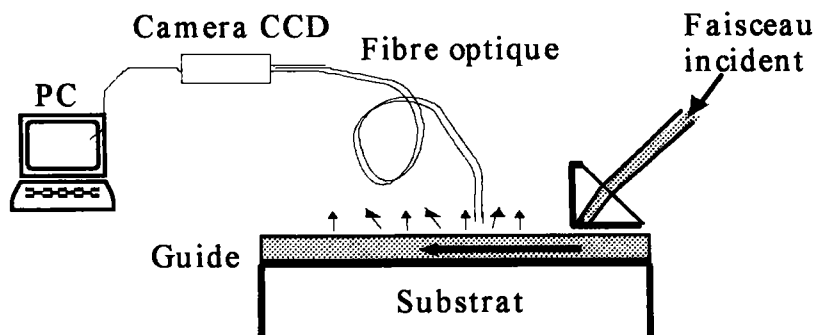


Fig. (III.15) Mesure des pertes par diffusion à la surface du guide d'onde

Cette technique a été utilisée récemment pour estimer l'atténuation dans des guides de TiO_2 fabriqués par sol-gel [21] et des guides de LiIO_3 implanté H^+ [22]. Les valeurs rapportées sont, 0.2 dB.cm^{-1} et 3 dB.cm^{-1} respectivement.

Cette technique est non destructive car aucun contact n'est employé pour effectuer les mesures. Cependant, son utilisation est limitée car elle est déconseillée dans le cas de guides où les pertes par absorption ou par radiation sont importantes tels que les semi-conducteurs.

III.4 NOUVELLE APPROCHE DE LA MESURE DES PERTES DANS LES GUIDES PLANS

Pour compléter notre étude effectuée sur les guides de $\text{LiNbO}_3:\text{H}^+$, $\text{LiNbO}_3:\text{He}^+$ et $\text{LTB}:\text{He}^+$ présentés dans la paragraphe précédente, nous avons procédé à des mesures de pertes en utilisant une nouvelle approche que nous allons développer dans ce qui suit.

III .4.1 PRINCIPE DE LA MESURE

En fait notre technique est une combinaison des deux premières méthodes développées au dessus. Elle consiste à utiliser le couplage par prisme pour injecter la lumière dans le guide et à mesurer l'intensité transmise par la tranche, comme le montre la figure (III. 16).

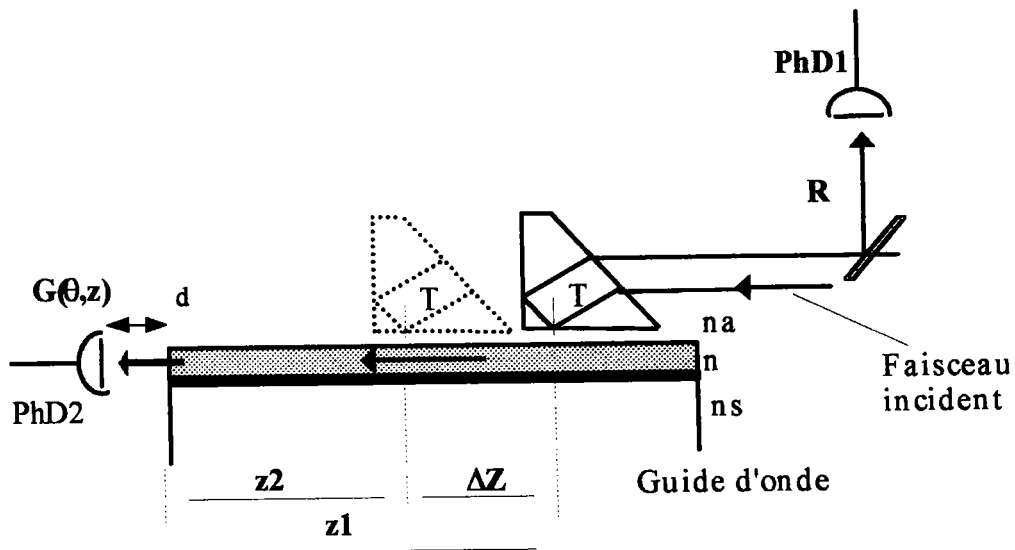


Fig. (III.16) : Une nouvelle approche pour la mesure des pertes dans les guides d'ondes planaires.

En effet, dans ce cas il suffit de déplacer le point de couplage (on fait varier la longueur de propagation) pour déterminer le coefficient d'atténuation, α .

D'après la relation (III.2), on peut écrire pour une longueur z quelconque :

$$G(m, z) = \eta(m)T(\theta) \exp(-\alpha_m z) \quad (\text{III.3})$$

avec $T(\theta)$: l'intensité transmise dans le prisme.

et $\eta(m)$: coefficient de couplage pour le mode d'ordre m (décrivant la partie de l'énergie de l'onde incidente transférée du prisme vers le guide).

A partir de cette relation (III.3), on peut écrire pour les deux longueurs considérées, z_1 et z_2 (avec $z_1 = z_2 + \Delta Z$) :

$$G(m, z_1) = \eta_1(m)T(\theta) \exp(-\alpha_m z_1) \quad (\text{III.4})$$

$$G(m, z_2) = \eta_2(m)T(\theta) \exp(-\alpha_m z_2)$$

D'une manière générale, les deux coefficients $\eta_1(m)$ et $\eta_2(m)$ sont différents à cause de la modification des conditions de couplage. L'utilisation d'une efficacité de couplage de (70-80) % est généralement admise par différents auteurs pour la mesure des pertes utilisant les techniques décrites précédemment [16,23].

Cependant, par notre technique on s'affranchit complètement de ce paramètre en utilisant les deux systèmes de mesures simultanément, autrement dit la mesure par réflexion (phd1) et la mesure par transmission (phd2).

On commence par effectuer les premières mesures par transmission et par réflexion pour la longueur z_1 . Ensuite, avant d'effectuer une deuxième mesure par transmission pour la longueur z_2 , on ajuste les conditions de couplage en particulier le gap d'air (la pression) pour retrouver les même conditions initiales. Ceci s'effectue en mesurant le spectre des modes par réflexion que l'on compare à celui obtenu pour le point z_1 .

En effet, la variation des conditions de couplage (gap d'air) perturbe les modes guidés et provoque un déplacement angulaire du spectre modal.

Par conséquent si les deux coefficients $\eta_1(m)$ et $\eta_2(m)$ sont identiques on aura une superposition des deux spectres obtenus par réflexion au points z_1 et z_2 .

Ceci est illustré sur la figure (III.17) qui montre les spectres modaux TM obtenus par réflexion sur un guide $\text{LiNbO}_3: \text{He}^+$. Il est également montré l'étape intermédiaire lors de l'ajustement des conditions de couplage. La superposition des deux courbes z_1 et z_2 est quasi-parfaite alors que la courbe z_2' a subit un décalage angulaire par rapport à celle du point z_1 indiquant une variation des conditions de couplage.

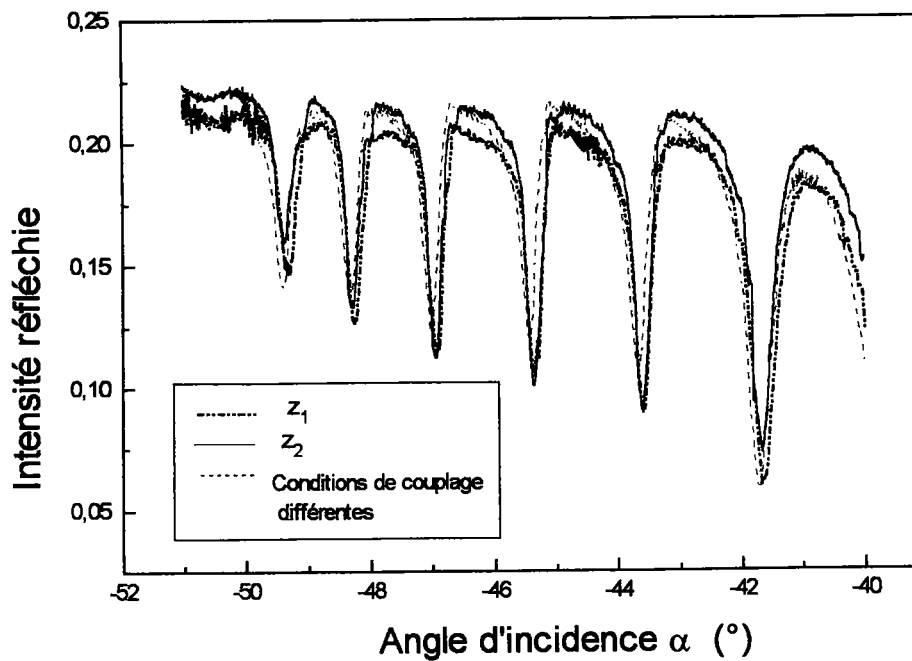


Fig.(III.17) : Vérification des conditions de couplage par la mesure du spectre modale par réflexion.

Dans ces conditions, on peut considérer que les conditions de couplage pour les deux points z_1 et z_2 sont identiques. Donc $\eta(m) = \eta'(m)$. En plus, d'une part le maintien d'une distance d fixe entre le détecteur (phd2) et la tranche du guide, figure (III.16), et d'autre part le polissage de cette dernière permettent de négliger les effets de diffusion par la tranche.

Finalement, à partir des deux relations (III.4), le coefficient d'atténuation s'écrit:

$$\alpha_m = \frac{1}{\Delta z} \ln \left[\frac{G(m, z_2)}{G(m, z_1)} \right] \quad (\text{cm}^{-1}) \quad (\text{III.5})$$

Il est évident que ce paramètre tient compte de toute les pertes qui pourrait avoir lieu à l'intérieur du guide en particulier les pertes par diffusion qui sont dominantes dans ce type de guide d'onde.

La figure (III.18) montre les deux spectres z_1 et z_2 mesurés par transmission en utilisant le détecteur (phd2). Il est également reporté le spectre des modes obtenu par réflexion (phd1). La comparaison de ces deux spectres, z_1 et z_2 , permet de déterminer le coefficient d'atténuation α_m pour différents modes guidés m .

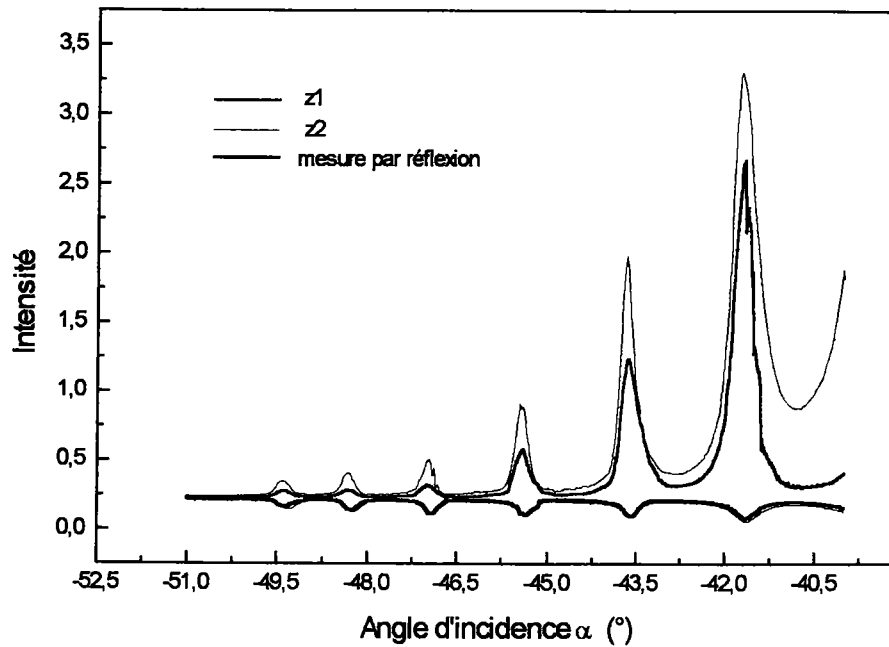


Fig.(III.18): Détermination de l'atténuation à partir des spectres modaux z_1 et z_2 obtenus par transmission.

Erreur de la mesure de α

A partir de la relation (III.5), il est facile d'obtenir l'erreur absolue $\Delta\alpha$ que l'on peut exprimer de la manière suivante:

$$\Delta\alpha = \frac{2}{(z_2 - z_1)^2} [(z_2 - z_1)\Delta r + r\Delta z] \quad \text{(III.6)}$$

avec

$$r = \ln \left[\frac{G(m, z_2)}{G(m, z_1)} \right]$$

$$\Delta r \approx \frac{\Delta G(m, z)}{G(m, z)}$$

Δz : l'erreur absolue commise lors de la mesure de z_1 et z_2 .

$\Delta G(m, z)$: l'erreur absolue de la mesure de l'intensité guidée.

La relation (III.6) devient:

$$\Delta\alpha = \frac{2}{(z_2 - z_1)^2} \left[\frac{\Delta G(m, z)}{G(m, z)} (z_2 - z_1) + r\Delta z \right] \quad \text{(III.12)}$$

On peut constater que l'incertitude absolue $\Delta\alpha$ varie linéairement en fonction de Δz et de $\Delta G/G$ et comme $1/x$ en fonction de $(z_2 - z_1)$.

Dans les conditions expérimentales que nous avons utilisées, autrement dit avec:

$$\begin{aligned}\Delta z &= 0.02 \text{ mm} \\ \Delta G/G &\approx 0.01 \\ z_2 - z_1 &= 4.5 \text{ mm}\end{aligned}$$

on peut, raisonnablement estimer l'erreur absolue commise lors de la mesure de l'atténuation par :

$$\begin{aligned}\Delta\alpha &= 0.1 \text{ cm}^{-1} \\ &= 0.4 \text{ dB.cm}^{-1}\end{aligned}$$

III.4.2 RESULTATS ET DISCUSSIONS

Dans les mesures que nous avons effectuées sur les trois guides considérés nous avons pris en considération uniquement les modes d'ordre faible en particulier pour les deux échantillons $\text{LiNbO}_3: \text{H}^+$ et $\text{LTB}: \text{He}^+$ qui sont fortement multimodes.

Les modes d'ordre élevé étant très sensibles à d'autres effets notamment à la présence du prisme et ne font pas l'objet de cette étude.

Ceci fera, éventuellement, l'objet d'un autre travail où on pourrait tenir compte de tout ces effets pour améliorer la sensibilité de la mesure.

Les résultats obtenus sont reportés dans le tableau suivant:

	m	$\alpha \text{ (cm}^{-1}\text{)}$ ($\pm 0.1 \text{ cm}^{-1}$)	a (dB.cm ⁻¹) ($\pm 0.4 \text{ dB.cm}^{-1}$)
$\text{LiNbO}_3: \text{He}^+$	0	0.6	2.5
	1	0.8	3.4
	2	1.0	4.3
	3	1.0	4.3
$\text{LiNbO}_3: \text{H}^+$	0	0.3	1.2
	1	0.4	1.7
	2	0.7	3.0
	3	1.0	4.3
$\text{LTB} : \text{He}^+$	0	0.4	1.7
	1	0.4	1.7
	2	0.5	2.1
	3	0.5	2.1

Tab.(III.6): Valeurs mesurées de l'atténuation α (a).

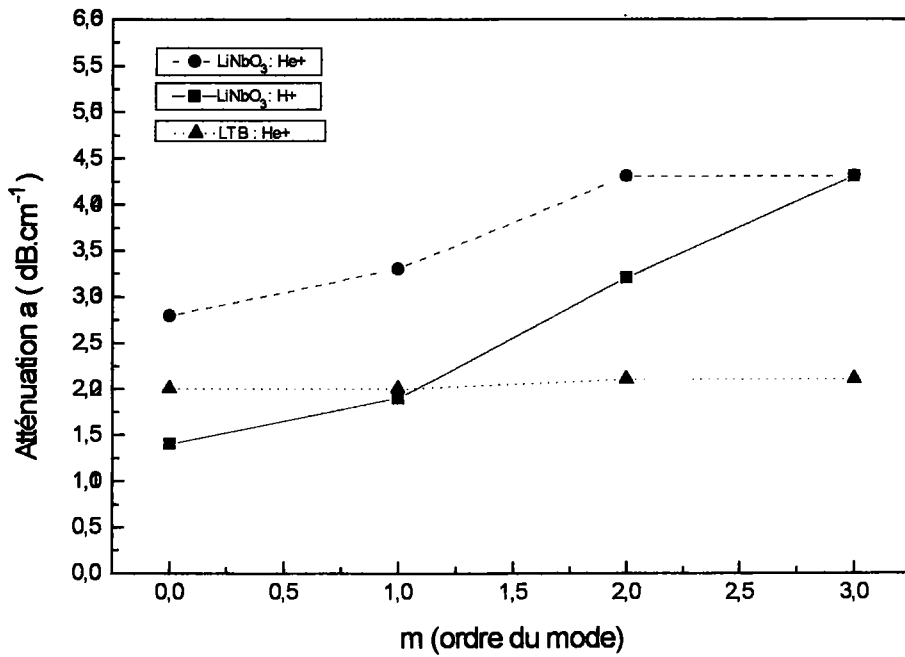


Fig.(III.19) : Variation de l'atténuation en fonction de l'ordre de mode (modes d'ordre faible)

On peut constater que pour les trois guides implantés et non recuits, les pertes sont $< 5 \text{ dB}\cdot\text{cm}^{-1}$ ce qui est conforme aux valeurs rapportées dans la littérature [24]. Egalement, d'après la figure (III.19), les pertes dans les guides LiNbO_3 implantés protons semblent être plus faibles que celles dans les échantillons implantés He^+ . Ceci est dû aux effets provoqués par l'implantation des ions He^+ qui semblent être plus importants que ceux provoqués par l'implantation de protons H^+ . D'autre part, on peut estimer que, dans le cas des guides de LiNbO_3 implantés protons, les pertes augmente linéairement en fonction de l'ordre du mode, m . Ceci est vraisemblablement due au recouvrement des modes guidés en particulier dans le cas des guides fortement multimodes (cas de l'échantillon étudié). Ceci explique la décroissance quasi- exponentielle du spectre modal dans ce type de guide. L'étude de guides faiblement multimodes pourrait apporter plus d'informations concernant ce problème.

