



Génération et étude de guides d'onde dynamiques et reconfigurables induits par illumination latérale

Mohamed Gorram

► To cite this version:

Mohamed Gorram. Génération et étude de guides d'onde dynamiques et reconfigurables induits par illumination latérale. Optique [physics.optics]. Université de Metz, 2009. Français. NNT : 2009METZ013S . tel-01115346

HAL Id: tel-01115346

<https://hal.science/tel-01115346>

Submitted on 10 Feb 2015

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.



Laboratoire
Matériaux Optiques, Photonique et Systèmes
Unité de recherche commune à l'Université de Metz, à Supélec et au CNRS

THESE
*GENERATION ET ETUDE DE GUIDES
D'ONDE DYNAMIQUES ET
RECONFIGURABLES INDUITS PAR
ILLUMINATION LATERALE*

présentée dans le cadre de l'école doctorale EMMA pour l'obtention
du grade de Docteur de l'Université Paul Verlaine - Metz
en Physique

Mohamed Gorram

présentée et soutenue publiquement le 25 juin 2009

devant le jury composé de

Marko ZGONIK — Professeur à l'université de Ljubljana, Slovénie Rapporteur
Mathieu CHAUVET — Professeur à l'université de Franche-Comté, Besançon Rapporteur
Philippe DELAYE — Chargé de recherche au CNRS (LCF-IO), Palaiseau Examineur
Pierre MATHEY — Maître de conférences à l'université de Bourgogne, Dijon Examineur
Nicolas FRESSENGEAS — Professeur à l'université Paul Verlaine, Metz Examineur
Germano MONTEMEZZANI — Professeur à l'université Paul Verlaine, Metz Directeur de thèse



AVERTISSEMENT

Cette thèse est le fruit d'un long travail approuvé par le jury de soutenance et disponible à l'ensemble de la communauté universitaire élargie.

Elle est soumise à la propriété intellectuelle de l'auteur au même titre que sa version papier. Ceci implique une obligation de citation, de référencement dans la rédaction de tous vos documents.

D'autre part, toutes contrefaçons, plagats, reproductions illicites entraînent une poursuite pénale.

Enfin, l'autorisation de diffusion a été accordée jusqu' à nouvel ordre.

➤ **Contact SCD Metz** : daniel.michel@scd.univ-metz.fr

Ecrire au doctorant:

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>

Remerciements

Je remercie M. Marc Fontana de m'avoir accueilli au sein du Laboratoire matériaux optiques, photonique et systèmes de l'université Paul Verlaine de Metz et Supélec. J'y ai trouvé le professionnalisme et l'encadrement propices à la réalisation de mon travail de thèse.

Je remercie les différents membres du jury d'avoir accepté de lire et évaluer mon travail : Marko Zgonik — Professeur à l'université de Ljubljana, Slovénie ; Mathieu Chauvet — Professeur à l'université de Franche-Comté, Besançon ; Philippe Delaye — Chargé de recherche au CNRS (LCF-IO), Palaiseau ; Pierre Mathey — Maître de conférences l'université de Bourgogne, Dijon.

Je remercie vivement M. Cermano Montemezzani de m'avoir dirigé dans ma thèse et dont le soutien scientifique précieux et la disponibilité totale m'ont permis de mener à bien ce travail. Merci pour toutes tes compétences, tu as toujours assuré avec un grand professionnalisme le suivi de mes travaux et m'a encouragé à aller toujours plus loin.

Je voudrais aussi remercier Mme Virginie Coda pour ses conseils et les discussions que nous avons eues ont été un atout incontestable pour améliorer la qualité du manuscrit.

J'adresse un amical remerciement à toutes les personnes du LMOPS qui m'ont aidé de près ou de loin, à élaborer ce manuscrit, et qui par leur accueil chaleureux, leur bonne humeur, leur enthousiasme, m'ont permis de réaliser mon travail dans des conditions très agréables.

Je remercie mes parents de m'avoir permis de faire des études (longues!).

Table des matières

Introduction	9
1 Guides d'onde optiques et optique non-linéaire	13
1.1 Guides d'onde optiques	13
1.1.1 Phénomène de propagation guidée	13
1.1.2 Guides d'onde canaux	20
1.2 Optique non-linéaire et photoréfractivité	25
1.2.1 Optique non-linéaire	25
1.2.2 L'effet photoréfractif	28
1.2.3 Le modèle de transport par bande	31
2 Description générale des cristaux	39
2.1 Propriétés des matériaux ferroélectriques	39
2.1.1 Ferroélectricité et polarisation	40
2.1.2 Transition de phase	42
2.2 Niobate de strontium baryum, (SBN)	45
2.2.1 Croissance	45
2.2.2 Structure cristalline	46
2.2.3 Propriétés physiques	47
2.2.4 Propriétés photoréfractives	48
2.2.5 Nos échantillons de SBN	49
2.3 Hypothiodiphosphate d'étain, (SPS)	51
2.3.1 Croissance	51
2.3.2 Structure cristalline	52
2.3.3 Propriétés physiques	53

2.3.4	Propriétés photoréfractives	54
2.3.5	Nos échantillons de SPS	55
2.4	Tantalate de lithium (LT)	57
2.4.1	Croissance	57
2.4.2	Structure cristalline	57
2.4.3	Propriétés physiques	60
2.4.4	Propriétés photoréfractives	60
2.4.5	Nos échantillons de LiTaO_3	60
3	Modélisation théorique	63
3.1	Principe d'obtention d'un guide photo-inscrit	63
3.1.1	Bases physiques	63
3.1.2	Profil d'intensité	65
3.2	Détermination du champ de charge d'espace	69
3.2.1	Résolution analytique approchée	69
3.2.2	Résolution numérique	72
3.2.3	Equation de propagation	72
3.3	L'exemple du SBN	76
3.3.1	Le contraste d'indice	76
3.3.2	Effets de la réflexion	77
3.3.3	Propagation dans le guide	80
3.3.4	Dynamique temporelle	82
3.4	Conclusion	88
4	Photo-inscription de guides 1D	89
4.1	Introduction	89
4.2	Banc expérimental	90
4.2.1	Présentation générale	90
4.2.2	Le porte échantillon	91
4.3	Résultats expérimentaux	92
4.3.1	Génération de guides 1D	92
4.3.2	Influence de l'intensité et du champ électrique	94
4.3.3	Dynamique temporelle	96
4.4	Conclusion	100

5	Déflexion et modulation	101
5.1	Introduction	101
5.2	Mécanismes mis en jeu	102
5.3	Déflexion : Résultats expérimentaux	105
5.3.1	Cas du $\text{Sr}_x\text{Ba}_{1-x}\text{Nb}_2\text{O}_6$	105
5.3.2	Cas du LiTaO_3	107
5.4	Déflexion : Approche théorique	108
5.4.1	Cas du $\text{Sr}_x\text{Ba}_{1-x}\text{Nb}_2\text{O}_6$	108
5.4.2	Cas du LiTaO_3	115
5.5	Modulation	120
5.5.1	Introduction	120
5.5.2	Expériences dans le $\text{Sr}_x\text{Ba}_{1-x}\text{Nb}_2\text{O}_6$ et le LiTaO_3	120
5.6	Conclusion	123
6	Photo-inscription de guides canaux (2D)	125
6.1	Introduction	125
6.2	Principe du guide canal par illumination latérale	126
6.3	Banc expérimental	128
6.3.1	Présentation générale	128
6.3.2	Préparation de l'échantillon	131
6.3.3	Le porte échantillon	132
6.4	Résultats expérimentaux	133
6.4.1	Exemple d'un guide canal obtenu	133
6.4.2	Influence des paramètres intensité et champ électrique	134
6.5	Etude théorique des profils 2D	137
6.5.1	Intensité et champ électrique	137
6.5.2	Dynamique de formation	141
6.6	Conclusion	143
	Conclusion	145
	A Détermination du champ de charge d'espace	147
	B Simulation : résolution numérique	151
	Bibliographie	169

Résumé	171
Abstract	173
Publications et actes de conférences	175
Conférences internationales	177
Conférences nationales	179

Introduction

Aujourd'hui, les guides d'onde optiques, supports des principales applications dans le domaine de l'opto-électronique sont conçus dans divers matériaux et sont réalisés le plus souvent à l'aide de techniques physico-chimiques [1, 2] qui se répartissent en deux grandes familles : les techniques de dépôt et les techniques par substitution.

Les techniques de dépôt sont basées sur le dépôt d'une couche mince d'indice supérieur au substrat, par exemple par les méthodes en phase vapeur (Chemical Vapeur Deposition)[3] ou encore par sol-gel [4].

Les techniques par substitution quant à elles sont basées sur l'introduction d'ions dans un substrat pour faire varier localement les indices de réfraction du milieu. Elles donnent lieu à des guides d'onde à gradient d'indice et sont surtout utilisés dans des cristaux comme les matériaux ferroélectriques. On compte parmi ces techniques par substitution l'implantation ionique [5], l'échange d'ions [6] ou de protons [7].

A l'heure actuelle, l'ensemble de ces deux familles de techniques donnent lieu exclusivement à des guides statiques, typiquement de surface, qui ne sont pas facilement modifiables et ne permettent donc pas une reconfiguration dynamique de leur structure. De plus, ces techniques causent souvent des effets non souhaités qui modifient certaines propriétés du matériau. Par ailleurs, la réalisation de guides reconfigurables serait prometteuse pour la réalisation de réseaux optiques transparents, qui ne nécessitent pas une étape hybride électronique pour la commutation, ce qui implique aujourd'hui d'importants sacrifices sur la rapidité et un mauvais bilan énergétique. L'optique non linéaire moderne, dont l'un des objectifs principaux porte sur la réalisation de dispositifs purement optiques dans lesquels la lumière est utilisée pour *guider* et *manipuler* la lumière elle-même, pourrait être une solution pour pallier ces différents obstacles. Parmi les effets non linéaires pris en considération, l'effet photoréfractif [8], joue un rôle de premier plan. En tant que mécanisme permettant d'obtenir des changements d'indice de réfraction réversibles, sous éclairage de faibles puis-

sances optique, l'effet photoréfractif se présente comme un processus presque idéal pour la génération de guides d'onde dynamiques et reconfigurables. La raison principale réside dans le potentiel, d'obtenir des fonctions souhaitées en s'affranchissant d'étapes hybrides, comme par exemple le passage intermédiaire par le domaine électronique, coûteuses en terme de complexité et souvent de performance du système. Dans ce contexte, les guides d'onde obtenus par auto-focalisation ou auto-défocalisation photoréfractive pouvant éventuellement mener à la création de solitons spatiaux ont suscité un vif intérêt au cours de la dernière décennie [9–17].

Une autre méthode alternative utilisant l'effet photoréfractif pour créer des guides d'onde dynamiques et reconfigurables est la photo-inscription transversale. Il s'agit d'éclairer un cristal photoréfractif par une face latérale avec une illumination définissant la structure guidante [18–22]. L'illumination générant le guide d'onde se propage dans la direction perpendiculaire aux axes du guide d'onde. Par conséquent, cela permet de concevoir plus facilement des guides d'onde ayant la structure souhaitée [18–21] en offrant une plus grande souplesse que les guides d'onde créés par le biais de solitons spatiaux. En effet, ces derniers se limitent à des structures en ligne droite ou presque, en raison de la propagation longitudinale de la lumière les générant.