Le cas du LTB implanté He^+ est particulièrement intéressant car ces premiers résultats montrent que les pertes sont indépendantes de l'ordre du mode et sont relativement faibles, de l'ordre de $2 \text{ dB}\cdot\text{cm}^{-1}$.

CONCLUSION

Dans cette étude, nous avons montré, à la fois, que des guides d'ondes peuvent être réalisés dans le LiNbO_3 par implantation de H^+ et de He^+ . En utilisant notre banc optique, nous sommes capables de caractériser ces guides avec une précision très satisfaisante qui peut être améliorée en augmentant la résolution du système mécanique de rotation utilisé.

Egalement les différents logiciels que nous avons développés permettent une meilleure compréhension des résultats obtenus. Ainsi, la comparaison entre les prévisions théoriques et les résultats expérimentaux permettent d'améliorer les performances de tout le dispositif,

D'autre part, nous avons montré la faisabilité de guides d'ondes dans le LTB en utilisant la technique d'implantation ionique. Les modes TM et TE ont été excités et les profils d'indices ordinaire et extraordinaire reconstruits. Ces résultats sont très prometteurs et représentent, à notre connaissance, les premiers travaux effectués sur l'élaboration de guides d'ondes plans dans ce matériau. D'autres études sur les effets des différents paramètres d'implantation sont de nature à optimiser le processus de fabrication non seulement en implantant des ions de He^+ mais aussi en implantant des ions de H^+ .

Cependant, un meilleur confinement de la lumière a été observée avec les modes ordinaires alors que les modes extraordinaires sont sujets vraisemblablement, à de nombreuses pertes.

Ce comportement a été observé à la fois avec les guides de LiNbO_3 et ceux de LTB. Il pourrait être dû à la position relative du vecteur d'onde par rapport à l'axe optique du cristal qui lui est perpendiculaire dans le cas considéré. Il y a là un point à développer pour mieux comprendre ce comportement.

L'observation des profils d'indices permet de constater que la décroissance des indices, n_o et n_e , est surtout liée à la profondeur de pénétration des ions implantés et donc à leurs énergies. Cette variation localisée au niveau de la barrière optique est due, comme l'a montré S. Ould-Salem [7], aux défauts électroniques et nucléaires provoqués dans le cristal et non pas à des effets chimiques additionnels liés à la nature des ions implantés.

D'autre part, le comportement de ces guides implantés est généralement proche de celui des guides d'ondes à saut d'indice. Le profil d'indice ressemble à une 'marche d'escalier' où l'indice de réfraction garde la même valeur jusqu'à la barrière optique et ensuite subit une chute brutale.

Cette observation est importante pour ce qui va suivre car elle nous permet d'utiliser, comme approximation le modèle du guide d'onde à saut d'indice pour traiter les résultats obtenus lors de la caractérisation électrooptique que nous développerons dans le dernier chapitre. En effet, Chandler et al ont montré que pour un profil d'indice carré, c-à-d, l'équivalent d'un guide à saut d'indice, l'évolution du carré de l'indices effectif, N_m^2 , en fonction de $(m+1)^2$ est linéaire. Aussi, les courbes données sur les figure (III.4) et (III.7) donnant N_m^2 en fonction de $(m+1)^2$ justifient et corroborent notre approximation.

Enfin, il est à noter que le fait d'effectuer des mesures automatiques a permis une grande souplesse et une grande efficacité au cours de cette étude.

Nous avons développé une nouvelle approche pour la mesure des pertes dans les guides d'ondes plans. Cette méthode semble être très intéressante. Elle consiste à utiliser le couplage par prisme pour injecter la lumière dans le guide et à mesurer l'intensité guidée par la tranche pour deux longueurs de propagation différentes. Dans cette configuration, on s'affranchit du problème de l'efficacité de couplage, souvent difficile à connaître, en mesurant simultanément le spectre des modes par réflexion et par transmission.

D'autre part c'est une technique non destructive puisque aucun clivage du guide n'est nécessaire. Elle est facile à mettre en oeuvre car un seul prisme de couplage est utilisé. En effet l'utilisation de deux prismes, voire trois prismes, complique le problème du couplage/découplage. Elle permet également une étude sélective des pertes en variant l'angle d'incidence.

Par cette technique, nous avons pu mesurer les pertes dans les guides de LiNbO_3 implantés H^+ et He^+ et LTB implanté He^+ non recuits. Ces pertes sont relativement faibles.

Cependant, il est évident que les performances de cette méthode peuvent être améliorées notamment en utilisant un système de détection plus sensible et un polissage de la tranche de meilleure qualité.

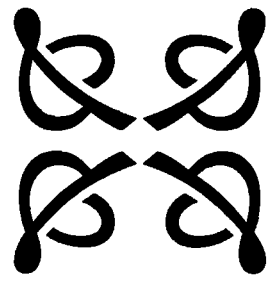
Enfin, l'étude des pertes, dans ces guides, en fonction des paramètres d'implantation permet une optimisation des conditions d'élaboration des guides d'ondes plans par implantation.

En somme par l'étude des pertes nous terminons la caractérisation optique des guides d'ondes plans montrant ainsi les possibilités du banc optique que nous avons réalisé. L'étape suivante de notre travail consiste à effectuer une caractérisation électrooptique de ces guides. C'est l'objet du prochain et dernier chapitre de ce travail.



REFERENCES

- [1] W. Burns and J. Warner, *J. Opt. Soc. Am.* 64 (4), 441 (1974).
- [2] Voir : P. Günter and J. P. Huignard (Eds.),
Photorefractive materials and their applications II 5Springer, Berlin 1989.
- [3] P. D. Townsend, *Cryst. Lett. Def. Amorph. Mater. Res. Symp. Proc.* 244, 323 (1992).
- [4] P. Moretti, P. Thevnard, K. Wirl and P. Hertel, *Mater. Res. Symp. Proc.* 244, 323 (1992).
- [5] A. Boudrioua, P. Morette and J. C. Loulergue, *J. N-Cryst. Sol.* 187, 443 (1995).
- [6] T. Bremer, P. Hertel and D. Kolleme, *Nucl. Inst. and Meth. in Opt. Res.* B34, 62 (1988).
- [7] S. Ould-Salem, 'Etude des effets d'implantation de protons dans le niobate de lithium'
Univ. C. BERNARD Lyon I, 1995.
- [8] R. H. French, J. W. LING F. S. Ohuchi, C. T. Chen, *Phys. Rev. B* 44 516, 8495 (1991).
- [9] H. König, A. Hoppe, *Z. Kristallogr.* 165, 91 (1983).
- [10] M. Maeda, H. Tachi, K. Handa and I. Zuzuki, *Jpn. J. Appl. Phys.* 33, 1965 (1994).
- [11] F. Schmidt, R. Voska, *Crystal Res. and Tech.* 16 K, 127 (1989)
- [12] J. Krogh-Moe, *Acta Cryst.* 15, 190 (1962).
- [13] T. Shiosaki, M. Adachi, H. Kobayachi, K. Araki and A. Kawabata, *Jpn. J. Appl. Phys.* ,
24, 25 (1985).
- [14] A. Boudrioua, P. Moretti, J. C. Loulergue and K. Polgar, à apparaitre dans *Phys. Stat.*
Sol. 153 (1), (1996).
- [15] F. P. Strohkendl, D. Fluck, P. Günter, R. Irmsher and CH. Buchal, *Appl. Phys. Lett.* 59
(26), (1991).
- [16] D. Kip, S. Aulkemeyer and P. Moretti, *Optic. Lett.* 20 (11), 1256 (1995).
- [17] Y. H. Won, P. C. Janssand and G. H. Chartier, *Appl. Phys. Lett.* 37 (3), 269 (1980).
- [18] E. A. Arutunyan and S. K. Galoyan, *Optic. Com.* 57 (6), 391 (1986).
- [19] H. P. Weber, F. A. Dunn and W. N. Leibolt, *Appl. Optics* 12, 755 (1973).
- [20] Y. Okamura, S. Yoshinaka and S. Yamamoto, *Appl. Optics* 22, 3892 (1983).
- [21] Y. Okamura, S. Sato and S. Yamamoto, *Appl. Optics* 24, 57 (1985).
- [22] M. Bahtat, J. Mugnier, A. Bahtat et J. Serghetti, *JNOG* 93.
- [23] C. Rosso, 'Elaboration et caractérisation de l'iodate de lithium (LiIO₃) pour l'optique guidée', Thèse de Doctorat, Univ. de Savoie (1995).



CHAPITRE IV

CARACTERISATION ELECTROOPTIQUE DE GUIDES D'ONDES PLANS

INTRODUCTION	108
IV.1 L'EFFET ELECTROOPTIQUE	109
IV.1.2 GENERALITES	109
IV.1.3 CAS DU LiNbO_3	110
IV.2 TECHNIQUES DE MESURE DES COEFFICIENTS ELECTROOPTIQUES.....	117
IV.2.1 L'INTERFEROMETRE DE MACH-ZEHNDER.....	117
IV.2.2 LA TECHNIQUE DU CHANGEMENT DE POLARISATION.....	119
IV.3 TECHNIQUE DU DEPLACEMENT ANGULAIRE.....	121
IV.3.1 PRINCIPE	121
IV.3.2 ANALYSE DU CHAMP ELECTRIQUE.....	122
IV.3.3 RELATION ENTRE LA VARIATION DE L'INDICE ET LE DEPLACEMENT ANGULAIRE DES MODES	129
IV.3.4 DETERMINATION DES COEFFICIENTS ELECTROOPTIQUES	132
IV.4 RESULTATS ET DISCUSSIONS	134
IV.4.1 MESURE DES COEFFICIENTS ELECTROOPTIQUES r_{13} et r_{33} DU $\text{LiNbO}_3: \text{H}^+$	134
IV.4.2 ETUDE DES COEFFICIENTS ELECTROOPTIQUES EN FONCTION DE LA DOSE IMPLANTEE.....	138
CONCLUSION.....	142
REFERENCES.....	143





CARACTERISATION ELECTROOPTIQUE DE GUIDES D'ONDES PLANS

Le développement des systèmes fonctionnels pour la communication et le traitement du signal par voie optique nécessite, entre autre, le contrôle du signal utilisé.

Pour cela, le moyen le plus utilisé est l'effet électrooptique. Il consiste à modifier l'indice de réfraction du milieu guidant par l'application d'un champ électrique externe. C'est la raison pour laquelle, de nombreux matériaux électrooptiques ont fait l'objet de plusieurs travaux de recherches importants. Ainsi, des diélectriques sont couramment utilisés à cause de leurs excellentes propriétés électrooptiques. L'utilisation de ces matériaux en optique intégrée, où l'onde lumineuse se propage dans un milieu qui fait quelque micromètre d'épaisseur, nécessite la connaissance des propriétés électrooptiques de ces matériaux sous forme de couches minces.

Dans ce chapitre, nous allons d'abord rappeler les outils théoriques nécessaires pour comprendre cet effet d'optique non-linéaire, ensuite nous évoquerons les différentes techniques de mesure des coefficients électrooptiques utilisées. Nous terminerons avec la méthode que nous avons développée basée sur le déplacement angulaire des modes guidés et les résultats obtenus dans des guides de LiNbO_3 implantés protons.

IV.1. L'EFFET ELECTROOPTIQUE

Dans ce qui suit, on va s'intéresser, particulièrement, à l'effet électrooptique linéaire, appelé également effet Pockels [1]. Dans ce cas le changement d'indice de réfraction du matériau varie linéairement en fonction du champ électrique appliqué. Cet effet n'existe, généralement, que dans les cristaux non centrosymétriques tel que le niobate de lithium.

IV.1.1 GENERALITES

Les propriétés optiques d'un milieu anisotrope sont généralement caractérisées par son tenseur diélectrique symétrique 3x3 . Dans un repère formé des axes propres du cristal, ce tenseur peut se mettre sous la forme:

$$[\epsilon] = \begin{bmatrix} \epsilon_{11} & 0 & 0 \\ 0 & \epsilon_{22} & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_{33} \end{bmatrix} \quad (\text{IV.a})$$

D'autre part, dans un tel cristal, la relation entre le vecteur champ électrique \vec{E} et le vecteur induction \vec{D} s'écrit:

$$\vec{D} = \epsilon_0 [\epsilon] \vec{E} \quad (\text{IV.b})$$

ϵ_0 : la permittivité diélectrique du vide.

Dans ces conditions, on définit l'ellipsoïde des indices à partir de l'équation:

$$\frac{x^2}{n_x^2} + \frac{y^2}{n_y^2} + \frac{z^2}{n_z^2} = 1 \quad (\text{IV.c})$$

où

$$\epsilon_{jj} = n_j^2 \quad j = x, y, z$$

Les demi-axes de cet ellipsoïde, suivant x,y et z, sont équivalents aux indices propres du cristal, n_x , n_y et n_z , respectivement.

En présence d'un champ électrique, l'ellipsoïde des indices peut être exprimée par la relation suivante [1]:

$$\Pi_{11}x^2 + \Pi_{22}y^2 + \Pi_{33}z^2 + 2\Pi_{23}yz + 2\Pi_{31}zx + 2\Pi_{12}xy = 1 \quad (\text{IV.1})$$

avec:

$$\Pi_{ij} = \Delta \left(\frac{1}{n_{ij}^2} \right) \quad (\text{IV.2})$$

$$i, j = x, y, z$$

Les constantes Π_{ij} sont liées au champ électrique appliqué par la relation:

$$\begin{bmatrix} \Pi_{11} - \frac{1}{n_x^2} \\ \Pi_{22} - \frac{1}{n_y^2} \\ \Pi_{33} - \frac{1}{n_z^2} \\ \Pi_{23} \\ \Pi_{31} \\ \Pi_{12} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} r_{11} & r_{12} & r_{13} \\ r_{21} & r_{22} & r_{23} \\ r_{31} & r_{32} & r_{33} \\ r_{41} & r_{42} & r_{43} \\ r_{51} & r_{52} & r_{53} \\ r_{61} & r_{62} & r_{63} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{bmatrix} \quad (\text{IV.3})$$

Finalement, on peut écrire:

$$\Delta \left(\frac{1}{n^2} \right)_i = \sum_{j=1}^3 r_{ij} E_j \quad (\text{IV.4})$$

où:

r_{ij} sont les coefficients électrooptiques du matériau.

$i = 1,2,3,4,5,6$ et $j = 1,2,3$ sont associés à x,y et z respectivement.

C'est la relation qui détermine la variation de l'indice de réfraction induite par l'application d'un champ électrique via l'effet Pockels, exprimée par les coefficients électrooptiques r_{ij} .

Dans la pratique le choix de la direction du champ électrique appliqué est primordial. Ceci est dû au fait que beaucoup de matériaux électrooptiques, tels que LiNbO_3 , GaAs et LiTaO_3 , ont des coefficients électrooptiques plus importants pour certaines orientations plutôt que d'autres.

IV.1.2 CAS DU LiNbO_3

Le niobate de lithium est certainement l'un des matériaux présentant l'effet Pockels le plus important. Il est très souvent utilisé en optique intégrée pour réaliser des déphaseurs, des commutateurs ou des séparateurs d'états de polarisation. C'est un cristal uniaxe négatif, ayant une symétrie trigonal.

Dans son repère propre $oxyz$, avec l'axe optique suivant oz , son tenseur électrooptique, défini à partir de l'équation (IV.3), peut s'écrire :

$$\begin{bmatrix} r_{ij} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 & -r_{22} & r_{13} \\ 0 & r_{22} & r_{13} \\ 0 & 0 & r_{33} \\ 0 & r_{51} & 0 \\ r_{51} & 0 & 0 \\ -r_{22} & 0 & 0 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 & -6.8 & 9.6 \\ 0 & 6.8 & 9.6 \\ 0 & 0 & 30.9 \\ 0 & 32.6 & 0 \\ 32.6 & 0 & 0 \\ -6.8 & 0 & 0 \end{bmatrix} \text{ (pm/V) (IV.5)}$$

Les termes les plus importants sont r_{13} et r_{33} .

Dans ces conditions, l'équation (IV.3) devient:

$$\left(\frac{1}{n_0^2} - r_{22}E_y + r_{13}E_z \right) x^2 + \left(\frac{1}{n_0^2} + r_{22}E_y + r_{13}E_z \right) y^2 + \left(\frac{1}{n_e^2} + r_{33}E_z \right) z^2 + 2r_{51}E_y yz + 2r_{51}E_x xz - 2r_{22}E_x zx = 1 \quad \text{(IV.6)}$$

On peut constater que suivant l'orientation du champ électrique, on a des termes singuliers ou bien des termes croisés qui interviennent dans le changement de l'indice de réfraction. C'est ce que nous allons étudier dans ce qui suit.

Cas du champ électrique $E // Oz$ ($// C$):

On considère un cristal coupé Y-cut. Le champ électrique est appliqué parallèlement à l'axe optique \vec{C} en utilisant deux électrodes déposées sur la surface de l'échantillon (Fig. (IV.1)).

Dans ce cas le champ \vec{E} n'a qu'une seule composante E_z ($E_x = E_y = 0$), l'équation précédente (IV.6) devient:

$$\left(\frac{1}{n_0^2} + r_{13}E_z \right) x^2 + \left(\frac{1}{n_0^2} + r_{13}E_z \right) y^2 + \left(\frac{1}{n_e^2} + r_{33}E_z \right) z^2 = 1 \quad \text{(IV.7)}$$

C'est une ellipsoïde dont les axes principaux sont associés aux indices propres du cristal.

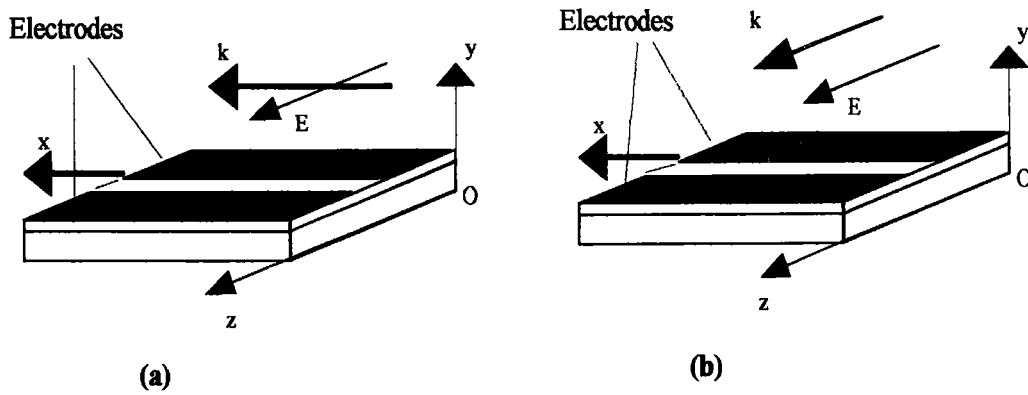


Fig. (IV.1) : Effet Pockels dans un cristal Y-cut de LiNbO_3
 (a) $\vec{k} \perp \vec{C} // \vec{E}$. (b) $\vec{k} // \vec{C} // \vec{E}$.

Dans cette configuration, seuls les deux coefficients, r_{13} et r_{33} interviennent, provoquant ainsi une déformation de l'ellipsoïde des indices. D'autre part, la direction de propagation de l'onde lumineuse dans le cristal, détermine lequel des deux est mis en jeu.

a. Le vecteur d'onde $\vec{k} // \vec{C}$

Dans ce cas, figure (IV.1.b), $D_z = 0$ et donc $z = 0$. Le plan de polarisation de l'onde est un cercle défini par l'intersection avec l'ellipsoïde des indices d'un plan perpendiculaire à Oz passant par l'origine, figure (IV.2). Il est définie par la relation suivante:

$$\left(\frac{1}{n_0^2} + r_{13} E_z \right) x^2 + \left(\frac{1}{n_0^2} + r_{13} E_z \right) y^2 = 1$$

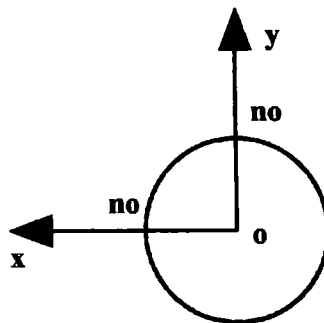


Fig. (IV.2) : Plan de polarisation de l'onde optique se propageant parallèlement à l'axe optique

Dans cette configuration, quelque soit la polarisation de l'onde (TE ou TM), son champ électrique reste perpendiculaire à l'axe \vec{C} . Par conséquent, l'onde voit un nouvel indice de réfraction n_x ou n_y ($n_x = n_y$) qui dépend uniquement de l'indice ordinaire et s'écrit:

$$n_x = n_y = n_o \left(1 + n_o^2 r_{13} E_z \right)^{-1/2} \quad (IV.8)$$

Le terme $n_o^2 r_{13} E_z$ étant très faible, on peut écrire:

$$n_x = n_y = n_o - \Delta n_o$$

avec

$$\Delta n_o = \frac{1}{2} n_o^3 r_{13} E_z \quad (IV.9)$$

Cette dernière équation représente la variation d'indice, via l'effet Pockels, déterminée par le coefficient électrooptique r_{13} et l'amplitude du champ électrique appliqué.

b. Cas du vecteur d'onde $k \perp \vec{C}$ \Rightarrow

La propagation de l'onde s'effectue suivant l'axe Ox. Dans ce cas $x = 0$ ($D_x = 0$) et le plan de polarisation de l'onde est l'ellipse obtenue par l'intersection avec l'ellipsoïde des indices, d'un plan passant par l'origine et perpendiculaire à Ox, figure (IV.3). Il est défini par la relation suivante:

$$\left(\frac{1}{n_o^2} + r_{13} E_z \right) y^2 + \left(\frac{1}{n_e^2} + r_{33} E_z \right) z^2 = 1 \quad (IV.10)$$

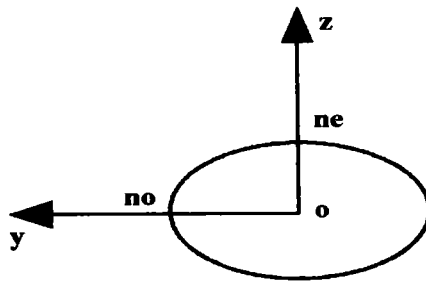


Fig.(IV.3) : Ellipse de polarisation de l'onde optique se propageant perpendiculairement à l'axe optique.

Suivant la polarisation de l'onde (TE ou TM), on distingue deux situations possibles:

- Cas d'une polarisation TM:

Dans cette configuration, le champ électrique de l'onde est suivant Oy, donc perpendiculaire à l'axe optique \vec{C} du cristal. C'est la même situation décrite au-dessus et on trouve:

$$n_x = n_y = n_o - \Delta n_o$$

avec

$$\Delta n_o = \frac{1}{2} n_o^3 r_{13} E_z \quad (IV.11)$$

- Cas d'une polarisation TE:

En polarisation TE, le champ électrique de l'onde est parallèle à l'axe optique C du cristal (// à l'axe Oz). En utilisant la même analyse développée précédemment, on trouve:

$$n_z = n_e - \Delta n_e$$

avec

$$\Delta n_e = \frac{1}{2} n_e^3 r_{33} E_z \quad (\text{IV.12})$$

Dans ce cas, une variation de l'indice extraordinaire apparaît, via l'effet électrooptique, par le coefficient électrooptique r_{33} . C'est l'effet Pockels le plus important dans le LiNbO_3 .

En somme, dans les deux cas les axes x, y, z coïncident toujours avec les axes principaux du cristal car aucun terme croisé n'intervient. Autrement dit l'ellipsoïde des indices subit, uniquement, une dilatation, figure (IV.4), en produisant ainsi une variation de la biréfringence du matériau.

Il est également intéressant de noter que le signe de la variation de l'indice de réfraction dépend aussi, de la polarité du voltage appliqué.

La valeur maximale de la variation d'indice est de l'ordre de 1.6×10^{-3} . Elle correspond au champ électrique de claquage du niobate de lithium ($10\text{V}/\mu\text{m}$) [2].

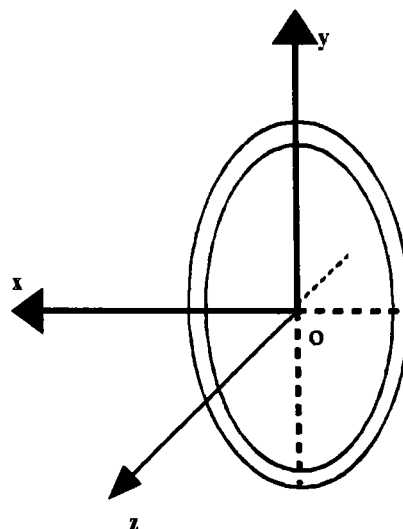


Fig.(IV.4) : Section méridienne de l'ellipsoïde des indices en l'absence et en présence du champ électrique E parallèle à l'axe optique.

Cas du champ électrique $E \perp C$

Cette configuration est très rarement utilisée. Elle ne nous intéresse pas car les coefficients électrooptiques mis en jeu sont faibles et sans intérêts pratiques. Néanmoins, nous allons en rappeler les grandes lignes. Intéressons-nous au cas d'un cristal coupé Y-cut où le champ électrique est appliqué suivant l'axe Oy.

Dans ce cas seule la composante E_y est non nulle et l'indicatrice optique peut s'écrire, à partir de l'équation (IV.2), de la manière suivante:

$$\left(\frac{1}{n_o^2} + r_{22}E_y\right)y^2 + \left(\frac{1}{n_e^2}\right)z^2 + 2r_{51}E_y yz = 1 \quad (\text{IV.13})$$

Comme le coefficient Π_{23} est différent de zéro, les axes x, y, z ne coïncident plus avec les axes propres du cristal. Par conséquent, une rotation des axes y et z d'un angle θ_{eo} , permet d'éliminer le terme croisé en yz dans l'équation précédente.

Ainsi, le système d'axes propres $Oxyz$ se transforme en un nouveau système $OxYZ$ selon la relation suivante:

$$\begin{bmatrix} x \\ Y \\ Z \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos\theta_{eo} & -\sin\theta_{eo} \\ 0 & \sin\theta_{eo} & \cos\theta_{eo} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} x \\ y \\ z \end{bmatrix} \quad (\text{IV.14})$$

Les axes x, Y, Z sont maintenant les nouveaux axes principaux de l'ellipsoïde des indices du cristal qui peut s'écrire:

$$\frac{Y^2}{n_y^2} + \frac{Z^2}{n_z^2} = 1 \quad (\text{IV.15})$$

avec l'angle de rotation donnée par la relation suivante:

$$\tan 2\theta_{eo} = \frac{2r_{51}E_y}{(n_e^{-2} - n_o^{-2})} \quad (\text{IV.16})$$

Finalement, on trouve :

$$\begin{aligned} n_y &= n_o - \frac{1}{2}n_o^3 r_{22}E_y + \frac{1}{2}n_o^3 r_{51}E_y \tan 2\theta_{eo} \\ n_z &= n_e - \frac{1}{2}n_e^3 r_{51}E_y \tan 2\theta_{eo} \end{aligned} \quad (\text{IV.16})$$

Dans le cas du LiNbO_3 , le coefficient électrooptique r_{22} est faible et le facteur $\tan\theta_{eo}$ est très petit. Par conséquent, la variation de l'indice de réfraction n_y et n_z peut être ignorée. Donc, on peut écrire:

$$\begin{aligned} n_y &\approx n_o \\ n_z &\approx n_e \end{aligned} \quad (\text{IV.17})$$

En fait, dans cette configuration, il y a, uniquement, une rotation de l'ellipsoïde des indices autour de l'axe Ox , figure (IV.5). Le tenseur diélectrique du cristal après rotation devient:

$$[\epsilon] = \begin{bmatrix} \epsilon_{11} & 0 & 0 \\ 0 & \epsilon_{22} & \delta\epsilon_{23} \\ 0 & \delta\epsilon_{23} & \epsilon_{33} \end{bmatrix} \quad (\text{IV.18})$$

Dans les conditions décrites au-dessus et pour $\theta_{eo} \ll 1$, les composantes du tenseur diélectrique s'écrivent:

$$\begin{aligned} \epsilon_{11} &= \epsilon_{22} \approx n_o^2 \\ \epsilon_{33} &\approx n_e^2 \\ \delta\epsilon_{23} &= -n_o^2 n_e^2 r_{51} E_y \end{aligned} \quad (\text{IV.19})$$

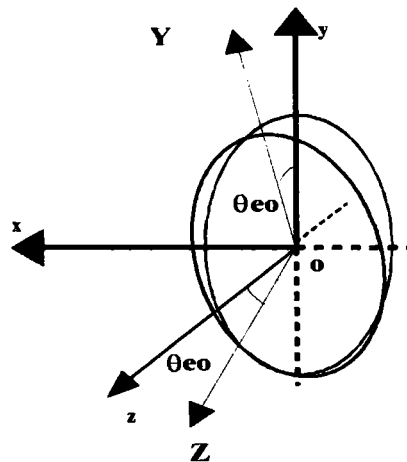


Fig.(IV.5) : Section méridienne de l'ellipsoïde des indices en l'absence et en présence du champ électrique E perpendiculaire à l'axe optique.

Ceci induit une variation de la polarisation du cristal, suivant l'axe Oz donnée par la relation suivante:

$$\delta P_z = \epsilon_0 \delta\epsilon_{23} E_y^{op} \quad (\text{IV.20})$$

Cette équation montre que la variation de la polarisation de l'onde extraordinaire est induite par le champ électrique de l'onde ordinaire, E_y^{op} . Autrement dit la rotation de l'ellipsoïde des indices produit un couplage entre les deux polarisations, ordinaire et extraordinaire. Ce phénomène est utilisé pour la conversion des modes TE-TM en optique intégrée [2].

D'autres configurations du champ électrique appliqué et de la polarisation de l'onde optique peuvent être utilisées pour mesurer les coefficients r_{22} et r_{51} .

Finalement, les deux coefficients électrooptiques les plus utilisés dans le niobate de lithium sont r_{13} et r_{33} . Notre étude portera sur ces deux coefficients, mais tout d'abord, nous allons rappeler les principales techniques utilisées pour les mesurer.

IV. 2 TECHNIQUES DE MESURE DES COEFFICIENTS ELECTROOPTIQUES

La réalisation de modulateurs électrooptiques dans les guides d'ondes plans pour le développement de l'optique intégrée, a suscité la mise au point de nombreuses techniques de mesure des coefficients électrooptiques dans ses structures guidantes [3,4]. On peut distinguer trois familles principales:

- a. les techniques interférométriques, particulièrement celles qui utilisent l'interféromètre de Fabry-Perot [4] et l'interféromètre de Mach-Zehnder [3].
- b. les techniques polarimétriques basées sur le changement de la polarisation de l'onde qui se propage dans le milieu électrooptique, dites également techniques de modulation de phase [3].
- c. Les techniques basées sur le couplage directionnel intermodes qui utilisent le fait que l'énergie transférée d'un mode à un autre adjacent dépend de l'indice de réfraction du milieu inter-guide [5,6].

Cette dernière est peu utilisée alors que les deux premières techniques, en particulier celle basée sur l'interféromètre de Mach-Zehnder, sont couramment utilisées. Dans ce qui suit, nous allons décrire les principales caractéristiques de ces techniques.

IV.2.1 INTERFEROMETRE DE MACH-ZEHNDER

C'est la méthode la plus utilisée [6,7]. Elle peut être employée avec une large gamme de matériaux, polymères ou diélectriques. Elle a été employée d'une manière extensive avec des guides d'ondes de LiNbO_3 fabriqués par diffusion [8], échange protonique [9] et plus récemment avec des guides implantés He^+ [10,11] et H^+ [11]. Elle consiste à utiliser, sur la même structure deux voies pour guider la lumière. Ces deux voies servent comme deux bras d'un interféromètre dont l'un est disposé entre deux électrodes déposées sur la surface comme le montre la figure (IV.6), suivante:

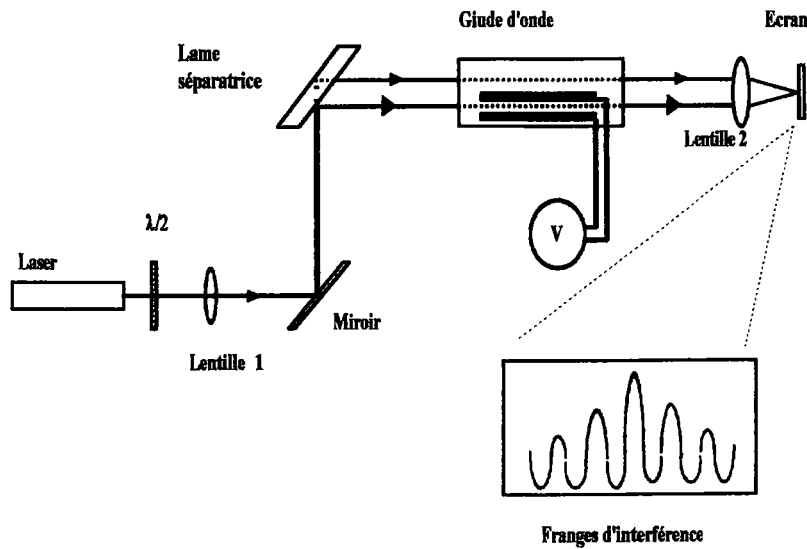


Fig. (VI.6) Interféromètre de Mach-Zehnder pour mesurer les coefficients EO dans les guides.