La méthode de photo-inscription sur laquelle se base nos travaux est similaire à celle décrite dans les références [18, 20]. Elle consiste à créer un guide aux endroits éclairés par une illumination structurée d'un matériau électro-optique. L'effet photoréfractif à la base de la formation du guide se traduit par l'obtention d'une variation de l'indice de réfraction par la redistribution de porteurs de charges. Cette redistribution a lieu en réponse à une illumination qui produit une quantité spatialement inhomogène de porteurs photoexcités. La réalisation de guides d'onde reconfigurables à une dimension par cette technique a été expérimentalement démontrée dans le matériau électro-optique KNbO_3 dans l'ultraviolet [18], avec un changement d'indice obtenu par effet photoréfractif interbande. Dans ce cas, la lumière de contrôle est fortement absorbée par le cristal et donne lieu à des guides proches de la surface. Par contre en ce qui nous concerne, dans le cadre de notre étude, nous nous intéressons essentiellement aux guides d'onde induits par une illumination de contrôle dans le visible par effet photoréfractif conventionnel avec la possibilité d'une reconfiguration dynamique et à terme d'une intégration massive 3D sous la surface du matériau. Cette approche permet de réaliser le confinement sur les deux dimensions (2D) transversales en ayant accès au volume de l'échantillon. Ainsi d'autres éléments comme par exemple des coupleurs X, Y, 1-à-N ou des circuits 3D tout optiques, peuvent être envisagés en adaptant

la structuration de l'illumination latérale de contrôle.

Après une introduction consacrée aux guides d'onde et à l'effet photoréfractif faite dans le premier chapitre, le deuxième chapitre présentera un rappel des principales propriétés d'un composé ferroélectrique. Par ailleurs, une description et une étude des différents échantillons investigués seront menées dans ce même chapitre. Le Chapitre 3 aura pour objectif de proposer une approche théorique de la formation de guides photo-induits, reposant sur la résolution du système d'équations de Kukhtarev-Vinetskii [23, 24]. A la suite de cette approche théorique, des simulations par une méthode BPM (Beam Propagation Method) [25, 26] décrivant l'évolution dynamique des guides seront exposées. Le Chapitre 4 sera focalisé sur la formation des guides 1D photo-induits dans les matériaux $\text{Sr}_x\text{Ba}_{1-x}\text{Nb}_2\text{O}_6$ (temps de réponse long) et $\text{Sn}_2\text{P}_2\text{S}_6$ (temps de réponse rapide). Le chapitre 5 abordera la souplesse d'utilisation de la technique de photoinscription latérale appliqué à la modulation et la déflexion de faisceaux en tirant profit de l'évolution dynamique des guides dans les échantillons de $\text{Sr}_x\text{Ba}_{1-x}\text{Nb}_2\text{O}_6$ et LiTaO_3 ¹. Pour finir, le Chapitre 6 décrit la nouvelle technique dédiée à la formation de guides d'onde canaux, avec confinement dans les deux directions transversales (2D) dans le $\text{Sr}_x\text{Ba}_{1-x}\text{Nb}_2\text{O}_6$.

1. Ce matériau a été étudié dans le régime où le changement d'indice est induit par effet photoréfractif interbande, dans le cadre d'une collaboration avec l'Ecole Polytechnique Fédérale de Zürich.

1

Guides d'onde optiques et optique non-linéaire

Ce premier chapitre est consacré aux notions de base essentielles à la compréhension du manuscrit. Nous commencerons par rappeler brièvement les concepts et notions de propagation guidée à travers le comportement d'une onde lumineuse dans le cas du modèle du guide d'onde à saut d'indice. Nous discuterons ensuite de la place des guides d'onde dans l'optique intégrée. Après une introduction à l'optique non linéaire, une description suivie d'une étude succincte de l'effet photoréfractif sous l'approche théorique du modèle de transport par bande seront menées. Pour finir, les objectifs de la thèse seront définis.

1.1 Guides d'onde optiques

1.1.1 Phénomène de propagation guidée

Nous donnons ici les principales étapes et équations nécessaires à la compréhension du phénomène de propagation dans les guides d'onde. La théorie des guides d'onde est largement présentée de manière abondante dans la littérature, pour une étude approfondie le lecteur pourra se référer à des références plus complètes sur le sujet [25, 27–30]. Afin d'illustrer le phénomène de propagation guidée, le cas du guide d'onde à saut d'indice de la

Figure 1.1 peut être considéré. La géométrie de ce type de guide assure le confinement et la propagation d'une onde optique, suivant une seule direction bien déterminée de l'espace. Il est constitué d'un empilement de trois milieux diélectriques asymétriques : une couche

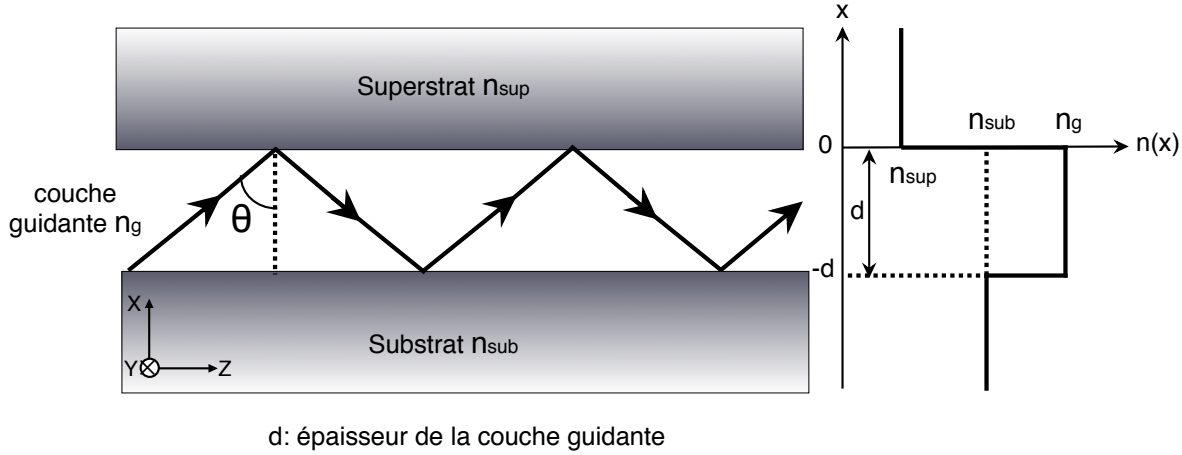


FIGURE 1.1 – Représentation géométrique de la propagation d'un rayon optique dans un guide d'onde plan et le profil d'indice correspondant.

centrale guidante d'indice n_g intercalée entre deux milieux moins réfringents le substrat d'indice de réfraction n_{sub} et le superstrat d'indice n_{sup} . Le superstrat d'un guide non recouvert correspond à l'air ($n_{sup}=1$). Afin de simplifier la présentation, on supposera que la propagation de la lumière s'effectue suivant la direction Oz et le confinement s'opère suivant la direction Ox . Nous supposons également les trois couches invariantes par translation dans la direction Oy . Le confinement de l'onde optique dans une telle structure s'effectue par des réflexions totales aux interfaces n_g - n_{sup} et n_g - n_{sub} suivant la loi de Snell-Descartes. Dans le cas où $n_g > n_{sub} > n_{sup}$, la condition de réflexion totale est satisfaite dès lors que l'angle de propagation θ est supérieur aux angles critiques θ_{sub} et θ_{sup} définis par :

$$\begin{cases} \theta_{sub} = \arcsin\left(\frac{n_{sub}}{n_g}\right) \\ \theta_{sup} = \arcsin\left(\frac{n_{sup}}{n_g}\right). \end{cases} \quad (1.1)$$

La condition de propagation au sein du guide est régie par l'équation de dispersion des modes guidés :

$$2.k_0.d.n_g.\cos\theta - \phi_{(n_g, n_{sub})} - \phi_{(n_g, n_{sup})} = 2\pi m. \quad (1.2)$$

k_0 est le module du vecteur d'onde dans le vide ($\frac{2\pi}{\lambda_0}$), d l'épaisseur de la couche guidante, les déphasages $\phi_{(ng/n_{sub})}$ et $\phi_{(ng/n_{sup})}$ sont dûs à la réflexion totale de l'onde optique sur les deux interfaces $(n_g - n_{sub})$ et $(n_g - n_{sup})$. Cette expression implique l'existence d'une distribution discrète des valeurs de θ correspondante aux diverses valeurs de m qui déterminent les modes guidés. Ces valeurs discrètes de θ sont reliées à la constante de propagation β_m du mode guidé m définie par l'équation :

$$\beta_m = k_0 \cdot n_g \cdot \sin(\theta_m), \quad (1.3)$$

où θ_m est l'angle de propagation du mode m . Tout se passe comme si chaque mode se propage dans un milieu d'indice $n_m = n_g \cdot \sin(\theta_m)$ dit *indice effectif* et dont la valeur est telle que $n_g > n_m > n_{sub}$. L'indice de la couche guidante définit les propriétés guidantes de la structure et constitue l'élément de base pour la fabrication des guides d'onde. Le nombre de modes guidés est d'autant plus important que la différence d'indice de réfraction entre la couche guidante et les deux couches périphériques est grande. Un autre paramètre essentiel est l'épaisseur de la couche guidante, il intervient également dans les propriétés optiques du guide, notamment, le nombre de modes qu'il peut supporter.

Cette approche basée sur la théorie des rayons lumineux ne nous donne pas accès de façon explicite à la distribution des champs électromagnétiques. Afin d'obtenir l'expression de ces champs, une description simple de la propagation est envisageable en utilisant les équations de propagation de Maxwell. Ainsi, lorsque le guide d'onde est parcouru par une onde électromagnétique monochromatique de pulsation ω et de vecteur d'onde dans le vide k_0 , l'équation de propagation correspondante peut s'écrire :

$$(\nabla^2 + k_0^2 n^2(\mathbf{r}))\psi(\mathbf{r}) = 0 \quad (1.4)$$

où $\psi(\mathbf{r}) = \mathbf{E}(\mathbf{r})$ ou $\mathbf{H}(\mathbf{r})$, qui sont respectivement le champ électrique et le champ magnétique suivant la polarisation de la fonction d'onde. La résolution de l'équation de propagation est similaire dans le cas TE¹ et TM². Cherchons une solution de l'équation de propagation

1. Cas où le champ électrique est perpendiculaire au plan d'incidence (plan XZ dans la Figure 1.1) et le champ magnétique est dans le plan d'incidence.

2. Cas où le champ magnétique est perpendiculaire au plan d'incidence et le champ électrique est orienté dans le plan d'incidence.

(1.4) pour le mode TE de la forme suivante :

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = E_y e^{i(\omega t - \beta z)}, \quad (1.5)$$

où $\beta = k_0 n_g \sin \theta_m = k_0 n_m$ est la constante de propagation dans le milieu et n_m l'indice effectif pour un mode donné. La structure du guide étant infinie suivant Oy , le problème ne dépend pas de y . En remplaçant $\psi(\mathbf{r})$ par l'expression de $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$ dans l'Equation (1.4), il en résulte :

$$\frac{\partial^2 E_y}{\partial x^2} + [n^2(x)k_0^2 - \beta^2] E_y = 0. \quad (1.6)$$

Le terme $n(x)$ est égal à n_g dans la couche guidante, égal à n_{sub} dans le substrat et égal à n_{sup} dans le superstrat. La nature des solutions dépend du signe du terme $n^2(x)k_0^2 - \beta^2$. Les différentes solutions mathématiques de l'équation sont illustrées par le diagramme de la Figure 1.2

- Pour $\beta > k_0 n_g$, les solutions sont de la forme d'une exponentielle et décrivent un champ divergent ce qui n'est pas physique. (Figure 1.2(a)).
- Pour $k_0 n_{sub} < \beta < k_0 n_g$, la condition de guidage dans la couche centrale est réalisée avec l'existence d'une solution sinusoïdale dans cette dernière avec évanescence du champ dans les régions d'indice n_{sub} et n_{sup} (Figure 1.2(b) et (c)). Ainsi les solutions propagées du champ ont pour forme :

$$\begin{cases} E_y(x) = A e^{-px} & \text{Région d'indice } n_{sup} \\ E_y(x) = A \cos(qx) + B \sin(qx) & \text{Région d'indice } n_g \\ E_y(x) = [A \cos(qd) - B \sin(qd)] e^{r(x+d)} & \text{Région d'indice } n_{sub}, \end{cases} \quad (1.7)$$

où les grandeurs p , q et r sont liées à la constante de propagation par les relations suivantes : $p = \sqrt{\beta^2 - k_0^2 n_{sup}^2}$, $q = \sqrt{k_0^2 n_g^2 - \beta^2}$ et $r = \sqrt{\beta^2 - k_0^2 n_{sub}^2}$ et d est l'épaisseur

de la couche guidante.

En tenant compte des conditions de continuités des composantes tangentielles des champs électriques et magnétiques aux interfaces, il en résulte l'équation de dispersion des modes guidés sous la forme :

$$qd - \arctan\left(\frac{p}{q}\right) - \arctan\left(\frac{r}{q}\right) = \pi m. \quad (1.8)$$

En remplaçant p , q et r dans cette équation, on retrouve l'Equation (1.2) obtenue par la méthode des rayons optiques.

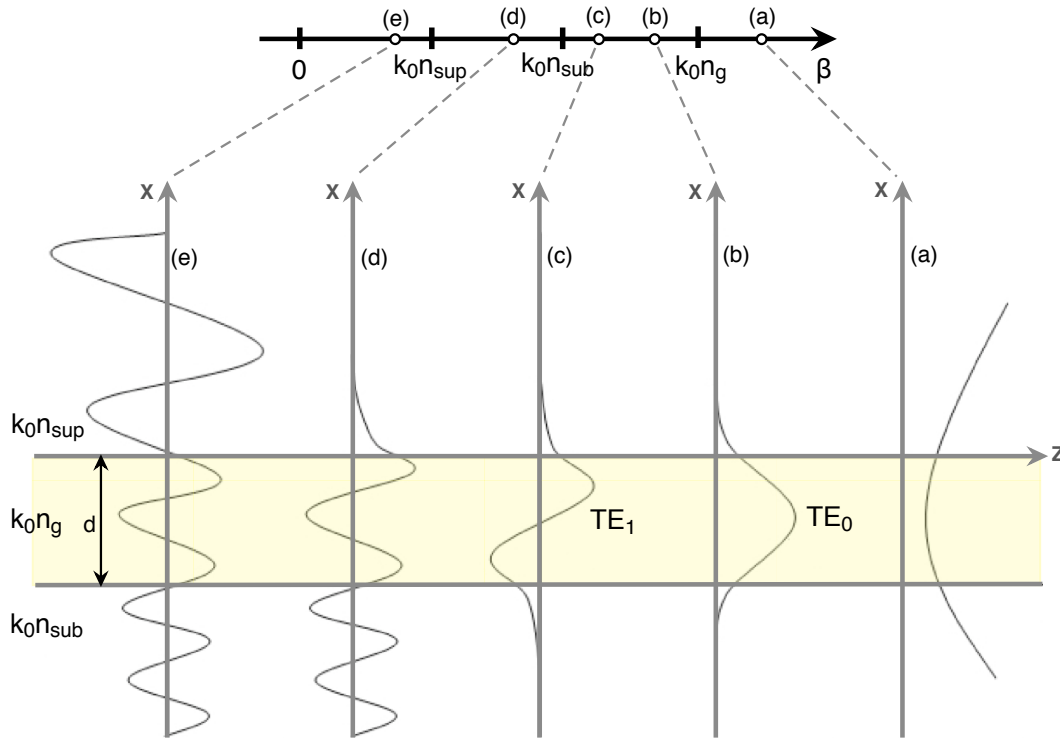


FIGURE 1.2 – Distribution du champ électrique pour différents modes de propagation.

- Pour $k_0 n_{sup} < \beta < k_0 n_{sub}$, on obtient un mode de substrat. L'énergie varie de manière exponentiel dans le superstrat et varie de façon sinusoïdale dans les deux autres régions. Ces solutions ne sont pas quantifiées mais constituent un continuum de solutions de l'équation de propagation (Figure 1.2(d)).
- Pour $0 < \beta < k_0 n_{sub}$, le champ décrit une solution oscillatoire dans les trois milieux, le guidage est impossible (Figure 1.2(e)).

Pour chaque m de l'Equation de dispersion (1.8), il existe une valeur limite de l'épaisseur de la couche guidante appelée épaisseur de coupure et notée h_m en dessous de laquelle il n'y a plus de guidage sauf pour le cas du guide symétrique ($n_{sup}=n_{sub}$). Cette épaisseur de coupure est déterminée de manière théorique en imposant dans l'Equation (1.8) l'égalité $n_m=n_{sub}$ ($r=0$), on obtient :

$$h_m = \frac{\pi m + \arctan \varphi}{k_0 \sqrt{n_g^2 - n_{sub}^2}}, \quad (1.9)$$

avec $\varphi = [(n_{sub}^2 - n_{sup}^2)/(n_g^2 - n_{sub}^2)]^{\frac{1}{2}}$.

Le nombre de modes guidés supportés par le guide dépend de l'épaisseur de la couche guidante et des écarts d'indices entre celle-ci et les couches périphériques. Le nombre de modes guidés peut-être déterminé à partir de l'Equation de dispersion (1.8), pour cela, il suffit de chercher l'ordre du mode dont l'épaisseur de coupure est la plus proche de l'épaisseur du guide. Dans ces conditions, le nombre total de modes M vérifie la relation suivante :

$$M = 1 + m_{max} = 1 + PE \left\{ \frac{1}{\pi} \left[k_0 d \sqrt{n_g^2 - n_{sub}^2} - \arctan \varphi \right] \right\}, \quad (1.10)$$

avec m_{max} qui représente le nombre de modes maximal et PE la partie entière. Pour les modes TM, la relation ci-dessus se réécrit :

$$M = 1 + PE \left\{ \frac{1}{\pi} \left[k_0 d \sqrt{n_g^2 - n_{sub}^2} - \arctan \left(\frac{n_g^2}{n_{sup}^2} \varphi \right) \right] \right\} \quad (1.11)$$

En considérant les guides photo-induits que l'on étudie, le nombre de modes peut-être calculé en assimilant leur structure à celle des guides symétriques à saut d'indice. Pour un guide symétrique le terme en "arctan" disparaît et il en résulte une simplification des Equations (1.10) et (1.11) en une seule et unique équation valable pour les modes TE et TM :

$$M = 1 + PE \left[\frac{k_0 d}{\pi} \sqrt{n_g^2 - n_s^2} \right] \simeq 1 + PE \left[\frac{2\sqrt{2}n_0 d}{\lambda} \sqrt{\frac{\Delta n}{n_0}} \right], \quad (1.12)$$

où $n_s = n_{sup} = n_{sub}$ (cas du guide symétrique) est l'indice de la région non-guidante (gaine) du cristal, n_0 est l'indice du cristal sans guide vu par le faisceau et Δn est la différence d'indice entre la gaine et la zone guidante. La Figure 1.3 décrit un exemple de l'évolution du nombre de modes dans le niobate de strontium et de baryum ($\text{Sr}_x\text{Ba}_{1-x}\text{Nb}_2\text{O}_6$, avec

$x=0.61$) en fonction du champ appliqué E_0 pour différentes largeurs d de la région guidante dans le cas de guides photo-inscrits 1D (voir Chapitre 4). Concernant ce type de guides

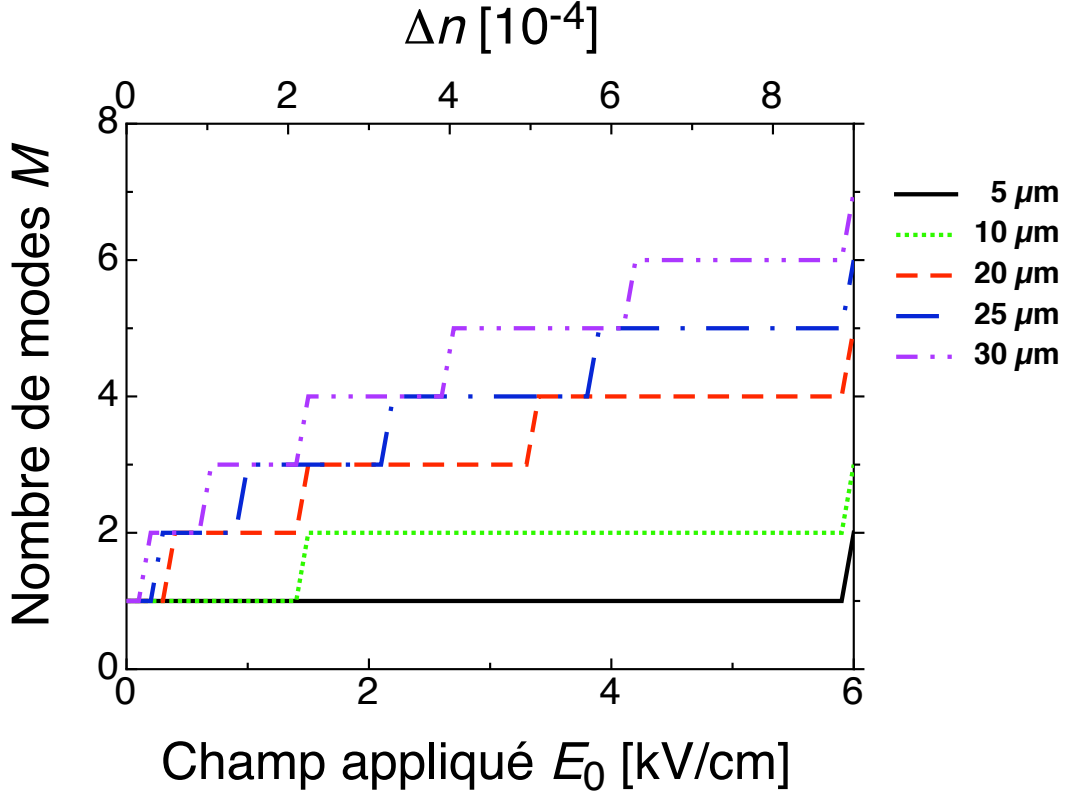


FIGURE 1.3 – Evolution du nombre de modes en fonction du champ électrique appliqué E_0 et de la variation d'indice Δn dans le cas d'un guide photo-induit 1D dans un cristal de $\text{Sr}_x\text{Ba}_{1-x}\text{Nb}_2\text{O}_6 : 61 : \text{Ce}$, pour différentes épaisseurs d du guide. L'indice de réfraction de la zone guidante a été obtenu pour un faisceau issue d'un laser He-Ne ($\lambda = 633 \text{ nm}$), $r_{333} = 235 \text{ pm/V}$ [31], $n_g = n_0 = 2.31$ [32].

l'indice de la zone guidante reste invariant ($n_g = n_0$) tandis que l'indice de la gaine diminue d'une quantité Δn ,³ avec $n_s = n_0 - \Delta n$, ce qui justifie le deuxième membre de l'égalité (1.12). A partir de cette même égalité, en considérant l'exemple ci-dessus d'un guide photo-inscrit dans le SBN, on peut tracer, en fonction du contraste d'indice, la largeur de coupure pour différents modes d'ordres M . On obtient les courbes représentées sur la Figure 1.4.