En réduisant le diamètre du faisceau laser, par un dispositif de lentilles, deux ondes lumineuses peuvent être injectées, par l'intermédiaire d'une lame séparatrice, dans les deux bras du dispositif. A la sortie, on utilise un système d'élargissement pour visualiser le faisceau d'interférence sur un écran.

Un déphasage entre les deux faisceaux guidés, apparaît lors de l'application d'une tension via les deux électrodes, produisant ainsi, une variation d'indice par effet électrooptique. Ceci se traduit par un déplacement des franges d'interférences.

En mesurant la tension requise pour un déplacement d'une frange, on détermine le V_π , qui est lié, directement aux coefficients électrooptiques du matériau. La configuration et la polarisation utilisée, déterminent le coefficient EO qui intervient.

Dans le cas d'un guide de LiNbO_3 , coupé Y-cut, pour une polarisation TM de la lumière utilisée, la relation entre le V_π et le coefficient électrooptique r_{13} est donnée par:

$$V_\pi = \frac{\lambda G}{n_0^3 r_{13} l \Gamma} \quad (\text{IV.21})$$

- l : la longueur des électrodes.
- G : l'intervalle entre les électrodes
- λ : la longueur d'onde utilisée.

Γ : est un facteur qui détermine l'intégrale de recouvrement entre le champ optique et le champ électrique appliqué (il sera discuté dans les paragraphes suivants).

Cette technique, donne des résultats satisfaisants et son utilisation est très bien maîtrisée. Cependant, elle demande, généralement, un très bon polissage de la tranche du guide d'onde et un alignement du dispositif avec une très grande précision. D'autre part elle ne peut être utilisée de manière efficace qu'avec des guides monomodes [5].

D'une manière générale les coefficients électrooptiques de guides de LiNbO_3 mesurés par cette technique ont montré une dégradation importante. G.L. Destefanis et al. rapportent une réduction de r_{13} et r_{33} de 60% dans des guides implantés He et H^+ tandis que G. T. Reed et al. rapportent une dégradation de 20% dans ces guides. Dans les guides fabriqués par diffusion et échange protonique, la dégradation est tellement importante que A. Becker [7] suggère la disparition de l'effet électrooptique dans la couche guidante.

A noter que cette technique peut être utilisée dans la configuration 'm-line' autrement dit avec un coupleur à prisme comme l'ont montré P. Novak et al [12].

IV.2.2 LA TECHNIQUE DU CHANGEMENT DE POLARISATION

Appelée également la méthode 'SENARMONT'. Elle est basée sur le décalage entre les deux ondes ordinaire et extraordinaire se propageant dans le guide d'onde dû à l'application d'un champ électrique le long de l'axe optique du cristal qui produit une variation d'indice. Comme le montre la figure (IV.7), le guide d'onde est monté entre un polariseur et un analyseur croisés à 45° de l'axe optique C du cristal.

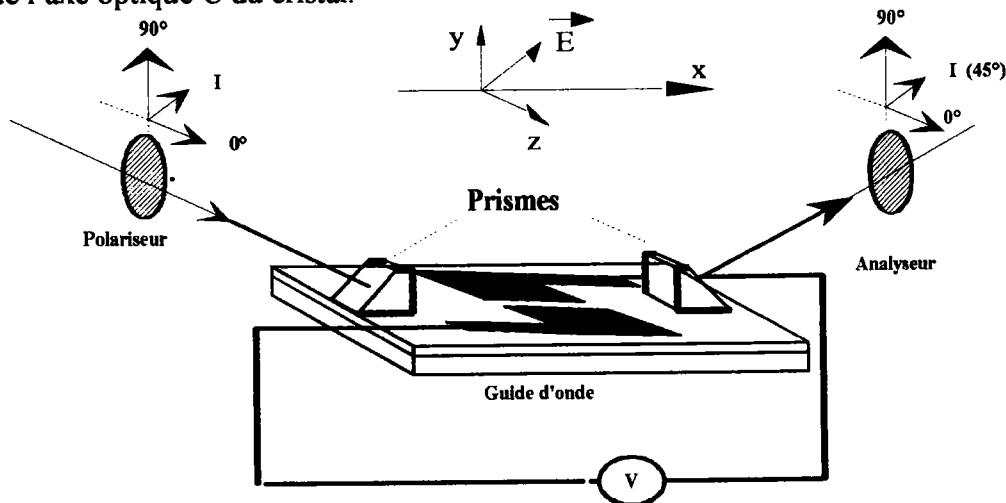


Fig. (IV.7) Montage polarimétrique

Dans le cas d'un guide de LiNbO_3 , l'onde lumineuse polarisée à 45° de la normale se décompose en deux rayons, un ordinaire et l'autre extraordinaire dont les champs électriques E_y et E_z peuvent, respectivement, s'écrire:

$$E_y(t, x) = \frac{E_i}{\sqrt{2}} \cos(\omega t - \varphi_y) \quad (IV.22)$$

$$E_z(t, x) = \frac{E_i}{\sqrt{2}} \cos(\omega t - \varphi_z)$$

où les déphasages sont donnés par :

$$\begin{aligned}\varphi_y &= k_0 n_y x = k_0 x \left(n_o - \frac{1}{2} n_o^3 r_{13} E_{ap} \right) \\ \varphi_z &= k_0 n_z x = k_0 x \left(n_e - \frac{1}{2} n_e^3 r_{33} E_{ap} \right)\end{aligned}\quad (\text{IV.23})$$

Ainsi, le décalage de phase entre les deux rayons varie en fonction de la distance x suivant la formule suivante:

$$\Delta\varphi = \varphi_y - \varphi_z = k_0 (n_o - n_e) x + \frac{1}{2} k_0 n_e^3 r_c x E_{ap} \quad (\text{IV.24})$$

avec:

$$r_c = r_{33} - \left(\frac{n_o}{n_e} \right)^3 r_{13} \quad (\text{IV.25})$$

(combinaison linéaire des coefficients r_{ij})

L'équation précédente (IV.24) indique que le vecteur champ électrique de l'onde optique subit une rotation durant la propagation.

Comme dans le cas précédent, on caractérise le dispositif par la tension $V\pi$ qui correspond, cette fois ci, à la tension qui produit un déphasage de π entre les deux ondes ordinaire et extraordinaire. Elle est donnée par:

$$V_\pi = \frac{\lambda d}{n_e^3 r_c l} \quad (\text{IV.26})$$

l : la longueur du guide.

d : distance entre électrodes.

La mesure du $V\pi$ permet de déduire le coefficient électrooptique r_c .

Dans le cas d'un dispositif à couplage par prisme, voir figure (IV.7), les deux ondes ordinaire et extraordinaire se propagent comme deux modes guidés TM et TE. Cette configuration ne peut être utilisée qu'avec un matériau à très faible biréfringence. Dans ce cas les angles d'excitation des modes TM peuvent coïncider avec ceux des modes TE [13].

En somme cette technique ne permet pas la mesure séparée des coefficients électrooptiques et son utilisation, avec les guides d'ondes, est limitée aux matériaux à faible biréfringence.

On vient de décrire les techniques habituelles de mesure électrooptique avec leurs avantages et leurs inconvénients. Aussi, nous avons développé une nouvelle méthode basée sur le déplacement angulaire de tous les modes guidés excités par un prisme coupleur. C'est ce que nous allons présenter dans le paragraphe suivant;

IV.3 TECHNIQUE DU DEPLACEMENT ANGULAIRE DES MODES GUIDES

Le principe de cette technique a été utilisé dans la configuration de la réflexion totale atténuée (R.T.A) pour mesurer les coefficients électrooptiques des couches minces, en particulier de polymères [14-17], de ZnO [18] et de AlN [19].

C'est le même principe que nous avons appliqué dans la configuration m-lines pour mesurer les coefficients électrooptiques de guides de LiNbO₃ implanté protons (H⁺).

IV.3.1 PRINCIPE

Cette méthode [20] est basée sur la modification de l'angle résonnant de couplage causée par la variation de l'indice de réfraction par effet électrooptique.

En effet, la position angulaire des modes guidés dépend fortement de l'indice de réfraction de la couche guidante.

Par conséquent, un changement de l'indice de réfraction introduit une modification des angles synchrones des modes guidés (et donc une variation de leurs indices effectifs).

Ainsi, la mesure du déplacement angulaire des modes guidés permet de remonter à la variation d'indice qui est proportionnelle aux coefficients électrooptiques.

Le champ électrique est créé dans le guide par l'application d'une tension entre deux électrodes, déposées sur sa surface. C'est la configuration d'électrodes la mieux adaptée pour l'optique intégrée. Représentée sur la figure (IV.8), elle est valable quelque soit la configuration du matériau utilisée: Y-cut ou Z-cut. Cependant, pour des guides coupés Z-cut, deux électrodes en sandwich peuvent être plus appropriées car le champ électrique à l'intérieur du guide est obtenu directement par la relation:

$$E_{el} = \frac{V}{d}$$

d : épaisseur de la plaquette

V : tension appliquée.

Dans le cas de la configuration de la figure (IV.8), la répartition du champ électrique à l'intérieur du guide n'est généralement pas uniforme. Dans ce cas la variation d'indice produite par effet électrooptique s'écrit:

$$\Delta n_i = \frac{1}{2} n_i^3 r_{ij} \Gamma_r \frac{V}{g}$$

avec : $i = o, e .$

$r_{ij} = r_{13}, r_{33}$ selon la polarisation utilisée.

g : distance inter-électrodes.

V: tension appliquée.

Γ_r est un facteur qui tient compte du recouvrement du champ appliqué et celui de l'onde optique. Il est donné par la relation suivante [2]:

$$\Gamma_r = \frac{\iint E_{op}^2(y,z)E_{el}(y,z)dydz}{\iint E_{op}^2(y,z)dydz}$$

Dans cette situation la détermination de la variation d'indice passe par celle de la distribution du champ électrique appliqué. Donc, une analyse de ce dernier s'impose.

IV.3.2 ANALYSE DU CHAMP ELECTRIQUE

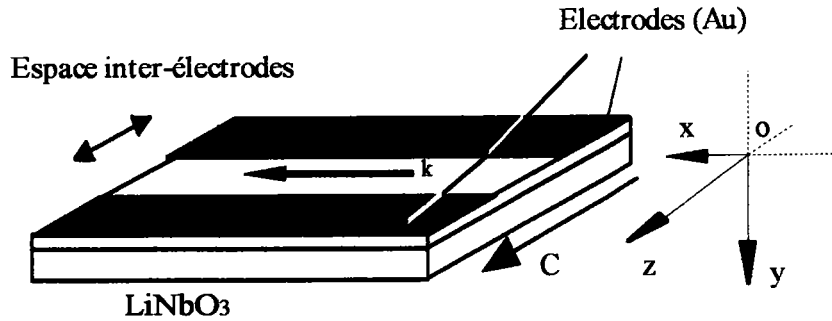


Fig. (IV.8) Configuration des électrodes utilisée

Le champ électrique induit dans la couche guidante par deux électrodes déposées sur la surface peut être obtenu en utilisant plusieurs méthodes largement discutées par Durand dans la référence [21]. La méthode la plus simple est celle de la transformation conforme [22-28] que nous allons exposer dans ce qui suit.

Considérons la configuration idéalisée des électrodes représentée sur la figure (IV.9). Les couches métalliques sont supposées fines et s'étendent de :

$$z = -\infty \text{ à } z = -a, \text{ et de } z = a \text{ à } z = +\infty$$

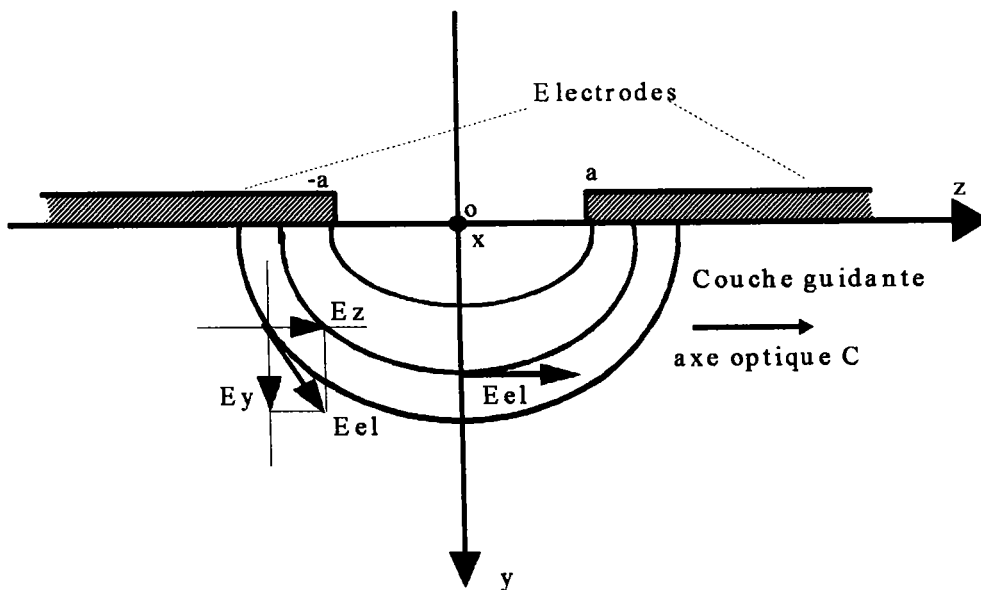


Fig. (IV.9) Configuration idéalisée des électrodes

Dans le cas d'un cristal de LiNbO₃ coupé Y-cut, le tenseur diélectrique est diagonal et le potentiel électrostatique V est solution de l'équation de Laplace:

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 V}{\partial z^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial y^2} &= 0 && \text{pour } y < 0 \\ \epsilon_z \frac{\partial^2 V}{\partial z^2} + \epsilon_y \frac{\partial^2 V}{\partial y^2} &= 0 && \text{pour } y > 0 \end{aligned} \quad (\text{IV.27})$$

En utilisant la transformation suivante: $y' = \sqrt{\frac{\epsilon_z}{\epsilon_y}} y$

On peut écrire:
$$\frac{\partial^2 V}{\partial z^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial y'^2} = 0 \quad (\text{IV.27})$$

Pour la simplicité, nous garderons la notation y au lieu de y' (y = y').

En plus de ces équations, nous avons les conditions de continuité à travers l'interface cristal-air, de la composante normale du vecteur déplacement électrique et de la composante tangentielle du champ électrique. Nous avons également les conditions aux limites données par: V = 0 et V = V_{ap} sur les deux électrodes.

La méthode du recouvrement conforme consiste à transformer le problème du calcul du champ électrostatique E(y,z) dans un plan complexe. Pour une fonction complexe W(z) donnée par:

avec:
$$\begin{aligned} W(Z_c) &= U(y, z) + i V(y, z) \\ Z_c &= z + i y \end{aligned}$$

et d'après le théorème de Cauchy-Riemann, on peut écrire:

$$\begin{aligned} \frac{\partial U}{\partial y} &= \frac{\partial V}{\partial z} \\ \frac{\partial U}{\partial z} &= -\frac{\partial V}{\partial y} \end{aligned} \quad (\text{IV.28})$$

Une deuxième dérivation des équations (IV.28) donne les relations suivantes:

$$\begin{aligned}\frac{\partial^2 U}{\partial z^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial y^2} &= 0 \\ \frac{\partial^2 V}{\partial z^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial y^2} &= 0\end{aligned}\quad (\text{IV.29})$$

U et V satisfont donc indépendamment l'équation de Laplace. Par conséquent le champ électrostatique à deux dimensions est complètement déterminé par la fonction potentiel complexe $W(z)$ selon les deux relations suivantes :

$$\begin{aligned}E_z &= \frac{V}{\pi} \operatorname{Im} \frac{dW}{dz_c} \\ E_y &= \frac{V}{\pi} \sqrt{\frac{\epsilon_z}{\epsilon_y}} \operatorname{Re} \frac{dW}{dz_c}\end{aligned}\quad (\text{IV.30})$$

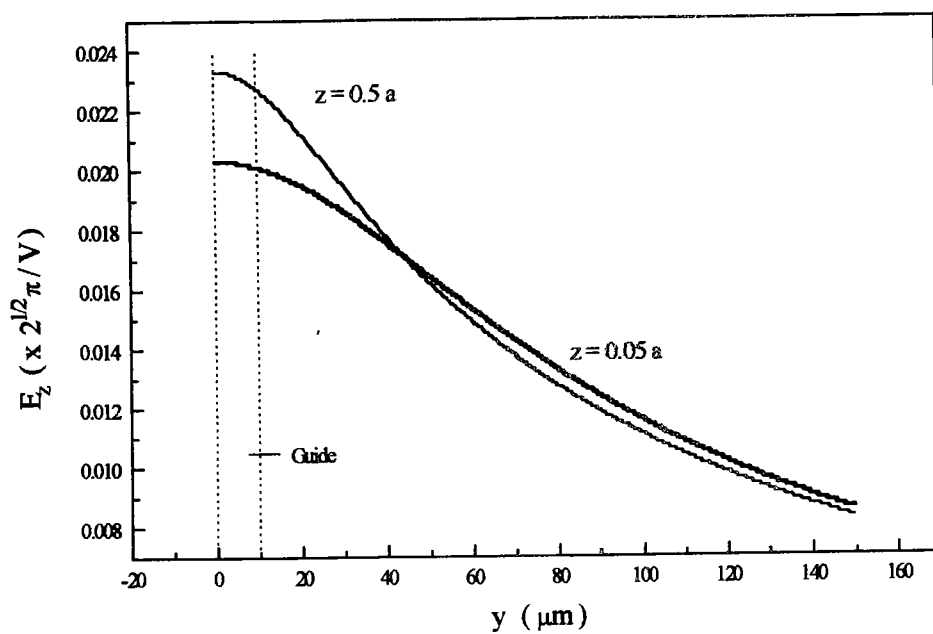
La fonction qui convient dans notre cas est donnée par [26]:

$$W(z) = \frac{V}{\pi} \arccos\left(\frac{z_c}{a}\right)$$

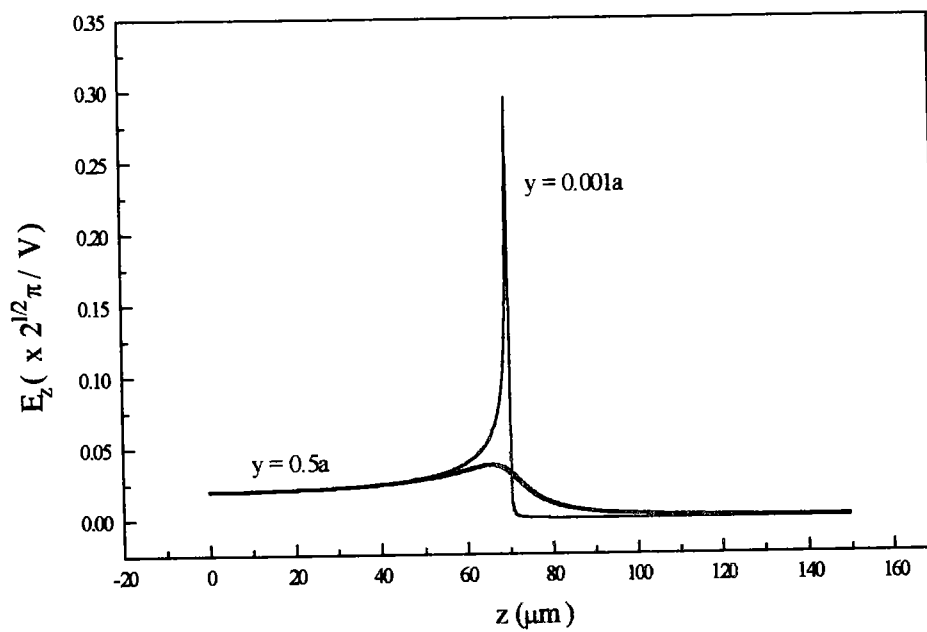
Finalement, les deux composantes du champ électrique peuvent s'écrire:

$$\begin{aligned}E_z &= \frac{V}{\pi\sqrt{2}} \frac{\left\{ \left(a^2 + y^2 - z^2 \right) + \left[a^4 + z^4 + y^4 + 2z^2y^2 + 2a^2(y^2 - z^2) \right]^{1/2} \right\}^{1/2}}{\left[a^4 + z^4 + y^4 + 2z^2y^2 + 2a^2(y^2 - z^2) \right]^{1/2}} \\ E_y &= \frac{V}{\pi\sqrt{2}} \frac{\left\{ -\left(a^2 + y^2 - z^2 \right) + \left[a^4 + z^4 + y^4 + 2z^2y^2 + 2a^2(y^2 - z^2) \right]^{1/2} \right\}^{1/2}}{\left[a^4 + z^4 + y^4 + 2z^2y^2 + 2a^2(y^2 - z^2) \right]^{1/2}}\end{aligned}\quad (\text{IV.31})$$

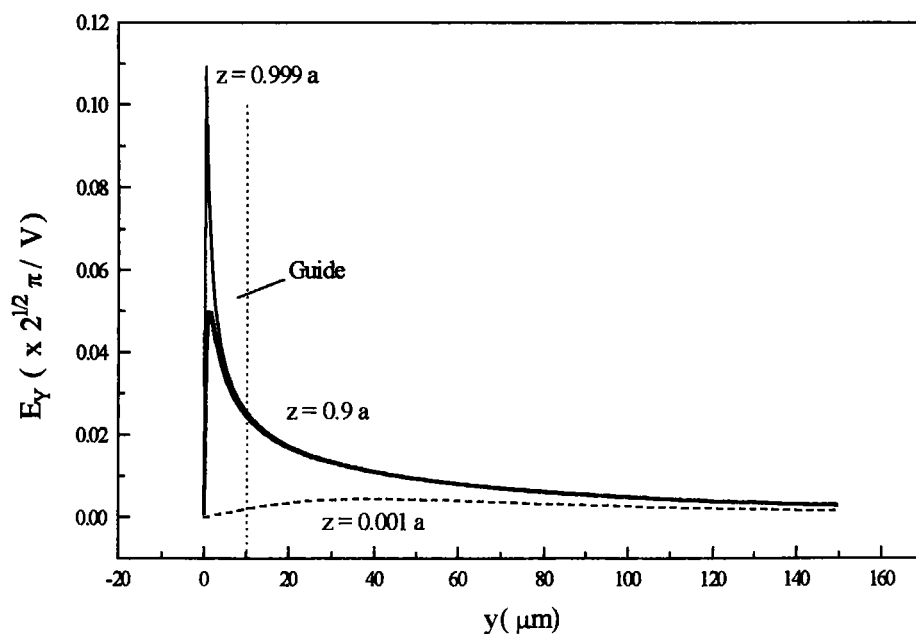
A partir de ces deux relations, on peut étudier la variation des deux composantes du champ électrique E_y et E_z en fonction de la profondeur y , (épaisseur du guide) et de la distance inter-électrodes (z). En effet, les courbes (a), (b), (c) et (d) de la figure (IV.10) donnent les résultats de cette étude.



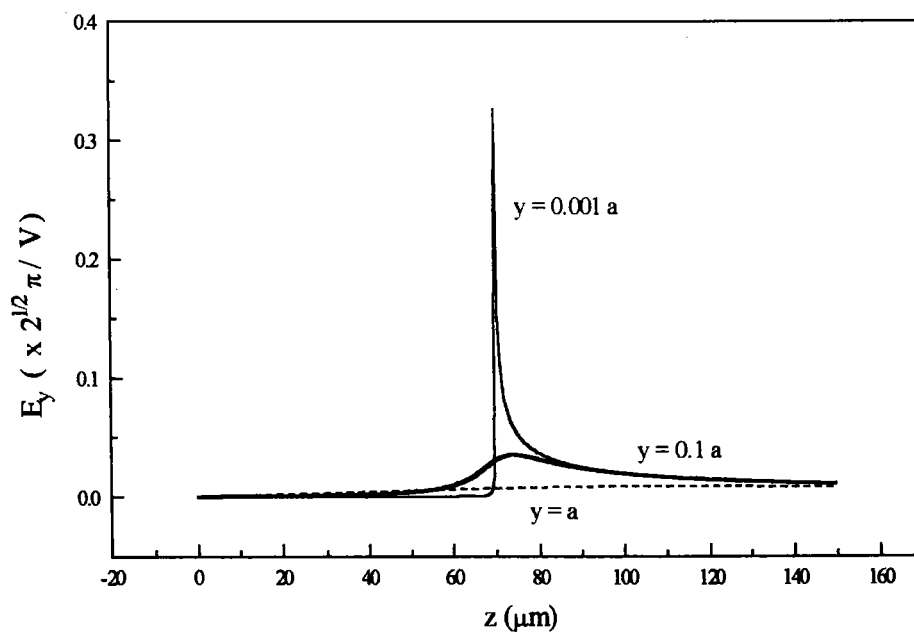
(a)



(b)



©



(d)

Fig.(IV.10): Variation du champ électrique en fonction des deux coordonnées y , z .

(a) $E_z = f(y)$, (b) $E_z = f(z)$, (c) $E_y = f(y)$, (d) $E_y = f(z)$.

$a = 70 \mu\text{m}$

Il est clair que pour un guide de 10 μm , la composante E_z varie très peu en fonction de la profondeur, y et cela quelque soit le point z entre les deux électrodes (courbe (a)). Egalement, cette composante ne varie pas en fonction de z si l'on se place au milieu des électrodes (courbe (b)).

Concernant la composante E_y , sa variation en fonction de la profondeur est négligeable si l'on se place au milieu des électrodes et elle est maximale à leur proximité, courbe (c). Au milieu des électrodes sa variation en fonction de z est négligeable quelque soit la profondeur, y , considérée.

D'autre part, les deux expressions (IV.31) peuvent être, substantiellement, simplifiées dans le plan ($y = 0$ et $z = 0$).

On obtient pour $y = 0$:

$$\vec{E} \begin{cases} E_z = \frac{V}{\pi(a^2 - z^2)^{1/2}} \\ E_y = 0 \end{cases} \quad (\text{IV.32})$$

et dans le plan $z = 0$, au milieu des électrodes, on a:

$$\vec{E} \begin{cases} E_z = \frac{V}{\pi(a^2 + y^2)^{1/2}} \\ E_y = 0 \end{cases} \quad (\text{IV.33})$$

Ces deux expressions sont en accord avec les courbes données au-dessus. Autrement dit, on constate que la composante E_z , qui nous intéresse ici, varie très peu au milieu des électrodes et que la composante E_y est plus importante surtout à proximité des électrodes.

Dans la pratique le couplage est généralement réalisé au milieu des électrodes. par conséquent seul le deuxième système d'équations (IV.33) est considéré.

Cette relation permet d'obtenir les courbes de la figure (IV.11). Elles montrent la variation de la composante E_z en fonction de la profondeur (épaisseur du guide) pour différentes distances entre les électrodes.

Il est clair que pour des distances inter-électrodes relativement plus importantes que l'épaisseur du guide, cette composante et donc le champ électrique peuvent être considérés comme uniforme dans la couche guidante.

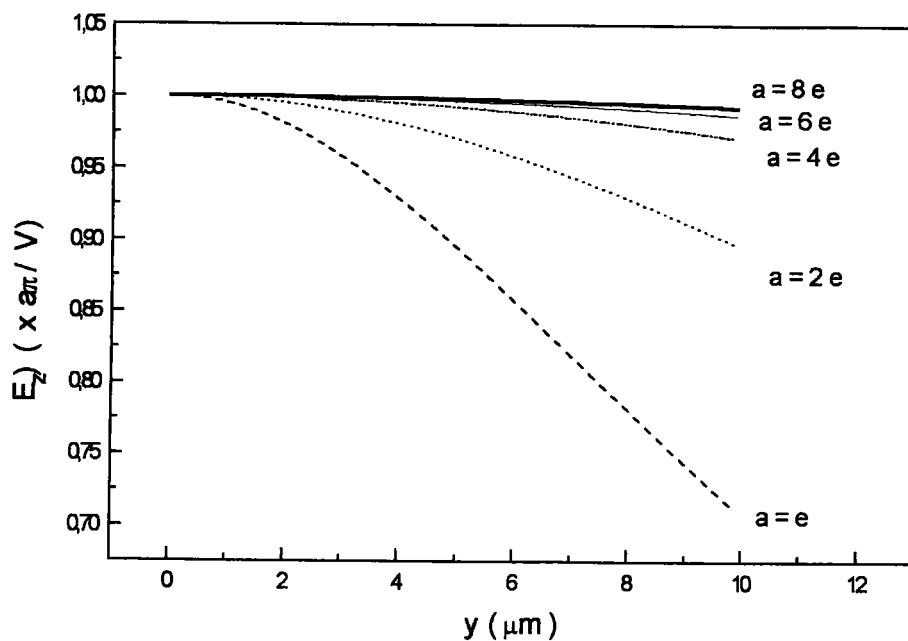


Fig. (IV.11) : Variation de E_z en fonction de la profondeur y .
(e : épaisseur du guide)

L'équation (IV.33) devient:

$$E_z = \frac{V}{\pi a \left(1 + \frac{y^2}{a^2} \right)^{1/2}}$$

Dans nos expériences, l'épaisseur du guide est généralement très faible devant l'espace entre les électrodes ($y \ll a$). Par conséquent, nous pouvons négliger, complètement, la variation du champ électrique dans la direction Oy et la composante E_z devient:

$$E_z = \Gamma V \quad \text{pour } 0 < y \leq e \quad (\text{IV.34})$$

avec

$$\Gamma = \frac{1}{\pi a}$$

Cette expression simple va nous permettre de déterminer les coefficients électrooptiques du niobate de lithium, comme nous le verrons, ultérieurement.

En somme, avec notre configuration expérimentale d'électrodes, pour des guides implantés où l'épaisseur est inférieure à dix micromètres, nous pouvons considérer la distribution du champ électrique, à l'intérieur de la couche guidante, comme étant uniforme et constante d'après l'équation (IV.34).

Ceci est d'un très grand intérêt car il nous permet de s'affranchir du calcul de l'intégrale de recouvrement qui demande en plus la connaissance de la distribution du champ optique. Cette distribution est généralement approchée par des fonctions du type Hermite-Gaussienne [22] et de plus elle dépend du mode considéré. Autrement dit, dans ce cas la variation d'indice dépend également du mode qui se propage dans la structure. Alors que par notre approche où le champ est considéré uniforme la variation d'indice devrait être identique pour tous les modes guidés en particulier ceux d'ordre faible.

Il est à noter également que dans ce cas le champ électrique n'affecte pas la barrière optique ni le substrat. De plus, d'après G. L. Destifanis et al. [11], la barrière optique devient isotrope après implantation.

Le paragraphe suivant sera consacré au calcul de la variation d'indice à partir du déplacement angulaire des modes.

IV.3.3 RELATION ENTRE LA VARIATION DE L'INDICE ET LE DEPLACEMENT ANGULAIRE DES MODES

On vient de déterminer la distribution du champ électrique créée par deux électrodes déposées sur la surface du guide d'onde. D'après les relations (IV.9) et IV.10) il est clair que la détermination de la variation de l'indice de réfraction (n_o , n_e) provoquée par un champ électrique, permet d'obtenir les coefficients électrooptiques r_{13} et r_{33} .

Le paramètre directement mesurable dans la configuration 'm-line', est l'angle synchrone (de couplage). Donc, la question qui se pose maintenant est: comment lié le déplacement angulaire à la modification d'indice?

Soient, Δn et $\Delta \alpha$, les variations de l'indice et de l'angle synchrone, respectivement. Alors, on peut écrire:

$$\Delta n = \frac{dn}{dN_m} \frac{dN_m}{d\alpha} \Delta \alpha \quad (IV.35)$$

$$K_a = \frac{dN_m}{d\alpha}$$

Soient:

$$K_b = \frac{dn}{dN_m}$$

Calculons ces deux coefficients.

Calcul de K_a :

Ce problème a été traité au paragraphe (II.2.6) du deuxième chapitre. On a :

$$K_a = - \left[\sin A_p (n_p^2 - \sin^2 \alpha)^{-1/2} \sin \alpha + \cos A_p \right] \cos \alpha \quad (IV.36)$$

On constate que K_a dépend uniquement de l'angle d'incidence α . D'une manière générale sa valeur dépend de l'ordre du mode considéré. Cependant, pour une plage angulaire d'une dizaine de degrés ($[-50^\circ, -40^\circ]$ pour les modes TM et $[-17^\circ, -8^\circ]$ pour les modes TE), le calcul montre que l'on peut considérer raisonnablement ce coefficient comme constant.

Calcul de K_b

Le calcul est basé sur l'équation de dispersion des modes (I.18), développée au premier chapitre, et les relations de l'optique géométrique avec le prisme de couplage figure voir (IV.11).