3. $\Delta n = \frac{n_s^3}{2} r E_0$, où r est le coefficient électro-optique effectif et E_0 représente le champ électrique appliqué. Cette expression suppose que tout le champ électrique appliqué donne lieu au contraste d'indice entre la zone guidante et la gaine, ce qui n'est pas toujours vrai dans les expériences (voir Chapitre 4). On discutera de la variation d'indice de réfraction plus en détail dans la suite du manuscrit en Section 1.2.1.

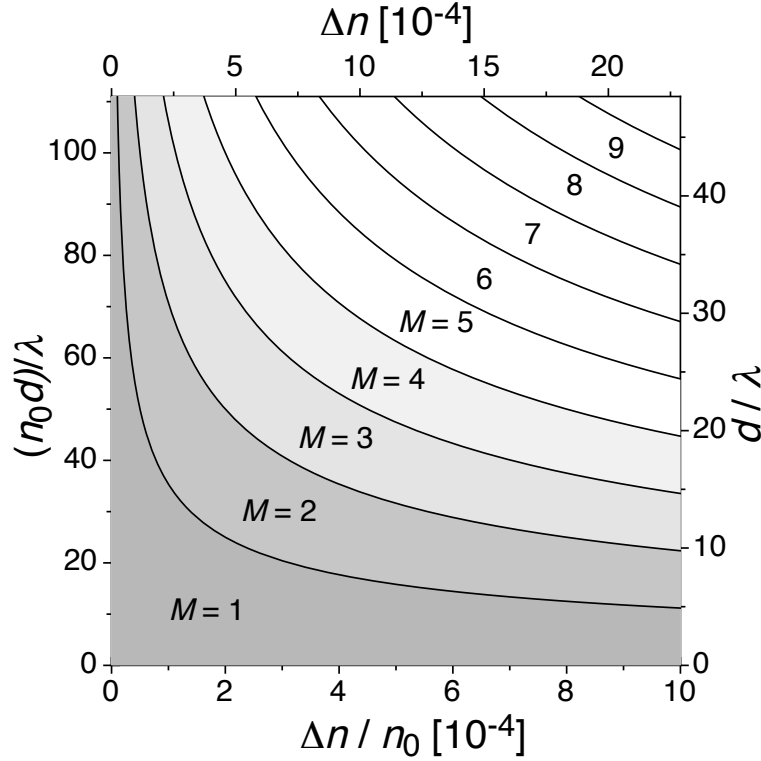


FIGURE 1.4 – Nombre de modes M et largeur de coupure normalisée $(n_0d)/\lambda$ en fonction du contraste d'indice normalisé $\Delta n/n_0$ pour un guide photo-induit 1D. L'abscisse supérieure et l'ordonnée de droite s'appliquent au cas du cristal de SBN : 61 : Ce.

1.1.2 Guides d'onde canaux

Les guides d'onde plans comme nous l'avons vu dans la section précédente ont une géométrie présentant deux symétries de translation, l'une suivant la direction de propagation⁴ et l'autre suivant une direction transversale⁵. Nous avons vu aussi que les modes de propagation sont de type TE ou TM et que la répartition des champs modaux ne dépend que d'une seule coordonnée transversale.

Contrairement à ces guides d'onde plans, les guides canaux ne présentent qu'une seule symétrie de translation suivant la direction de propagation. Les conditions de propagation dans de tels guides sont beaucoup plus délicates à étudier que dans les guides plans. En effet, seuls des modes hybrides sont guidés, on montre que ces guides sont quasi-TE ou quasi-TM. Il n'est donc pas possible d'obtenir des solutions analytiques des caractéristiques de propagation pour le problème des guides d'onde rectangulaires, il faut soit utiliser des

4. L'axe Oz dans le cas le Figure 1.1

5. L'axe Oy dans le cas de la Figure 1.1

techniques numériques [33–36] ou développer des solutions approximatives [37–42]. Les techniques numériques, comme l'analyse harmonique [33], la méthode de Galerkin [34, 43], la méthode des éléments finis [35], la méthode des différences finies [36], etc... , nécessitent des calculs complexes et ne conduisent pas à des formes analytiques simples des champs modaux.

Concernant les guides canaux obtenus dans ce travail (Chapitre 6), les conditions de propagation peuvent-être traitées suivant l'approche modale de Marcatili [37, 44, 45]. La structure générale du guide d'onde de ce type ressemble à celle d'un guide d'onde rectangulaire dont le plan de section droite est donné sur la Figure 1.5. Dans le cas de l'approche de Marcatili, l'approximation la plus courante est de considérer le cas d'une structure dont les modes sont suffisamment confinés afin qu'il y ait une très faible pénétration du champ dans les quatre régions constituant la gaine et aussi que le champ pénètre encore plus faiblement dans les quatre coins (régions grisées : voir Figure 1.5), si bien que le champ dans ces régions est considéré comme nul. Cette approximation est correcte pour les modes loin du *cut-off*

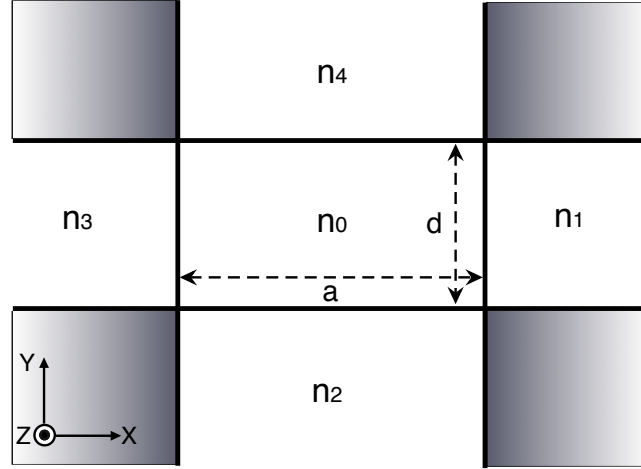


FIGURE 1.5 – (a) Plan de section droite d'un guide diélectrique rectangulaire. L'indice n_0 est l'indice de la région centrale : *coeur*. Les indices n_1 , n_2 , n_3 et n_4 sont les indices des régions périphériques : *gaine*.

(coupure) ce qui est le cas des guides canaux obtenus expérimentalement par illumination latérale dans le Chapitre 6. On suppose aussi que les indices de gaine sont légèrement inférieurs à l'indice du coeur n_0 . Ainsi l'approche de Marcatili stipule que le problème des modes guidés se simplifie et devient similaire à celui de deux guides plans à angle droit.

Dans cette situation les variables x et y sont séparées et l'accès à la distribution des modes s'effectue en résolvant les équations transcendantes correspondantes aux deux guides plans.

En anticipant la situation qui sera discutée dans la Chapitre 6, pour nos guides photo-induits, la distribution d'indice peut être considérée symétrique sur l'axe horizontal et vertical selon la Figure 1.6(a),⁶. Selon Marcatili ce guide est à peu près équivalent à la

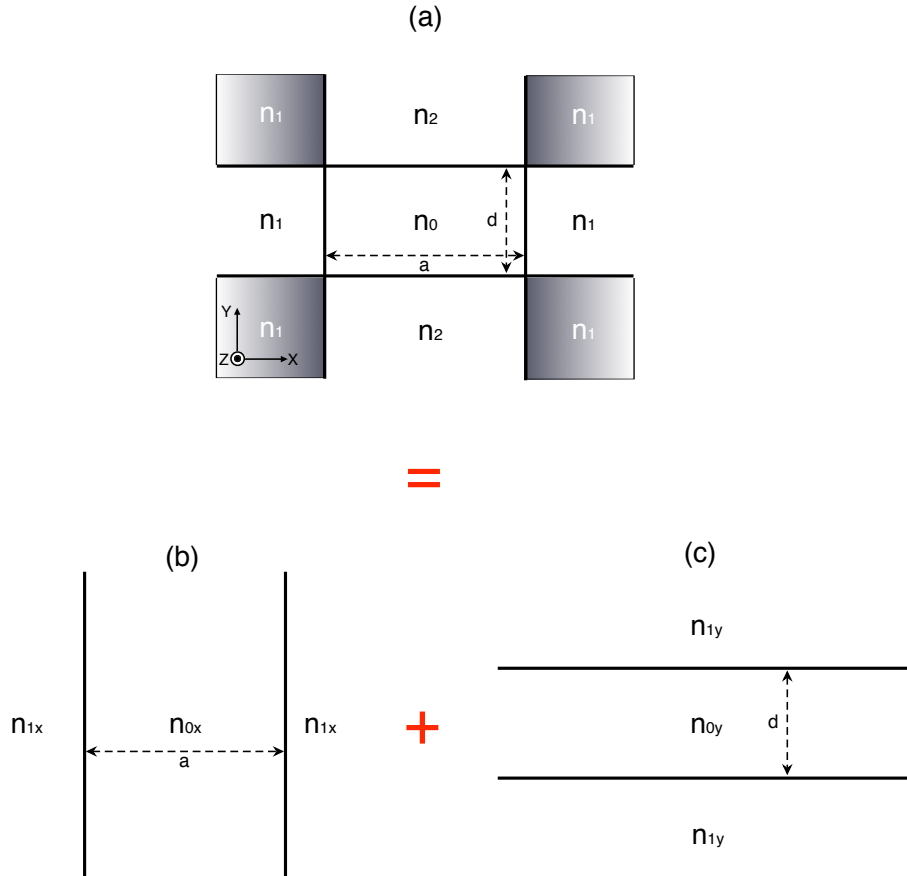


FIGURE 1.6 – Décomposition d'un guide canal (a) en deux guides plans (b)+(c) selon la méthode de Marcatili. La distribution d'indice est celle qui sera discutée dans le Chapitre 6 pour les guides photo-inscrits (voir Figure 6.1). Les valeurs à choisir pour n_{0x} , n_{1x} , n_{0y} et n_{1y} sont discutées dans le texte.