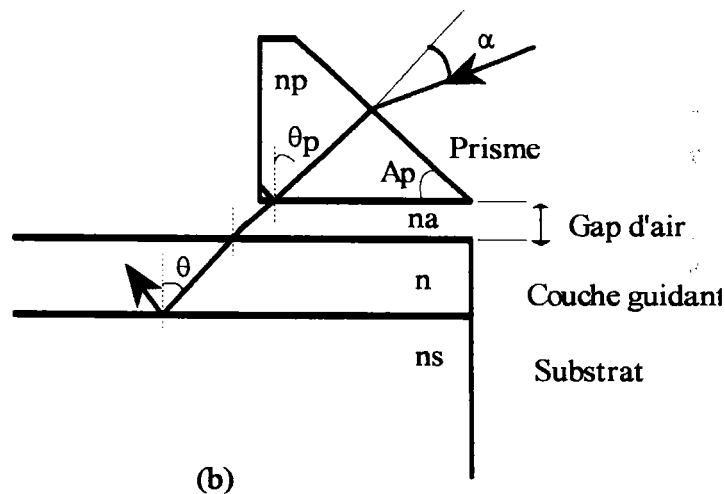


Fig.(IV.12): Relation angulaire dans la structure guide-prisme de couplage

D'après la figure (IV.12), on peut écrire:

$$\begin{cases} n_p \sin \varphi = \sin \alpha \\ \theta_p = A_p - \varphi \\ n \sin \theta = n_p \sin \theta_p \end{cases} \quad (IV.37)$$

avec, rappelons le, l'équation de dispersion:

$$k n e \cos \theta - \Phi_{(n,na)} - \Phi_{(n,ns)} = m \pi \quad (IV.38)$$

On sait également que l'indice effectif d'un mode guidé peut s'exprimer sous la forme suivante:

$$N_m = n \sin \theta$$

θ : angle synchronisme dans le guide.

La dérivée de cette équation donne:

$$dN_m = n \cos \theta . d\theta + \sin \theta . dn \quad (IV.39)$$

D'autre part à partir de l'équation (IV.38) on peut écrire:

$$kn \cos \theta . de + (ke \cos \theta - A)dn = (kne \sin \theta + B)d\theta \quad (IV.40)$$

avec:

$$A = \frac{\partial \Phi_{(n,na)}}{\partial n} + \frac{\partial \Phi_{(n,ns)}}{\partial n}$$

$$B = \frac{\partial \Phi_{(n,na)}}{\partial \theta} + \frac{\partial \Phi_{(n,ns)}}{\partial \theta}$$

En combinant cette équation avec l'équation (IV.39), on obtient:

$$dN_m = \frac{k(n \cos \theta)^2}{kne \sin \theta + B} de + \frac{kne + B \sin \theta - An \cos \theta}{kne \sin \theta + B} dn \quad (IV.41)$$

Le premier terme exprime la variation de l'épaisseur induite par le champ électrique appliqué autrement dit l'effet piézo-électrique.

Dans le cas des guides de LiNbO₃ utilisés dans la configuration décrite au dessus on peut considérer l'effet piézo-électrique négligeable ($de = 0$). Par conséquent, l'équation précédente (IV.41) peut s'écrire:

$$dn = K_b . dN_m \quad (IV.42)$$

où:

$$K_b = \frac{kne \sin \theta + B}{kne + B \sin \theta - An \cos \theta}$$

Pour exprimer K_b en fonction de l'angle d'incidence externe, on utilise les relations (IV.37). On trouve:

$$\sin \theta = \frac{n_p}{n} \sin \left[A_p - \arcsin \left(\frac{\sin \alpha}{n_p} \right) \right] \quad (IV.43)$$

Là aussi, le calcul montre que le coefficient K_b varie très peu en fonction de l'ordre du mode (angle θ). Par conséquent on peut le considérer comme constant.

On vient de déterminer la relation entre le déplacement angulaire des modes guidés et la variation d'indice induite dans le cristal. Deux coefficients apparaissent dans cette relation. Ils peuvent être considérés comme constants quelque soit le mode excité.

Donc, on peut dire que le déplacement angulaire varie linéairement en fonction de la modification d'indice selon la relation suivante:

$$\Delta n = K_a K_b \Delta \alpha \quad (\text{IV.44})$$

avec

$$K_a = - \left[\sin A_p (n_p^2 - \sin^2 \alpha)^{-1/2} \sin \alpha + \cos A_p \right] \cos \alpha$$

$$K_b = \frac{kne \sin \theta + B}{kne + B \sin \theta - An \cos \theta}$$

IV.3.4 DETERMINATION DES COEFFICIENTS ELECTROOPTIQUES

Intéressons nous au coefficient r_{13} .

En remplaçant Δn_o et E_{el} par leurs expressions respectives, dans l'équation (IV.44), on trouve:

$$\Delta \alpha = \frac{r_{13} n_o^3 \Gamma}{2 K_a K_b} \cdot V \quad (\text{IV.45})$$

Ainsi, on exprime le déplacement angulaire en fonction de la tension appliquée. Ce sont deux paramètres directement mesurable.

Dans le cas de l'effet Pockels, on peut s'attendre à OBTENIR, expérimentalement une courbe qui peut être caractérisée par la relation suivante:

$$\Delta \alpha = c \cdot V \quad (\text{IV.46})$$

c , étant la pente de la courbe donnant la variation du déplacement angulaire en fonction de V .

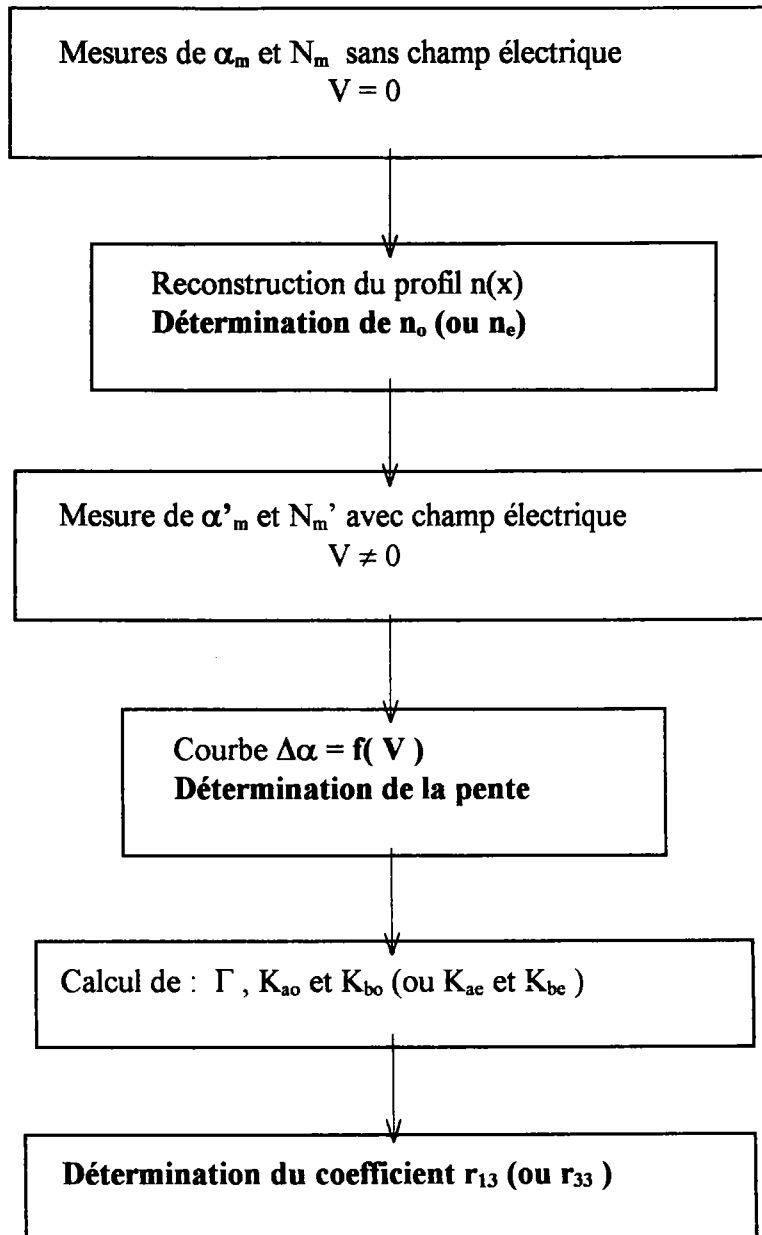
Finalement, à partir des deux relations précédentes (IV.45) et (IV.46), le coefficient électrooptique r_{13} peut s'écrire:

$$r_{13} = \frac{2 K_{ao} K_{bo}}{n_o^3 \Gamma} \cdot c_o$$

Le même raisonnement, permet d'aboutir à l'expression suivante de r_{33} :

$$r_{33} = \frac{2 K_{ae} K_{be}}{n_e^3 \Gamma} c_e$$

En somme, les étapes à suivre pour effectuer des mesures électrooptiques peuvent être schématisées par l'organigramme suivant:



L'étude précédente a été effectuée en considérant l'indice du guide comme constant. En effet, dans les chapitres précédents, on a bien vu que les guides d'ondes implantés peuvent être considérés comme étant à saut d'indice en

particulier pour les modes d'ordre faible. C'est la raison pour laquelle, les mesures électrooptiques seront effectuées en prenant uniquement ce type de modes en considération.

Erreur absolue Δr_{ij}

D'une manière générale, on peut écrire:

$$r_{i3} = 2\pi K \left(\frac{1}{n_i^3} \right) a \cdot c_i$$

avec:

$$K = K_a K_b \quad \text{constante.}$$
$$i = o, e.$$

A partir de cette relation on peut déduire l'erreur absolue Δr_{i3} :

$$\Delta r_{i3} = \frac{2\pi K}{n_i^3} \left(a\Delta c_i + c_i\Delta a + \frac{3ac_i}{n_i} \Delta n_i \right)$$

Il est évident que la plus grande erreur lors de la détermination du coefficient r_{i3} viendrait des deux paramètres a et c_i , la distance inter-électrodes et la pente de la droite $\alpha = f(V)$.

Par conséquent, on peut écrire:

$$\Delta r_{i3} \approx \frac{2\pi K}{n_i^3} (a\Delta c_i + c_i\Delta a)$$

A partir de cette relation on peut estimer les incertitudes absolues commises sur les valeurs de r_{13} et r_{33} par :

$$\Delta r_{13} = \pm 0.2 \text{ pm. V}^{-1}$$
$$\Delta r_{33} = \pm 1.2 \text{ pm. V}^{-1}$$

IV.4 RESULTATS ET DISCUSSIONS

Le modèle que nous venons de développer permet la détermination des coefficients électrooptiques qui interviennent suivant la configuration utilisée.

Ceci est possible en mesurant la modification de l'angle synchrone en fonction de la tension appliquée. En effet, nous avons procédé à la mesure de ces coefficients pour un guide de LiNbO_3 implanté protons. C'est ce que nous allons exposer dans le paragraphe suivant.

IV.4.1 MESURE DES COEFFICIENTS ELECTROOPTIQUES DU LiNbO_3 IMPLANTE PROTONS (H+)

La mesure des coefficients électrooptiques de guides de LiNbO_3 fabriqués par des techniques conventionnelles telle que la diffusion du titane Ti a fait l'objet de nombreux travaux de recherche en utilisant la technique basée sur l'interferométrie de Mach-Zehnder exposée précédemment. Ces mesures ont révélé une dégradation des propriétés électrooptiques de ces

guides par rapport à celles du matériau massif. Y. Kondo et al. disent que ces dégradations observées pourraient être dues à la technique de mesure utilisée.

Cependant, nous avons utilisé une autre technique basée sur le déplacement angulaire des modes guidés.

Pour cela nous disposons d'un échantillon coupé Y-cut. Son implantation s'est effectuée suivant la procédure décrite au troisième chapitre. L'énergie et la dose du faisceau d'ions sont 600 keV et 5×10^{16} ions/cm², respectivement.

Préparation de l'échantillon:

Pour appliquer une tension sur l'échantillon, on réalise d'abord, deux électrodes d'or, très fines et semi-infinies, séparées par un gap, $d = 150 \mu\text{m}$ (figure IV.8).

Les deux électrodes sont déposées par évaporation de 0.30g d'or sur la face implantée du cristal. Pour obtenir le gap entre les électrodes, on utilise un masque composé d'un fil de tungstène, très fin.

L'évaporation est réalisée en utilisant une cloche à vide qui permet de maîtriser l'épaisseur de la couche déposée en jouant sur la masse d'or utilisée.

Pour assurer le contact électrique, on utilise deux fils conducteurs qu'on soude sur la surface des électrodes en utilisant la laque d'argent.

Mesures et résultats

Le dispositif de mesure est représenté sur la figure (IV.7). La caractérisation optogéométrique du guide permet de déterminer ses profils d'indice ordinaire et extraordinaire, à partir des spectres modaux.

Une deuxième mesure avec une tension appliquée cette fois-ci permet de déterminer le déplacement angulaire induit par la variation d'indice par effet électrooptique. Plusieurs tensions, de 50 à 400 Volts permettent d'étudier l'évolution du déplacement angulaire en fonction de la tension appliquée

A titre d'exemple, pour le cas TM, la figure (IV.14) donne le spectre des modes guidés sans et avec un champ électrique, pour une tension appliquée de 120 Volts. On constate bien un déplacement angulaire uniforme de tout le spectre.

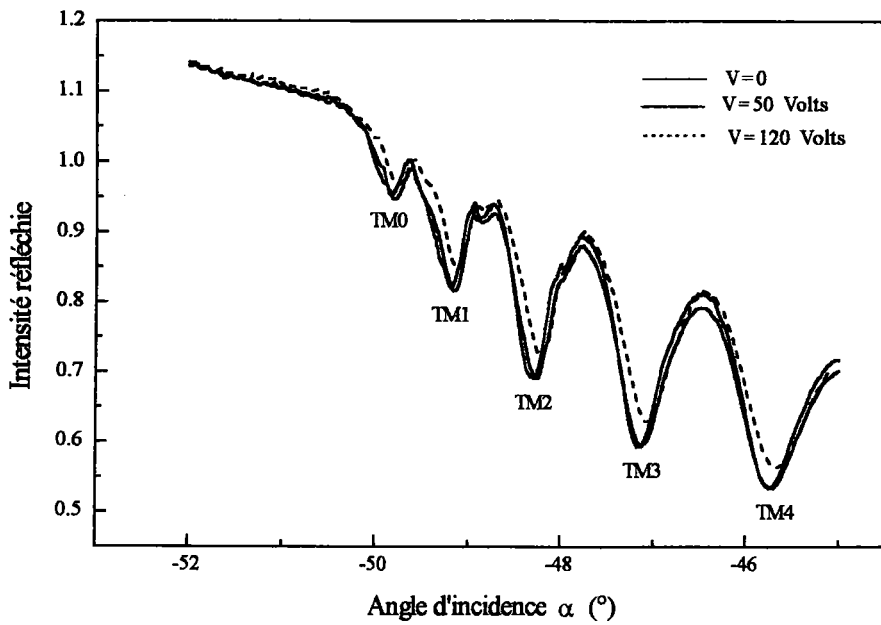


Fig. (IV.14) : Evolution du spectre de modes TM en fonction de la tension appliquée.

On peut également tracer la courbe donnant la dérivée de l'intensité réfléchie en fonction de l'angle d'incidence, figure (IV.15).

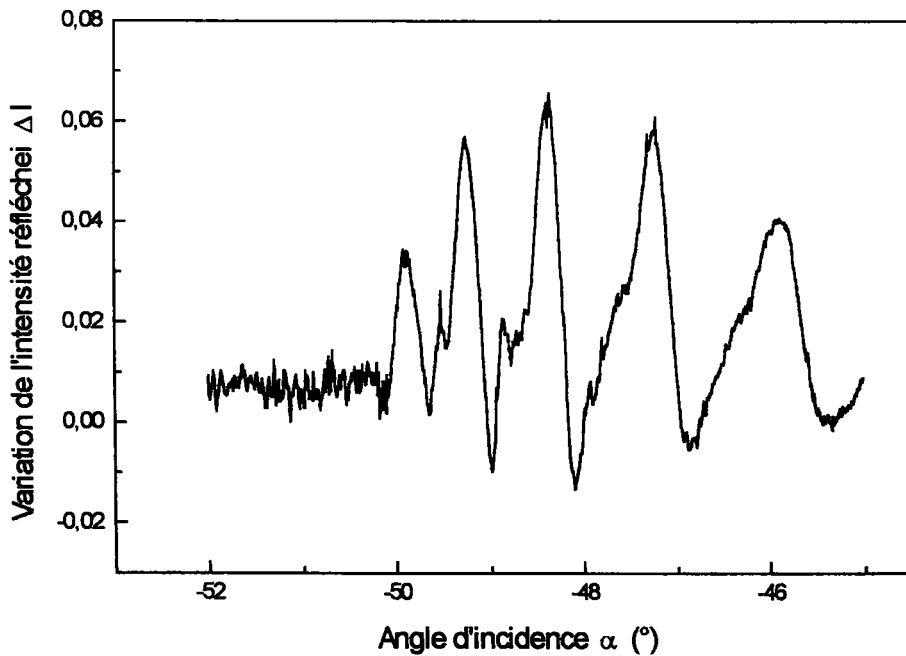


Fig.(IV.15) : Variation de la réflectivité en fonction de l'angle d'incidence ($\Delta V = 120$ Volts)

Finalement, on peut obtenir les courbes de la figure (IV.18), donnant le déplacement angulaire des premiers modes guidés en fonction de la tension appliquée. On peut constater que toute

ces courbes peuvent être raisonnablement ajustées par la même droite. Ceci est en bon accord avec nos prévisions théoriques qui indiquent le même déplacement angulaire pour tous les modes dans la configuration expérimentale que nous avons utilisée. En effet le problème du recouvrement du champ électrique de l'onde optique et de celui appliqué ne se pose pas car comme nous l'avons montré la distribution du champ électrique appliqué dans la configuration expérimentale que nous avons utilisée est uniforme.