somme des guides plans de la Figure 1.6(b) et 1.6(c). La somme des constantes diélectriques (indices au carré) des deux guides plans perpendiculaires doit correspondre à la bonne constante diélectrique du guide initial dans le rectangle central et les 4 zones adjacentes

6. Voir aussi la Figures 6.1(c) + (d).

dans la Figure 1.6(a). On a alors

$$\begin{cases} n_0^2 = n_{0x}^2 + n_{0y}^2 \\ n_1^2 = n_{1x}^2 + n_{0y}^2 \\ n_2^2 = n_{0x}^2 + n_{1y}^2 \end{cases} \quad (1.13)$$

Puisque dans notre cas $n_0 - n_1 \ll n_0$ et $n_0 - n_2 \ll n_0$, on peut ainsi déterminer les valeurs recherchées pour les indices n_{0x} , n_{0y} , n_{1x} et n_{1y} à utiliser pour les deux "pseudo-guides" plans perpendiculaires. On obtient ainsi

$$n_{0x} = n_{0y} = \frac{n_0}{\sqrt{2}}, \quad (1.14)$$

$$n_{1x} = \sqrt{n_1^2 - \frac{n_0^2}{2}} \simeq \frac{n_0}{\sqrt{2}} \sqrt{1 - \frac{4\Delta n_x}{n_0}} \simeq \frac{n_0}{\sqrt{2}} - \sqrt{2}\Delta n_x, \quad (1.15)$$

$$n_{1y} = \sqrt{n_2^2 - \frac{n_0^2}{2}} \simeq \frac{n_0}{\sqrt{2}} \sqrt{1 - \frac{4\Delta n_y}{n_0}} \simeq \frac{n_0}{\sqrt{2}} - \sqrt{2}\Delta n_y, \quad (1.16)$$

où $\Delta n_x = n_0 - n_1$ et $\Delta n_y = n_0 - n_2$. On résout donc les équations séparées du type (1.6) et (1.8) correspondantes aux guides de la Figure 1.6(b) et 1.6(c) avec les indices ci-dessus, ce qui donne les solutions $X(x)$ et $Y(y)$ et les constantes de propagation β_x et β_y . La solution globale approximée sera alors

$$E = X(x)Y(y), \quad (1.17)$$

avec la constante de propagation β trouvée par

$$\beta^2 = \beta_x^2 + \beta_y^2 \quad (1.18)$$

Il faut noter que l'approche discutée ici ne donne pas en général la bonne constante de propagation dans les zones grisées sur les coins des Figures 1.5 et 1.6(a) parce que avec (1.15) et (1.16) on a

$$n_{1y}^2 + n_{1x}^2 = n_1^2 + n_2^2 - n_0^2 \neq n_1^2. \quad (1.19)$$

Comme discuté plus haut, l'approche de Marcatili donne donc de bons résultats seulement loin de la coupure des modes, là où le champ de la lumière ne pénètre presque pas dans les zones grisées.

La Figure 1.7 représente l'évolution de la taille théorique selon Marcatili du mode

fondamental en fonction du champ appliqué dans le cas particulier de guides canaux photo-induits par illumination latérale. Les guides étudiés sont de section carré respectivement

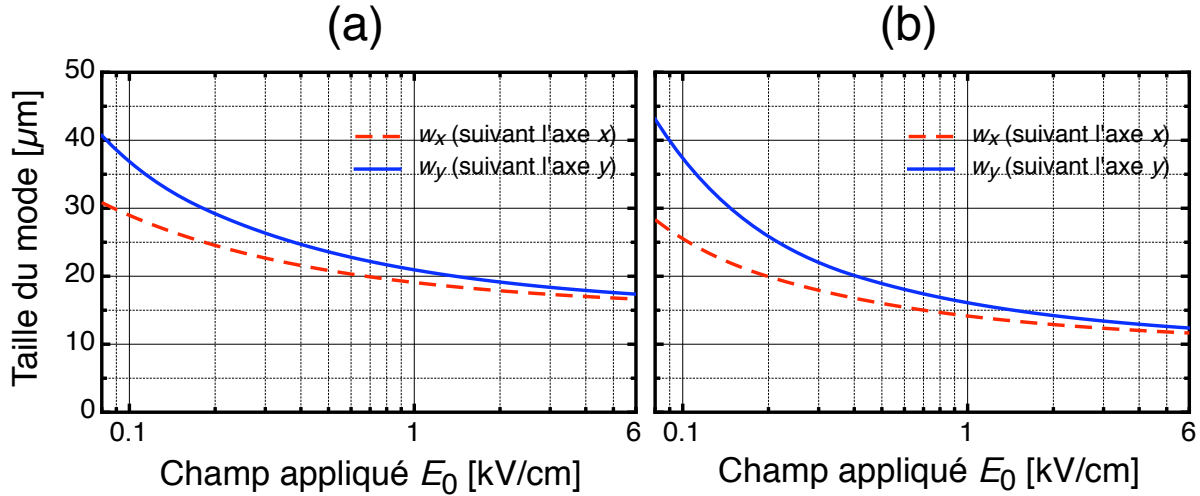


FIGURE 1.7 – Evolution de la taille (FWHM) du mode fondamental dans les directions x et y , de deux guides d'ondes photo-induits en fonction du champ appliqué E_0 : (a) section carré $30 \times 30 \mu\text{m}^2$, (b) section carré $20 \times 20 \mu\text{m}^2$ avec des intensités des illuminations de contrôles identiques $I_1 = I_2 = 100 \text{ mW/cm}^2$ (voir chapitre 6, notamment la Figure 6.1 pour les définitions des termes I_1 et I_2) et $I_D = 6 \text{ mW/cm}^2$ pour l'intensité d'obscurité [46].

$30 \times 30 \mu\text{m}^2$ et $20 \times 20 \mu\text{m}^2$ pour les courbes (a) et (b) de la Figure 1.7. Les intensités des illuminations de contrôle sont identiques $I = 100 \text{ mW/cm}^2$. Pour mieux appréhender la configuration des différents faisceaux générant le guide on pourra se référer dès à présent aux Figures 6.1(c), 6.1(d) et 6.3 du Chapitre 6. Pour la Figure 1.7, la largeur w_x est plus petite que la largeur de w_y , quel que soit la valeur du champ appliqué E_0 . Pour un champ appliqué de 6 kV/cm , dans le cas du guide de section $30 \times 30 \mu\text{m}^2$ les largeurs du modes sont $w_x = 16.5 \mu\text{m}$ et $w_y = 17.5 \mu\text{m}$; dans le cas du guide de section $20 \times 20 \mu\text{m}^2$ les largeurs du modes sont $w_x = 11.5 \mu\text{m}$ et $w_y = 12.5 \mu\text{m}$. Plus tard dans le Chapitre 6, on se penchera sur cette différence de taille dans les deux directions x et y en soulignant le rôle joué par les intensités I_1 et I_2 des faisceaux de contrôle.

1.2 Optique non-linéaire et photoréfractivité

1.2.1 Optique non-linéaire

Nous décrivons ici l'origine des non linéarités optiques, et la façon dont elles se manifestent dans un milieu. L'effet non linéaire en optique a été observé pour la première fois par Franken en 1961 en réalisant une expérience de seconde harmonique dans le quartz [47]. Les propriétés optiques d'un matériau découlent de l'interaction d'une onde lumineuse avec le matériau lui-même. Un matériau peut-être considéré comme un ensemble de particules chargées (des ions et électrons). Soumises à un champ électrique, les charges tendent à se déplacer : les charges positives dans le sens du champ électrique, les charges négatives dans le sens opposé. Dans un matériau conducteur, les électrons peuvent se déplacer à travers le matériau aussi longtemps que le champ électrique est appliqué, donnant lieu à un courant électrique. Dans le cas d'un diélectrique, qui est d'usage beaucoup plus courant en optique, les particules chargées sont liées fortement les unes aux autres, bien que leurs liens conservent une certaine élasticité. Ainsi, en présence d'un champ électrique, les charges ont un mouvement uniquement transitoire et s'éloignent légèrement de leur position d'origine. Ces petits déplacements élémentaires (charges positives d'un côté, charges négatives de l'autre) se traduisent par l'apparition dans le matériau de moments dipolaires électriques induits. En d'autres termes, l'effet d'un champ électrique sur un diélectrique est d'induire une polarisation.

Pour de faibles intensités de la lumière, la polarisation induite est directement proportionnelle à l'amplitude du champ électrique extérieur. La réponse optique du matériau est considérée comme linéaire. En effet, en présence d'une onde plus intense, un signal non linéaire, qui n'est plus négligeable, se superpose amenant ainsi une distorsion du signal. Après excitation par un champ E de fréquence ω , une réponse non linéaire oscillant à ω mais aussi à 2ω , 3ω , ... va alors apparaître. Il s'agit d'un phénomène de génération d'harmoniques. Dans cette approche, on développe la polarisation sous la forme d'un développement limité que l'on décompose en une partie linéaire et une partie non-linéaire :

$$P = P_L + P_{NL} \quad (1.20)$$

avec

$$P_L = \epsilon_0 \chi^{(1)} E \quad (1.21)$$

et

$$P_{NL} = \epsilon_0 \chi^{(2)} EE + \epsilon_0 \chi^{(3)} EEE + \dots, \quad (1.22)$$

où ϵ_0 est la permittivité du vide, $\chi^{(1)}$ le tenseur de susceptibilité du premier ordre, $\chi^{(2)}$ et $\chi^{(3)}$ les tenseurs de susceptibilités non linéaires d'ordre supérieur. Dans les cristaux électro-optiques, l'application d'un champ électrique extérieur entraîne une modification des propriétés optiques notamment une variation de l'indice de réfraction. Cette variation dépend de la forme du tenseur électro-optique découlant du groupe de symétrie auquel appartient le cristal. Géométriquement l'effet électro-optique (effet Pockels) correspond à une déformation de l'ellipsoïde des indices. Le champ peut modifier à la fois les dimensions et l'orientation de l'ellipsoïde par redistribution des charges et déformation de la maille cristalline. La variation des indices de réfraction se met sous la forme :

$$\sum_{ij} [(1/n^2)_{ij} + \Delta(1/n^2)] x_i x_j = 1, \quad (1.23)$$

où le tenseur $(1/n^2)_{ij}$ représente l'indicatrice du matériau. Pour connaître les nouveaux indices et axes principaux de l'ellipse perturbée, on écrit les éléments du tenseur $\Delta\eta_{ij}$, qui décrit le changement de l'indicatrice, en fonction des composantes du champ E appliqué, soit :

$$\Delta\eta_{ij} = \Delta(1/n^2)_{ij} = \sum_k r_{ijk} E_k, \quad (1.24)$$

où r_{ijk} est un tenseur correspondant à l'effet Pockels, il est invariant par permutation des deux premiers indices. La notation contractée de ces deux indices s'écrit ($ij \rightarrow l$) :

$$\begin{aligned} 11 &\rightarrow 1 & 23 &\rightarrow 4 \\ 22 &\rightarrow 2 & 13 &\rightarrow 5 \\ 33 &\rightarrow 3 & 12 &\rightarrow 6 \end{aligned}$$

Ainsi le tenseur de Pockels s'exprime par r_{lk} avec l'indice l variant de 1 à 6 et l'indice k

variant de 1 à 3 correspondant aux directions x, y et z du repère. De cette façon le tenseur de Pockels est représenté par un tenseur à 18 composantes ainsi la Relation (1.22) peut se réécrire sous la forme :

$$\begin{pmatrix} \Delta(\eta)_1 \\ \Delta(\eta)_2 \\ \Delta(\eta)_3 \\ \Delta(\eta)_4 \\ \Delta(\eta)_5 \\ \Delta(\eta)_6 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} r_{11} & r_{12} & r_{13} \\ r_{21} & r_{22} & r_{23} \\ r_{31} & r_{32} & r_{33} \\ r_{41} & r_{42} & r_{43} \\ r_{51} & r_{52} & r_{53} \\ r_{61} & r_{62} & r_{63} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{pmatrix} \quad (1.25)$$

Suivant la symétrie du milieu considéré, il est possible de réduire les composantes d'un tel tenseur. Chaque groupe de symétrie est ainsi associé à une forme particulière de ce tenseur, définie par l'existence de coefficients nuls ou égaux entre eux.