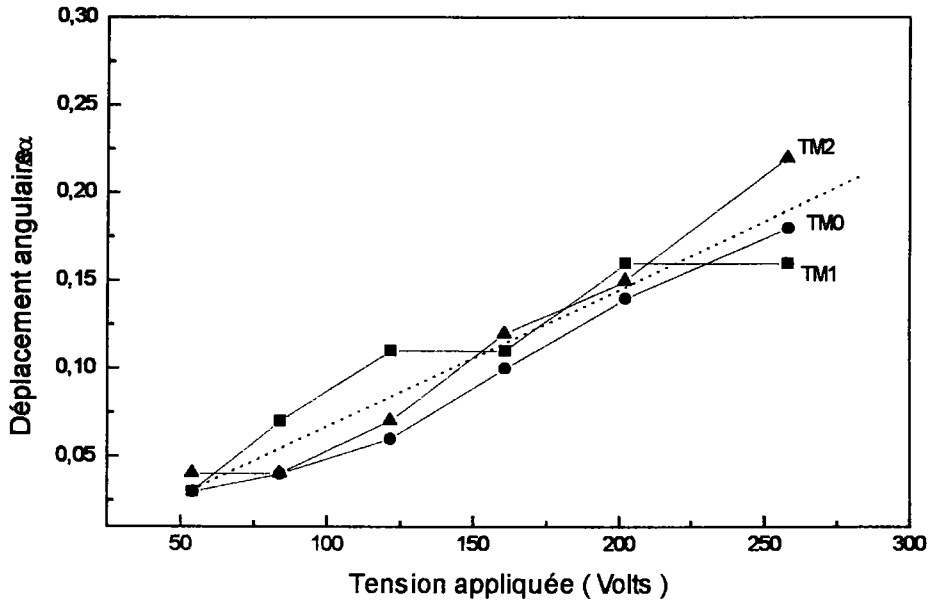


Fig. (IV.17): Déplacement angulaire en fonction de la tension appliquée pour différents modes TM.

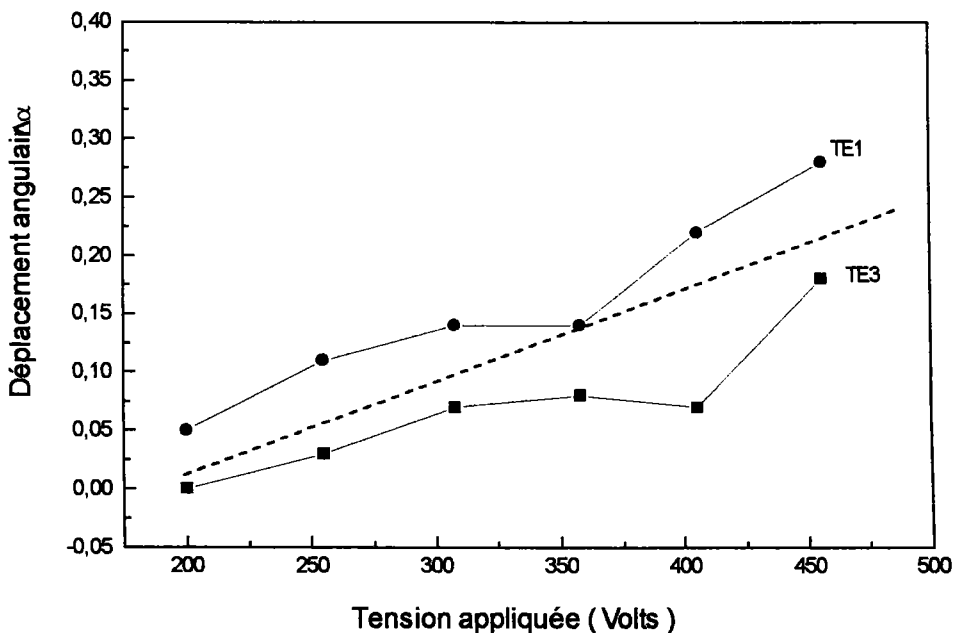


Fig.(IV.18) : Déplacement angulaire en fonction de la tension appliquée dans le cas des modes TE

La même étude effectuée avec une polarisation TE permet d'obtenir les mêmes résultats.

Finalement, notre modèle développé précédemment, permet de déterminer les deux coefficients r_{13} et r_{33} . On trouve, pour un tel guide :

$$r_{13} = 9.6 \pm 0.2 \text{ pm. V}^{-1}$$

$$r_{33} = 28.4 \pm 1.2 \text{ pm. V}^{-1}$$

à comparer très favorablement avec les valeurs du matériau massif [29].

En conclusion, nous avons utilisé une nouvelle méthode pour mesurer les coefficients électrooptiques de guides d'ondes de LiNbO_3 implantés protons. Cette méthode, basée sur le déplacement angulaire des modes guidés, est une technique plus simple que celles couramment utilisées employant l'interféromètre de Mach-Zehnder car elle permet de s'affranchir du calcul de l'intégrale de recouvrement entre les champs électriques et optique lorsqu'on utilise une distance inter-électrodes plus grande que l'épaisseur de la couche guidante.

D'autre part, ces mesures ont montré que les propriétés électrooptiques des guides d'ondes implantés protons sont très peu altérées par les effets de l'implantation.

Ce résultat est d'une extrême importance car il y a là de quoi permettre de mettre au point des dispositifs optiques intégrés, tels que les modulateurs électrooptiques avec les mêmes performances que celles des matériaux massifs.

Cependant, une étude plus complète est nécessaire pour voir l'influence des paramètres d'implantation, notamment la dose des protons, sur les propriétés électrooptiques des guides ainsi obtenus. C'est la deuxième étude que nous avons effectuée en collaboration avec S. Ould salem et P. Moretti de l'Université de Lyon. C'est l'objet du paragraphe suivant.

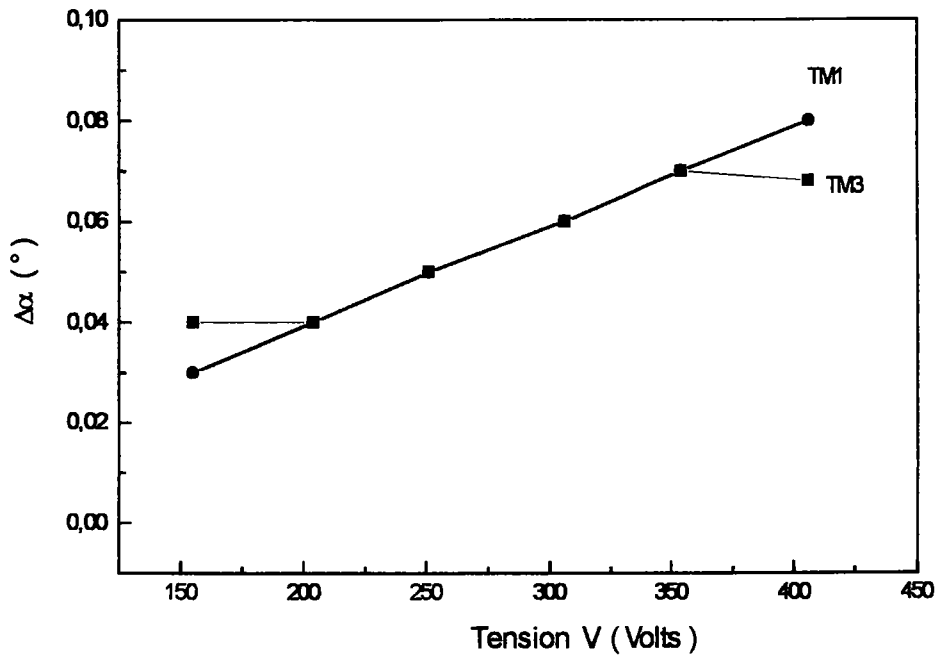
IV.4.2 ETUDE DES COEFFICIENTS ELECTROOPTIQUES EN FONCTION DE LA DOSE D'IMPLANTATION

Des études précédentes ont montré une dépendance entre la variation d'indice provoquée par implantation et les paramètres du procédé de fabrication notamment la dose des ions implantés qui augmente l'altération des indices du matériau.

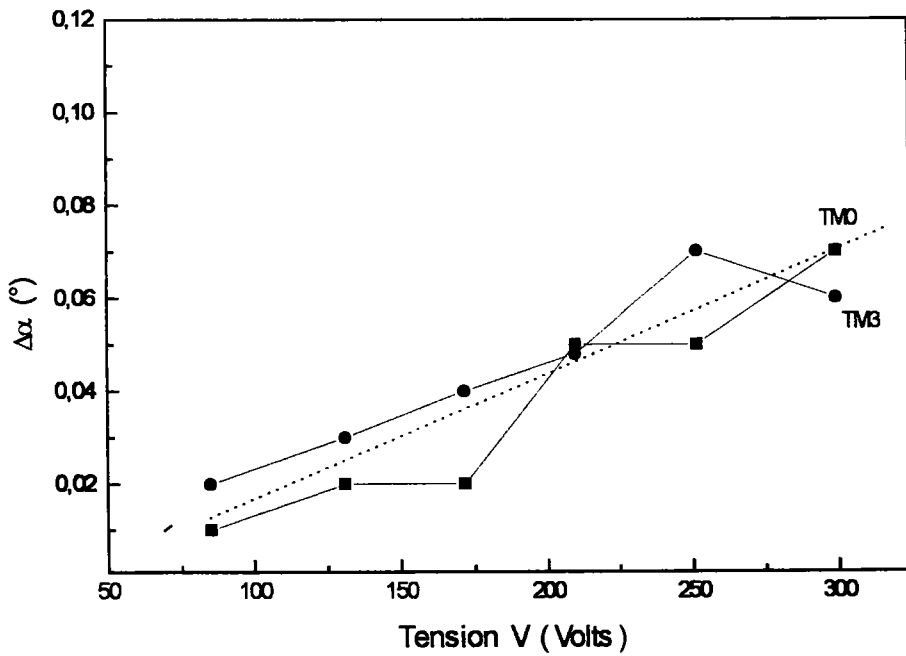
Par conséquent, il est d'un grand intérêt d'étudier également cette effet sur les propriétés électrooptiques de ces guides implantés.

Notre étude a été effectuée sur des guides de LiNbO_3 implantés à la même énergie (800 KeV) avec cinq doses différentes : 2, 4, 6, 8 et $10 \times 10^{16} \text{ H}^+/\text{cm}^2$.

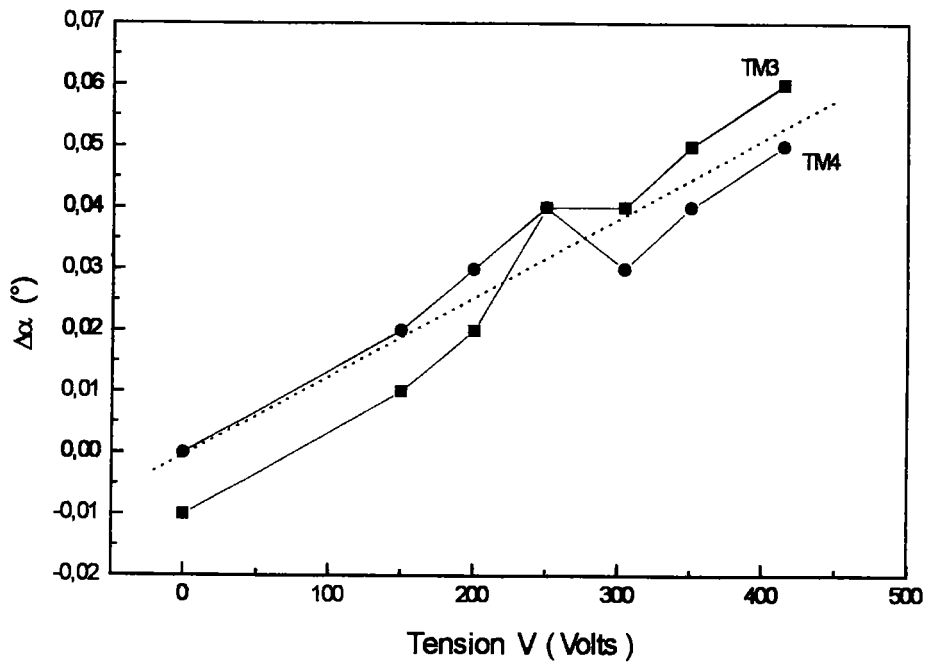
Les mesures ont été effectuées suivant la même procédure, développé antérieurement. Les résultats obtenus en utilisant les modes TM sont donnés par les courbes (a), (b), (c), et (d) de la figure (IV.20) suivante:



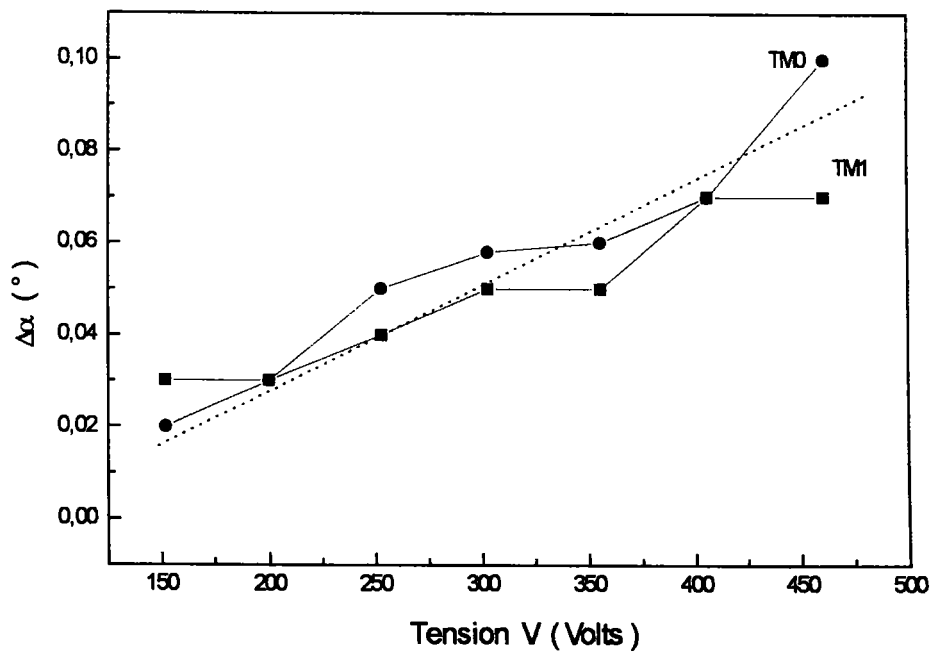
(a)
(Ech1: $D = 2 \times 10^{16} \text{ H}^+/\text{cm}^2$)



(b)
(Ech2 : $D = 4 \times 10^{16} \text{ H}^+ / \text{cm}^2$)



(c)
(Ech3 : $D = 6 \times 10^{16} \text{ H}^+/\text{cm}^2$)



(d)
(Ech4 : $D = 10 \times 10^{16} \text{ H}^+/\text{cm}^2$)

Fig. (IV.20) : Déplacement angulaire $\Delta\alpha$ en fonction de la tension appliquée

A noter que nous avons représenté différents modes pour illustrer, encore une fois, le caractère uniforme du déplacement angulaire produit par l'effet Pockels.

On remarque, au passage, que, dans cette configuration, le quatrième échantillon n'a pas pu être étudié à cause des problèmes techniques que nous avons rencontré.

D'autre part, en polarisation TE, malgré les difficultés d'excitation des modes discutées dans les chapitres précédents, nous avons pu effectuer des mesures sur les trois échantillons ayant les doses 4, 6 et 10×10^{16} H⁺/cm² respectivement.

Les résultats obtenus, Tableau (IV.21), montrent une très faible fluctuation du coefficient r_{13} en fonction de la dose implantée. Par contre une fluctuation plus importante se manifeste dans le cas TE. Ceci peut s'expliquer par les difficultés particulières d'excitation des modes extraordinaires [30].