En outre, la caractérisation complète du comportement de certains matériaux photoréfractifs comme les cristaux inorganiques, nécessite la prise en compte de la contribution des effets piézo-électriques. Ils permettent de décrire la variation de l'indice de réfraction, induite par déformation du matériau. L'expression du tenseur d'imperméabilité diélectrique totale s'écrit :

$$\Delta\eta_{ij} = \sum_k r_{ijk} E_k + \sum_{\mu, \nu} \sum_k p_{ij\mu\nu} d_{k\mu\nu} E_k, \quad (1.26)$$

où $p_{ij\mu\nu}$ est le tenseur élasto-optique, représentant le couplage entre les déformations du milieu et les propriétés optiques du matériau. Ce tenseur résulte de la somme de deux autres tenseurs, l'un symétrique relatif aux déformations par compression et l'autre antisymétrique relatif à la partie rotatoire due aux déformations par cisaillement. $d_{k\mu\nu}$ est le tenseur piézo-électrique inverse, il correspond à une déformation du diélectrique par le champ électrique appliqué. De même que l'effet Pockels, l'effet piézo-électrique inverse est un effet linéaire par rapport au champ électrique, observable dans les milieux non-centrosymétriques. L'Expression (1.26) est valable pour un champ électrique homogène. Cette condition n'est généralement pas satisfaite dans le cas d'un champ électrique formé par effet photoréfractif (voir prochaine section). Dans ce cas, en général, le champ interne au cristal est sinusoïdal ou décomposable par Fourier dans une somme de champs sinusoïdaux.

Du fait de la périodicité, les déformations locales permises sont différentes de celles rencontrées dans le cas d'un champ homogène. L'expression (1.26) se transforme alors en une expression plus compliquée qui nécessite la connaissance aussi du tenseur des constantes élastiques du cristal. Le lecteur intéressé pourra consulter la littérature correspondante, voir par exemple les références :[48–50] .

Si nous considérons que le champ de charge d'espace est scalaire (orienté dans la même direction), si nous considérons également la variation d'indice induite comme petite devant 1, en général ce qui est vrai dans le cas photoréfractif, alors nous pouvons simplifier l'expression de la variation d'indice exprimée par l'Equation (1.26). Ainsi l'accès aux variations d'indice de réfraction produites par le champ électrique s'exprime sous la forme :

$$\Delta n = -\frac{n^3}{2}r_{eff}E_{sc}, \quad (1.27)$$

où r_{eff} est le coefficient électro-optique effectif et E_{sc} représente l'amplitude du champ de charge d'espace. L'expression de l'amplitude de ce champ sera explicité plus tard dans la Section 1.2.3 traitant des équations de la photoréfractivité dans le cas d'une illumination inhomogène.

1.2.2 L'effet photoréfractif

L'effet photoréfractif a été observé pour la première fois en 1966 par Ashkin et al. [51], en mettant en évidence la modification de l'indice de réfraction lors d'une expérience sur le doublage de fréquence dans le niobate de lithium LiNbO_3 et LiTaO_3 . Cet effet était perçu comme un effet néfaste causant une dégradation des performances des systèmes optiques conçus avec ces matériaux non-linéaires. Dès lors cet effet indésirable a été qualifié de "dommage optique". C'est plus tard qu'on s'aperçut de son intérêt pour réaliser des dispositifs en optique non-linéaire.

En 1969, Chen [52] a proposé un modèle basé sur la migration des électrons photoexcités, expliquant ainsi les mécanismes physiques mis en jeu dans l'effet photoréfractif et préparant la base pour le travail expérimental et théorique.

En 1979, Kukhtarev décrit les mécanismes participant à l'effet photoréfractif, mettant ainsi en lumière les liens entre la variation de l'indice de réfraction, l'intensité lumineuse reçue et les paramètres du matériau considéré [23, 24].

Dans la littérature le terme photoréfractif est souvent associé à une modification de l'indice de réfraction suite à une illumination inhomogène d'un cristal photoconducteur et

électro-optique. D'autres phénomènes ne faisant pas l'objet de ce travail peuvent conduire au même effet, réactions photochimiques, effets thermiques photo-induits, réorientation photo-induite de molécules, Effet Kerr à haute intensité... .

Aujourd'hui, avec l'utilisation croissante de la fibre optique et des technologies de communications optiques, les matériaux photoréfractifs sont de sérieux candidats pour des applications informatiques tout-optique. Certaines exploitent le caractère dynamique de l'effet photoréfractif et son effet mémoire. Ils sont en particulier adaptés au stockage d'information optique codée sous forme d'hologrammes, le traitement et l'amplification de signaux optiques, l'interférométrie, la conjugaison de phase, le mélange à 4 ondes ou encore la réalisation de filtres de Bragg, ces applications sont largement traitées dans la Référence [53]. Selon l'application envisagée, différentes figures de mérite peuvent être définies pour évaluer dans quelle mesure les différents matériaux peuvent s'adapter à une application particulière. Ces aspects ont été discutés extensivement dans la littérature, voir par exemple les Références [54, 55].

Les matériaux photoréfractifs du fait de leur capacité à ajuster leur comportement en fonction de modifications du milieu ambiant, sont fréquemment mis à profit pour dépasser les limites rencontrées avec des composants classiques. Les avantages d'un tel effet ne manquent pas, il est réversible, sensible à l'énergie absorbée, non résonant et la variation d'indice est modifiable par application d'un champ électrique extérieur. Les nombreux domaines dans lesquels les matériaux non linéaires trouvent leur place font naître une demande de nouvelles propriétés, de nouveaux procédés.

La Figure 1.8 rend compte des étapes principales à l'origine de la formation du réseau d'indice de réfraction induit par un éclairage résultant de l'interférence de deux ondes planes. Dans les régions illuminées, les porteurs de charges, par exemple les électrons issus des centres donneurs, dus à des défauts du cristal dont les niveaux d'énergie se trouvent dans la bande interdite sont excités et émis dans la bande de conduction. Après ce processus de photoexcitation, les porteurs de charges migrent vers les régions non éclairées sous l'effet de plusieurs mécanismes de transports tels que la diffusion, l'entraînement sous champ appliqué ou l'effet photovoltaïque. Puis dans les régions non illuminées, ils se recombinaient dans des centres profonds de la bande interdite provoquant une modulation spatiale des charges. Il en résulte, par l'intermédiaire de la loi de Poisson un champ de

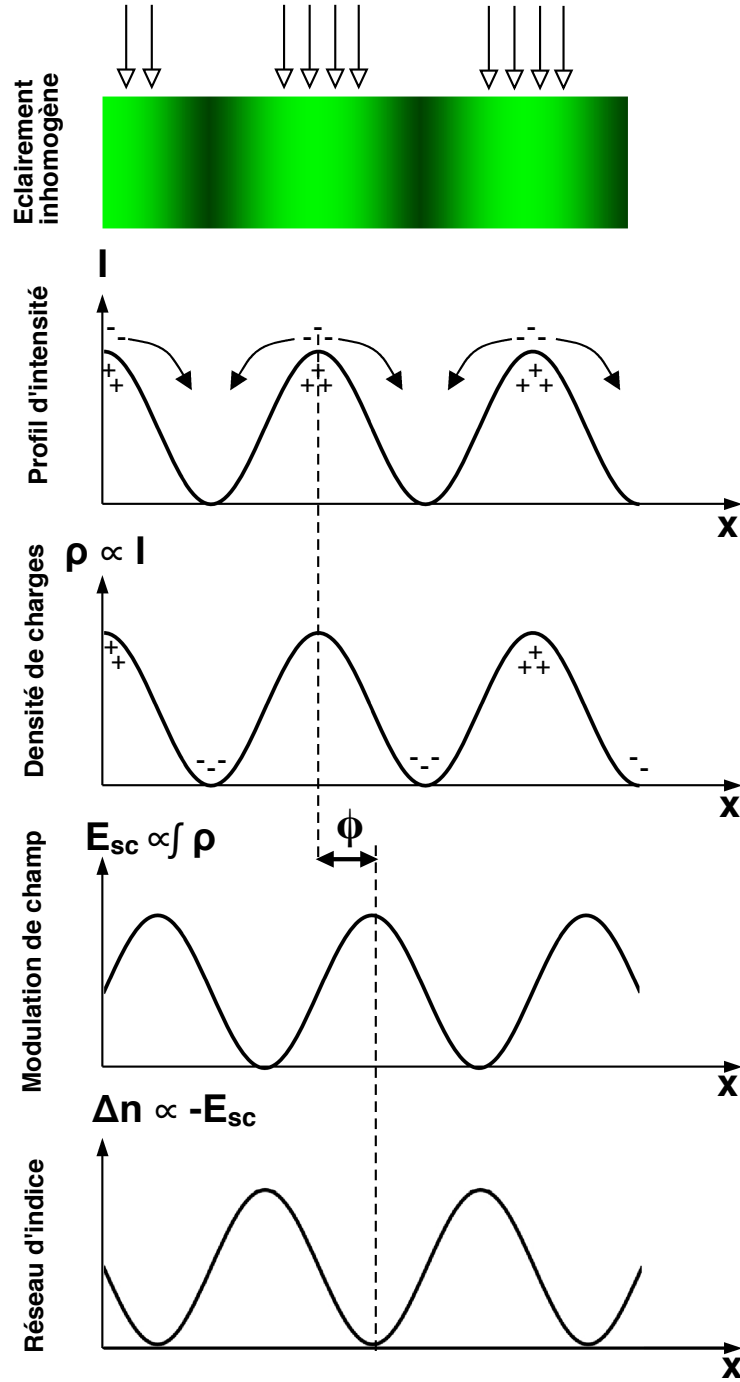


FIGURE 1.8 – Processus d'obtention de la variation d'indice par l'effet photoréfractif

charge d'espace déphasé de $\frac{\pi}{2}$ à la répartition de l'éclairement⁷. Par effet électro-optique linéaire (effet Pockels), cette variation du champ d'amplitude E_{sc} entraîne à son tour une

7. Ceci est valable si la diffusion est le phénomène de transport dominant.

variation de l'indice de réfraction Δn ayant pour forme l'équation (1.27).