Ech	Dose (H ⁺ /cm ²)	r_{13} (pm. V ⁻¹) (± 0.2)	r_{33} (pm. V ⁻¹) (± 1.2)
Ech1	2×10^{16}	10.0	—
Ech2	4×10^{16}	11.8	—
Ech3	6×10^{16}	9.3	19.6
Ech4	8×10^{16}	—	39.4
Ech5	10×10^{16}	11.2	28.6

Tab. (IV.21) : Résultats expérimentaux de l'évolution de r_{13} en fonction de la dose de H⁺ implantés.

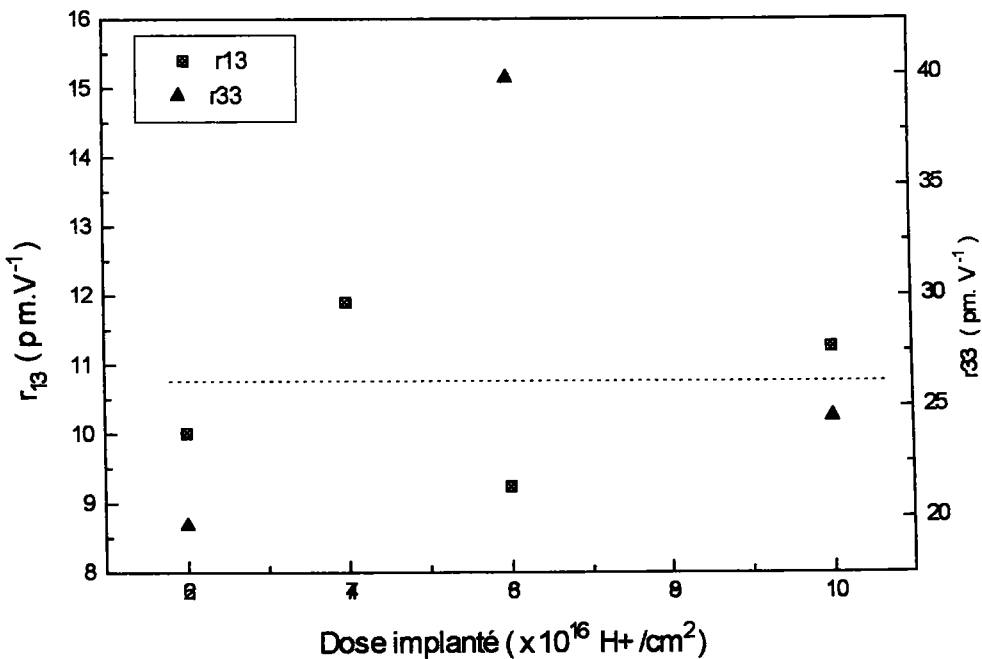


Fig.(IV.22) : Evolution de r_{13} et r_{33} en fonction de la dose

CONCLUSION

Nous venons de montrer que la caractérisation électrooptique des guides d'ondes plans peut être effectuée en utilisant la technique de couplage par prisme.

Cette technique, basée sur le déplacement angulaire des modes, est plus simple que celle utilisant l'interféromètre de Mach-Zehnder. De plus elle permet de s'affranchir du problème de l'intégrale de recouvrement entre les champs optique et électrique lorsqu'on utilise une distance inter-électrodes plus grande que l'épaisseur de la couche guidante.

Cette étude a montré également, l'intérêt de l'utilisation des ions de H^+ dans l'élaboration de guides d'ondes dans $LiNbO_3$. Ils créent des guides de bonnes qualités optiques et surtout n'induisent pratiquement pas de modification dans les propriétés électrooptiques dans la couche guidante, à la différence de guides élaborés par diffusion de titane ou implantation d'hélium (He^+). L'étude en fonction de la dose a montré que les propriétés électrooptiques de ces guides ne semblent pas être affectées par ce paramètre (la dose).

Enfin, d'autres investigations en particulier l'utilisation d'un champ électrique modulé avec une détection synchrone, sont de nature à améliorer les résultats et les performances du banc de mesure.



REFERENCES

- [1] P. Günter, *Ferroelectrics* 75, 5 (1987).
Voir aussi:
A. Yariv and P. Yeh, 'Optical wave in crystals, New York 1984.
- [2] H. Nishihera, M. Haruna and T. Suhara, 'Optical Integrated Circuits', (R. E. Fischer and W. J. Smith, Series ED.) (1987).
- [3] T. Kobayashi, *N-L Optics* 1, 239 (1990).
- [4] K. Meyrueix, J. P. Lecomte and G. Tapolsky, *N-L. Optics* 1, 201 (1991).
- [5] Teng et al., United States Patent no 4,787,169, (1988).
- [6] K. Kubota, J. Noda and O. Mikami, *IEEE J. Q-E* QE 16 (7), (1980).
- [7] R. A. Becker, *Appl. Phys. Lett.* 43(2), 15 (1983).
- [8] E. L. Wooten and William. S. C. Chang, *IEEE J. Q. E* 21 (1), 161 (1993).
- [9] Y. Kondo, L. Hu and Y. Fujii, *THE Trans. of the IEICE VOL. E* 71 (11), 1122 (1988).
- [10] G. T. Reed and B. L. Weiss, *Elect. Letters* 23 (.8), 424 (1987).
- [11] G. L. Destifanis, J. P. Gaillard, E. L. LIGEON AND S. Valette, *J. Phys.* 50 (12), 7898 (1979).
- [12] P. Novak, P. Kolarava, J. Schrofel, J. H. Radilova and J. Ctyriky, *EOS, Photonics* 95, Prague, Czech Republic, (1995).
- [13] K. Izawa and N. Okamoto, *N-L. Optics* 3, 247 (1992).
voir également:
M. Aillerie, 'Etude comparée des méthodes de mesure des coefficients électrooptiques, application au LiNbO3', Thèse de Doctorat, Univ. de Metz (C. L. O. E. S) (1991).
- [14] D. Dentan, Y. Lévy, M. Dumont, P. Robin and E. Chastaing, *Optics Com.* 69 (5), 379 (1989).
- [15] D. Morichère, V. Dentan, F. Kjzar, P. Robin, Y. Lévy and M. Dumont, *Optics Com.* 74 (1), (1989).
- [16] J. D. Swalen and J. I. Thackara, *N-L. Optics* 10, 371 (1995).
- [17] Winfried H. G. Horsthuis, Gijs. J. M. Krijnen, *Appl. Phys. Lett.* 55 (7), 14 (1989).
- [18] D. Persegol, E. Pic and J. Plantier, *J. Appl. Phys.* 73(6), March 2563 (1993).
- [19] P. Gräupner, J. C. Pommier, A. Cachard and J. L. Coutaz, *J. Appl. Phys.* 71 (9), 4136(1992).
- [20] A. Boudrioua, P. Moretti and J. C. Loulergue, *J. N-Crys. Solids* 187, 443 (1995).
- [21] Durand, 'Electrostatique et Magnétostatique', Masson et Cie, Ed. (1953).
Voir également:
M. Papuchon, 'Modulation électrooptique dans les guides diélectriques plans. Etude d'un guide...', Thèse de Doctorat, Univ. de Paris-Sud (1975).
- [22] D. Marcuse, *IEEE J. Quant. Elect.* vol. QE-18 (3), (1982).
- [23] D. J. Channin, *Appl. Phys. Lett.* 19, 128 (1971).
- [24] H. Jin, M. Bélanger and Z. Jakubczyk, *IEEE J. Quant. Elect.* 27 (2), 243 (1991).
- [25] C. M. Kim and R. V. Ramaswamy, *J. Lightwave Tech.* 7 (7), 1063 (1989).
- [26] D. Marcuse, *IEEE J. Quant. Elect.*, vol. QE-11 (9), 759 (1975).
- [27] O. G. Ramer, *IEEE J. Quant. Elect.*, vol. QE-18 (3), 386 (1982).
- [28] P. Vandenbulcke and P. E. Lagasse, *W. Elec.* 1, 295 (1974/76).
- [29] P. Günter, ed. *Electro-optic and Photorefractive Materials* (Springer, Berlin (1987)).
- [30] A. Boudrioua, J. C. Loulergue, S. Ould-Salem and P. Moretti, *JNOG* 95

CONCLUSION

Au cours de ce travail, nous avons réalisé un banc de mesure pour la caractérisation optique et électrooptique de guides d'ondes plans en utilisant la spectroscopie 'm-lines'. Cette technique de mesure est basée sur le couplage par prisme qui semble être la méthode la plus adaptée. Le banc optique est entièrement automatisé et nous avons développé de nombreux logiciels pour le traitement des résultats expérimentaux en particulier un programme iWKB qui permet la reconstruction du profil d'indice à partir des indices effectifs mesurés. Ainsi, une étude complète de guides d'ondes peut être réalisée rapidement et efficacement.

L'étude de guides d'ondes de LiNbO_3 implantés He^+ et H^+ a montré que la technique d'implantation ionique permet d'obtenir des guides de bonnes qualités optiques avec des pertes $< 2 \text{ dB} \cdot \text{cm}^{-1}$. En effet, l'implantation d'ions légers semble être un moyen très prometteur pour élaborer des guides d'ondes dans une large gamme de matériaux. Elle provoque une décroissance de l'indice de réfraction au niveau de la zone implantée créant ainsi une barrière optique qui permet le confinement de la lumière. Cependant aucun effet secondaire n'a été constaté et les échantillons implantés ont été caractérisés sans recuit.

L'élaboration de nouveaux matériaux pour l'optique intégrée est également d'un grand intérêt pour le développement des systèmes fonctionnels optiques. C'est la raison pour laquelle notre intérêt s'est porté sur l'élaboration de guide d'onde dans le LTB par implantation de He^+ . Ce matériau possède beaucoup de propriétés intéressantes qui permettent plusieurs applications en particulier pour fabriquer des oscillateurs optiques... etc.

Les guides obtenus ont d'excellentes qualités optiques avec de faibles pertes.

Pour la mesure des pertes, nous avons développé une nouvelle approche. En effet, les techniques les plus utilisées sont le couplage et le découplage par les tranches et le couplage et découplage par prismes. La première nécessite le clivage du guide d'onde pour effectuer des mesures en fonction de la longueur et la deuxième utilise, généralement trois prismes dont un qui est mobile.

Notre méthode combine les deux techniques. Autrement dit on utilise un prisme de couplage pour injecter la lumière dans le guide et on mesure l'intensité transmise (guidée) par la tranche du guide. Le déplacement du point de couplage permet une étude en fonction de la longueur. La mesure du spectre modal par réflexion permet de s'assurer de la constance de l'efficacité du couplage lors du déplacement du prisme. Par conséquent le coefficient d'atténuation ne dépend pas de ce paramètre.

Pour la caractérisation électrooptique de guides d'ondes plans, nous avons mis au point une nouvelle méthode basée sur le déplacement angulaire de tous les modes guidés sous l'effet du champ électrique appliqué. En effet, la technique de mesure des coefficients électrooptiques la plus utilisée est basée sur l'interféromètre de Mach-Zehnder. Les mesures obtenues par cette techniques sur des guides de LiNbO_3 fabriqués par diffusion et par implantation d' He^+ montrent une dégradation des coefficients électrooptiques de l'ordre de 60% et 20 % respectivement. Certains auteurs attribuent cette dégradation à la technique de mesure elle même.

Par notre méthode, l'analyse du champ électrique créé par deux électrodes déposées sur la surface permet de le considérer uniforme dans le cas où l'espace inter électrodes est plus important que l'épaisseur du guide. Ceci, nous permet de s'affranchir du calcul de l'intégrale

de recouvrement du champ électrique appliqué et celui de l'onde optique. La preuve en est que le déplacement angulaire de tous les modes est le même quelque soit l'ordre du mode.

D'autre part les résultats obtenus sur des guides implantés protons avec une dose de 6×10^{16} et une énergie de 600 KeV montrent que les coefficients électrooptiques de la couche guidante ne semblent pas être affectés par l'implantation et leur valeurs sont pratiquement celles du matériau massif. En plus nous avons effectué une étude en fonction de la dose de protons implantés et là encore les résultats montrent une indépendance des performances électrooptiques de ces guides par rapport aux conditions d'implantation.

Les perspectives et les possibilités que donne un tel dispositif sont nombreuses. On peut dire qu'il constitue le premier pas nécessaire pour développer un nouveau champ de recherche en optique guidée au sein du laboratoire .

A titre d'exemple on peut citer les points suivants:

- Amélioration de la précision de la mesure en utilisant un moteur avec une résolution plus faible pour augmenter la sensibilité du déplacement angulaire et en utilisant une détection synchrone pour augmenter la sensibilité des mesures électrooptiques.
- Elaboration et caractérisation de nouveaux guides. Par exemple des guides de BBO et KTP sont en cours d'élaboration.
- Utilisation du dispositif pour développer de nouveaux thèmes de recherches.



REALISATION D'UN BANC DE MESURE DES COEFFICIENTS ELECTRO-OPTIQUES D'UN GUIDE D'ONDE PLANAIRE PAR LIGNES NOIRES. APPLICATION A UN CRISTAL DE LiNbO₃ IMPLANTE PAR DES PROTONS

Les guides d'ondes plans sont l'élément de base de tout circuit optique intégré. L'étude de leurs propriétés optiques et électrooptiques permet l'optimisation de leurs performances. Dans cet esprit la réalisation d'un banc de mesure automatisé utilisant la spectroscopie des lignes noires (m-lines) a fait l'objet de notre travail. La spectroscopie 'm-lines' consiste à utiliser le couplage par prisme pour exciter les modes guidés de la structure considérée. Le spectre modal permet la détermination des profils d'indices et l'épaisseur du guide. Pour la mise au point du dispositif, nous avons utilisé des guides de LiNbO₃ fabriqués par implantation de H⁺ et He⁺. La technique d'implantation s'est récemment développée et devient de plus en plus une alternative très intéressante comparée aux autres méthodes couramment employées. D'autre part, nous avons développé une nouvelle méthode pour mesurer le coefficient d'atténuation de ces structures guidantes. Elle est basée sur l'injection contrôlée de la lumière dans le guide en utilisant un prisme mobile, et la mesure de l'intensité transmise par la tranche du cristal. Les résultats obtenus dans des guides de LiNbO₃ implantés H⁺ et He⁺ non recuits montrent des pertes de l'ordre de 2 dB.cm⁻¹ environ. Au cours de ce travail nous avons également réalisé des guides d'ondes dans le LTB (Li₂B₄O₇) par implantation d'He⁺. Les résultats obtenus constituent une première et montrent une excellente qualité optique des guides. Les pertes mesurées sont de l'ordre de 1.5 dB.cm⁻¹.

Pour la caractérisation électrooptique nous avons utilisé la technique du déplacement angulaire des modes guidés dû à l'application d'un champ électrique. En effet, une variation d'indice par effet EO induit un déplacement du spectre modal qui permet de remonter aux coefficients EO du guide. Les coefficients r_{13} et r_{33} de guides en LiNbO₃ implantés H⁺, ainsi mesurés, ne semblent pas être affectés par l'implantation. De plus une étude réalisée sur le même matériau en fonction de la dose des protons implantés confirme ce résultat et montre l'indépendance des propriétés EO de ces guides de la dose implantée.

REALIZATION OF M-LINES SPECTROSCOPY SETUP FOR PLANAR OPTICAL WAVEGUIDES CHARACTERIZATION : APPLICATION TO LiNbO₃ IMPLANTED H⁺

Planar optical waveguides are the main element of optical integrated circuits. The investigation of their linear and nonlinear optical properties permits the optimization of their performances. For this an experimental setup using m-lines spectroscopy was mounted and automated. M-lines spectroscopy consists of using prism-coupler technique to excite the guided modes of the structure to be studied. In fact, modes spectra allow us to determine refractive index profiles and thickness of the guide using an inverse WKB method. Our test materials were H⁺ and He⁺ implanted LiNbO₃ waveguides. Light ions implantation technique has been recently developed and tends to be the most useful technique.

For optical loss measurements, we developed a new approach. It consists of using one prism to feed the light into the waveguide and measuring the transmitted intensity using end-fire coupling. The obtained results showed losses about 2 dB.cm⁻¹ in H⁺ and He⁺ implanted LiNbO₃ waveguides without post-annealing treatment. During this work we, also, focused our interest on the elaboration of optical waveguides in other materials. For instance He⁺ ions were used to produce waveguides in LTB (Li₂B₄O₇) crystals with good optical qualities. Losses were estimated to be better than 1.5 dB.cm⁻¹.

Concerning the electrooptic measurements, we used the angular shift technique. Indeed, refractive index variation by the EO effect induces a uniform angular displacement of all guided modes spectra if we use a specific inter-electrodes gap with respect to the guiding layer thickness. The latter enables the determination of the electrooptic coefficients of the guide under investigation. For instance, concerning H⁺ implanted LiNbO₃ waveguides, the EO coefficients r_{13} and r_{33} are rather well preserved. In addition no dependence on the H⁺ implanted dose was observed.