1.2.3 Le modèle de transport par bande

Le modèle de transport par bande a été développé en 1979 par Kukhtarev et al. [23, 24], et est connu sous le nom du modèle de Kukhtarev-Vinetskii. Il prend en compte les différents processus décrits en Section 1.2.2, à savoir la génération, le transport et la recombinaison des charges dans le matériau. L'interprétation de l'effet photoréfractif par ce modèle peut être représenté par le schéma de la Figure 1.9. Ce modèle suppose l'existence de centres donneurs (N_D) situés dans la bande interdite du cristal. Ces donneurs sont des impuretés résiduelles ou volontaires ou dûs à une imperfection du réseau cristallin. Ce sont les électrons issus de ces centres donneurs qui vont être excités sous l'impulsion d'une énergie lumineuse $h\nu$,⁸. Le modèle suppose aussi qu'un certain nombre donneurs sont vides (N_D^+) et sont susceptibles d'agir comme des pièges pour les charges libres. L'équilibre des charges est assuré par des accepteurs (N_A) dont le niveau d'énergie est assuré par la concentration des donneurs ionisés, $N_A \approx N_D^+$. Différents types d'impuretés peuvent être utilisés suivant le matériau, par exemple dans le LiNbO_3 le fer jouant le rôle de dopant lui confère une bonne réponse photoréfractive dans les longueurs d'ondes du visible. Dans ce cas le processus de photoexcitation se traduit par l'expression :



et le piégeage dans les zones sombres s'effectue suivant la relation ;



Dans certains cristaux, pour mieux juger de la justesse des mécanismes mis en jeu, la considération de plusieurs niveaux dans la bande interdite est nécessaire [59, 60].

L'effet photoréfractif dit conventionnel est restreint à la photo-excitation des charges situées dans la bande interdite vers la bande de conduction ou encore entre la bande de

8. Dans de nombreux cristaux la photoexcitation se fait par des trous et non pas par des électrons. Dans ce cas le modèle de Kukhtarev est applicable directement sous la condition que les porteurs de charges n'interviennent pas simultanément. Des modèles considérant la redistribution simultanée des électrons et de trous ont été développés par la suite, voir [56–58]

valence et la bande interdite. Par contre, si l'énergie incidente est supérieure à l'énergie du gap du matériau, les électrons situés dans la bande de valence sont excités et émis directement dans la bande de conduction. Cet effet photoréfractif dit interbande [61, 62] présente une absorption importante du fait de la possibilité d'exciter une densité d'électrons considérable entraînant ainsi un processus de photoexcitation beaucoup plus rapide que celui ayant lieu dans l'effet photoréfractif conventionnel.

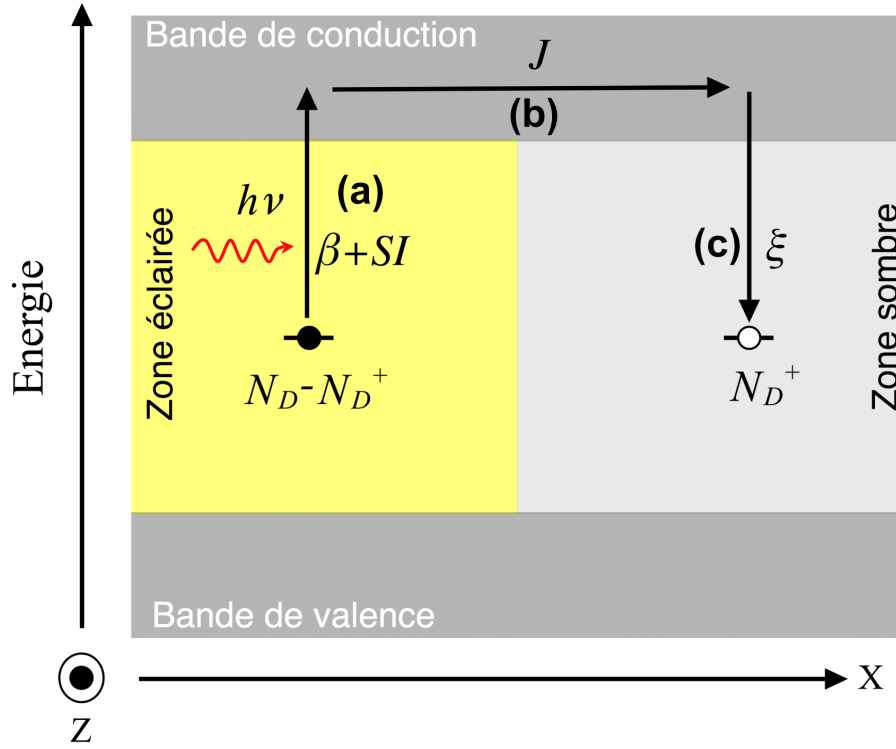


FIGURE 1.9 – Schéma simplifié représentant les mécanismes intervenant dans l'effet photoréfractif conventionnel pour un seul type de porteur. (a) Photoexcitation, (b) Transport de charges, (c) Recombinaison.

Une illumination homogène du matériau ne génère pas de champ de charge d'espace mais peut en modifier les propriétés comme l'absorption ou la conductivité. Au contraire une illumination inhomogène provoque une redistribution des charges menant à une modification de l'indice de réfraction.

Afin d'obtenir une telle illumination, le cristal est éclairé par une intensité lumineuse résultant de l'interférence de deux faisceaux. Leurs amplitudes du champ soient A_1 et A_2 et leurs vecteurs d'ondes $\vec{k}_1$ et $\vec{k}_2$ respectivement, ainsi on obtient une figure d'intensité

sinusoïdale sous la forme :

$$I = I_0 \{1 + m \cdot \cos(\vec{K} \cdot \vec{r})\}; \quad (1.30)$$

où $\vec{K} = \vec{k}_2 - \vec{k}_1$, $I_0 = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} (|A_1|^2 + |A_2|^2)$ et $m = 2 \frac{|A_1||A_2|}{|A_1|^2 + |A_2|^2}$ ⁹, sont respectivement le vecteur d'onde, l'intensité moyenne et le taux de modulation. Dans notre modèle du diagramme de bande (Figure 1.9) nous avons considéré que seuls les électrons participent au transport de charge et qu'il n'existe qu'un seul type de centre photoexcitable. Dans cette configuration, pour une onde électromagnétique I du type décrit ci-dessus, le taux de génération d'électrons est donnée par $(sI + \beta)(N_D - N_D^+)$ et le taux de recombinaison des électrons est donné par $\xi n_e N_D^+$. Ici n_e représente la densité d'électrons libres, N_D la densité des donneurs, N_D^+ la densité des donneurs ionisés, β , s , ξ sont les coefficients d'excitation thermique, de photoexcitation et de recombinaison des électrons. Nous pouvons alors écrire l'équation décrivant l'évolution temporelle des taux de génération des donneurs ionisés :

$$\frac{\partial N_D^+}{\partial t} = (sI + \beta)(N_D - N_D^+) - \xi n_e N_D^+. \quad (1.31)$$

Les différents processus contribuant à la migration des électrons dans la bande de conduction sont résumés par l'équation suivante :

$$\begin{aligned} \vec{J} &= \vec{J}_{ent} + \vec{J}_{diff} + \vec{J}_{ph} \\ &= \underbrace{e\mu n_e \vec{E}}_{\vec{J}_{ent}} + \underbrace{\mu k_B T \vec{\nabla} n_e}_{\vec{J}_{diff}} + \underbrace{esI(N_D - N_D^+) \vec{L}_{ph}}_{\vec{J}_{ph}} \end{aligned} \quad (1.32)$$

- Le terme $\vec{J}_{ent}$ est la composante du courant liée à l'entraînement (drift current) sous l'application d'un champ électrique local $\vec{E}$, e est la charge élémentaire et μ la mobilité électronique.
- La composante $\vec{J}_{diff}$ est liée à la diffusion statistique des électrons libres, k_B représente la constante de Boltzmann et T la température absolue. Ce courant est la conséquence du déplacement des porteurs des régions de forte densité vers les régions de moins forte densité. Ce terme dérive de la première loi de Fick qui stipule que le flux de matière est localement contrôlé par le gradient de la densité de porteurs : $\vec{J}_{diff} = (-e) \cdot (-D \vec{\nabla} n_e)$ avec D le coefficient de diffusion. La valeur de ce coefficient dépend

9. Ceci est valable pour la polarisation s des deux ondes.

de la facilité des porteurs à se déplacer sous l'effet d'une force engendrée par un gradient de la densité des porteurs. Mais il dépend également de paramètres thermodynamiques comme la température T . On modélise ce coefficient en faisant le lien entre l'équation de diffusion et la nature microscopique du mouvement des particules par la relation d'Einstein $eD = \mu k_B T$.

- $\vec{J}_{ph}$ représente la composante liée à l'effet photovoltaïque [63] où $\vec{L}_{ph}$ est le vecteur de dérive photovoltaïque. Sous absorption de photons, le courant $\vec{J}_{ph}$ est obtenu en absence de champ appliqué dû à l'asymétrie locale du potentiel vu par l'électron photo-éxcité.

En associant les équations de Maxwell-Gauss $\vec{\nabla} \cdot \vec{D} = \rho$ ¹⁰ et de continuité $\frac{\partial \rho}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot \vec{J} = 0$ aux Equations (1.31) et (1.32), on obtient le système d'équations à la base du modèle développé par Kukhtarev-Vinetskii [23, 24] :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial N_D^+}{\partial t} = (sI + \beta)(N_D - N_D^+) - \xi n_e N_D^+ \\ \vec{J} = e\mu n_e \vec{E} + \mu k_B T \vec{\nabla} n_e + esI(N_D - N_D^+) \vec{L}_{ph} \\ \vec{\nabla} \cdot \vec{D} = e(N_D^+ - N_A - n_e) \\ \frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot \vec{J} = 0 \end{array} \right. \quad (1.33)$$

avec $\vec{D} = \epsilon_0 \epsilon_r \vec{E}_{sc}$ le vecteur déplacement électrique résultant. Ce système d'équations permet de décrire convenablement l'effet photoréfractif dans la plupart des matériaux photoréfractifs. L'étude des mécanismes photoréfractifs qui va suivre reposera en grande partie sur ce système d'équations aux dérivées partielles.

Champ de charge d'espace photo-induit

a. Cas stationnaire

La résolution du système d'équations aux dérivées partielles couplées de Kukhtarev est trop complexe pour qu'une solution analytique du champ de charge d'espace soit déterminée. Pour y arriver, l'idée principale réside dans le fait d'injecter dans le système

10. $\rho = e(N_D^+ - N_A - n_e)$ représente la distribution de charge d'espace inhomogène.

d'équations un développement de Fourier des inconnues, en vue de sa linéarisation. La solution générale est beaucoup plus riche en modes spatiaux que l'excitation lumineuse. Mais dans le cas d'un taux de modulation faible $m \ll 1$, elle reproduit l'éclairement incident. Dans ces conditions, nous pouvons nous limiter aux deux premiers termes de la série de Fourier, ainsi la décomposition des grandeurs caractéristiques représentant les inconnues dans le système d'équations est introduite sous la forme :

$$n_e = n_{e0} + \Re\{n_{e1}e^{(-i\vec{K} \cdot \vec{r})}\} \quad (1.34)$$

$$N_D^+ = N_{D0}^+ + \Re\{N_{D1}^+e^{(-i\vec{K} \cdot \vec{r})}\} \quad (1.35)$$

$$J = J_0 + \Re\{J_1e^{(-i\vec{K} \cdot \vec{r})}\} \quad (1.36)$$

$$E = E_0 + \Re\{E_1e^{(-i\vec{K} \cdot \vec{r})}\} \quad (1.37)$$

Dans le cas du régime stationnaire, la linéarisation des termes non linéaires s'effectue en négligeant le produit des termes de plus grand ordre ainsi une linéarisation du système d'équations de Kukhtarev permettant l'existence d'une solution analytique du champ de charge d'espace. Après quelques étapes de calculs, en négligeant la contribution de l'effet photovoltaïque, on montre que la distribution du champ de charge d'espace E_{sc} s'écrit :

$$E_{sc} = \frac{E_q(iE_d - E_0)}{E_q + E_d - iE_0}m. \quad (1.38)$$

Le terme E_d , représente le champ de diffusion qui est le champ maximum que l'on peut photoinduire par agitation thermique :

$$E_d = K \frac{k_B T}{e}, \quad (1.39)$$

où $K = |\vec{K}|$.

Le terme E_q est le champ maximum que l'on peut photoinduire dans le matériau en

redistribuant au mieux les électrons dans les centres profonds :

$$E_q = e \frac{N_{eff}}{K \epsilon_0 \epsilon_r}, \quad (1.40)$$

avec $N_{eff} = N_A(N_D - N_A)/N_D$ la densité effective de centres. Dans le cas où le champ appliqué est nul ($E_0=0$) le champ de charge d'espace s'écrit :

$$E_{sc} = im \frac{E_q E_d}{E_q + E_d}. \quad (1.41)$$

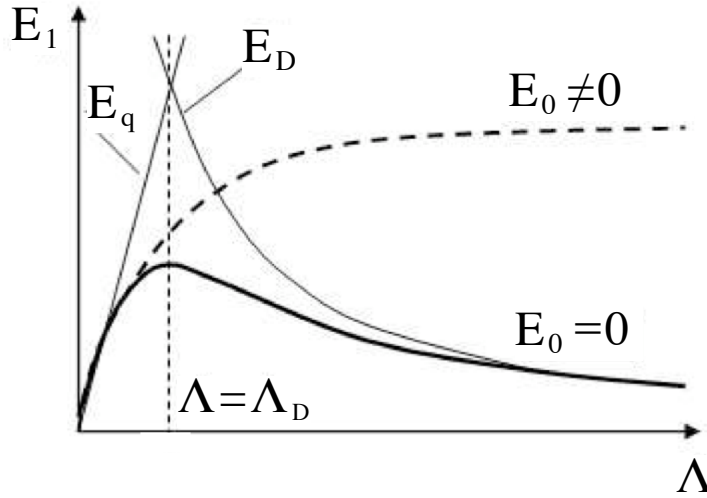


FIGURE 1.10 – Evolution du champ de charge d'espace en fonction du pas du réseau ($\Lambda = \frac{2\pi}{K}$).

Le champ $E_d \propto K$ et le champ $E_q \propto 1/K$ influent de manière importante sur le champ de charge d'espace (Figure 1.10). Le champ de charge d'espace aux petits pas est limité par E_q . Aux grands pas les faibles gradients de charges entraînent une diffusion faible.

b. Evolution dynamique du champ de charge d'espace

En procédant de manière similaire au cas stationnaire, à partir du système d'équations de Kukhtarev, avec un champ nul, on montre que la dépendance en temps du champ de

charge d'espace durant la formation se met sous la forme :

$$E_{sc} = E_{sc}(t \rightarrow \infty)(1 - e^{-\frac{t}{\tau_{pr}}}). \quad (1.42)$$

$E_{sc}(t \rightarrow \infty)$ est le champ de charge d'espace dans le cas stationnaire Equation (1.41) et τ_{pr} la constante de temps définie par la relation :

$$\tau_{pr} = \tau_{di} \frac{1 + (\frac{K}{K_d})^2}{1 + (\frac{K}{K_{Db}})^2} \quad (1.43)$$

avec τ_{di} , le temps de relaxation diélectrique, K_d , l'inverse de la longueur de diffusion notée l_d , et K_{Db} , le vecteur d'onde de Debye. Ces trois quantités sont définies respectivement par les relations

$$\tau_{di} = \frac{\epsilon_0 \epsilon_r}{\sigma} = \frac{\epsilon_0 \epsilon_r}{e \mu n_{e0}}, \quad (1.44)$$

$$K_d = \sqrt{\frac{e \xi N_A}{\mu k_B T}}, \quad (1.45)$$

$$K_{Db} = \sqrt{\frac{e^2 N_{eff}}{\epsilon_0 \epsilon_r k_B T}}, \quad (1.46)$$

Le temps d'écriture de la relation (1.43), dans les matériaux photoréfractifs dépend essentiellement du temps de relaxation diélectrique τ_{di} (Equation (1.44)), qui est lui même inversement proportionnel à la conductivité totale σ ¹¹. D'une façon similaire, dès la coupure de l'excitation lumineuse ou sous illumination homogène, le champ de charge d'espace formé disparaît en subissant une décroissance exponentielle du type :

$$E_{sc} = E_{sc}(t = 0)(e^{-\frac{t}{\tau_{pr}}}). \quad (1.47)$$

La valeur de τ_{pr} peut donc changer entre la formation et la décroissance du réseau photoréfractif si l'intensité moyenne d'illumination I_0 change.

11. $\sigma = \sigma_{ph} + \sigma_{th}$, où σ_{ph} est la photoconductivité et σ_{th} est la conductivité thermique.

A la suite de cette description de l'effet photoréfractif, quelques remarques importantes peuvent être émises. Par exemple, il peut conduire à des variations importantes de l'indice de réfraction sous illumination par des lasers de faible puissance. On notera aussi que l'effet photoréfractif est réversible. Lors d'une illumination homogène, les charges sont distribuées de manière aléatoires et détruisent le champ de charge d'espace.

Dans la suite de notre étude, dans le Chapitre 3 une théorie décrivant la formation de guides photo-induits (1D) à partir du système d'équations de Kukhtarev-Vinetskii sera développée. Elle se base sur une illumination inhomogène mais non sinusoidale dans un cristal photoréfractif et ne fait pas intervenir les approximations de Fourier.

2

Description générale des cristaux $\text{Sr}_x\text{Ba}_{1-x}\text{Nb}_2\text{O}_6$, LiTaO_3 et $\text{Sn}_2\text{P}_2\text{S}_6$

Dans ce chapitre, nous proposons une introduction aux propriétés diélectriques et structurales des ferroélectriques, puis une description détaillée des différents cristaux ferroélectriques utilisés durant ce travail de thèse.

2.1 Propriétés des matériaux ferroélectriques

En cristallographie, il existe 32 classes de symétrie (Figure 2.1 [64]), 11 possèdent un centre d'inversion. Les 21 restantes ne sont pas centrosymétriques et, parmi elles, 20 possèdent la caractéristique de subir sous l'influence d'un champ électrique une déformation mécanique et inversement (effet piézo-électrique). Parmi ces 20 classes piézo-électriques, 10 possèdent un axe polaire et les matériaux correspondant ont des moments dipolaires qui sont fonction de la température (matériaux pyro-électriques). Pour certains d'entre eux, lorsque le sens de la polarisation spontanée peut être inversée par application d'un champ électrique, on parle de matériaux ferroélectriques.

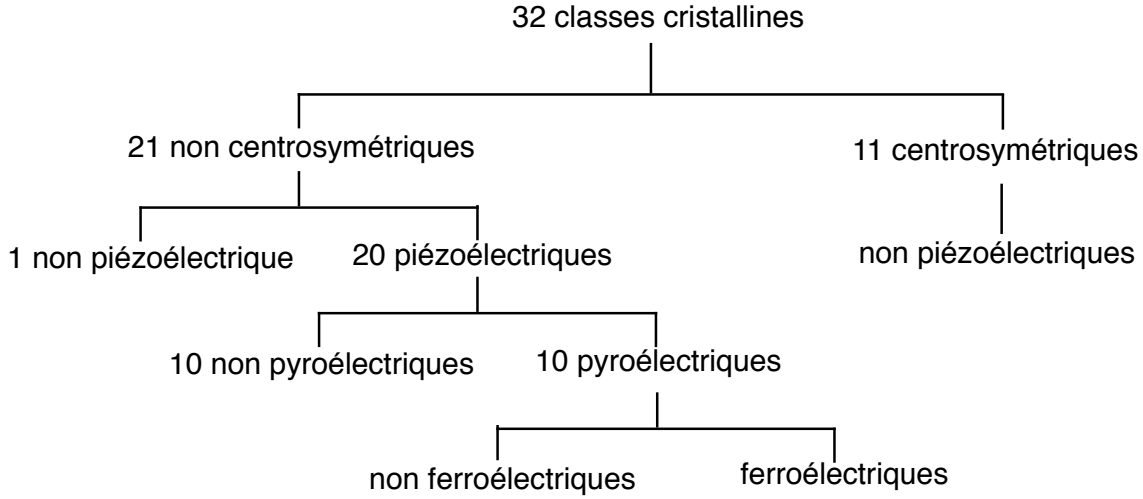


FIGURE 2.1 – Classification des différents classes cristallines et leurs propriétés [64].

2.1.1 Ferroélectricité et polarisation

Un matériau ferroélectrique se caractérise par une transition structurale ayant lieu à une température que l'on appelle température de Curie (T_c). Au-dessous de la température de transition, le cristal possède une phase ferroélectrique ($T < T_c$). Pour $T > T_c$ on a par contre une phase paraélectrique. Dans la plage de température correspondante à la phase ferroélectrique le matériau possède une polarisation spontanée P_s en l'absence d'un champ électrique. Cette polarisation spontanée peut-être inversée par l'application d'un champ approprié. Ce renversement de polarisation s'inscrit dans un cycle d'hystérésis semblable à celui de la Figure 2.2. Il décrit l'évolution de la polarisation en fonction du champ électrique dans l'état ferroélectrique. A partir de ce cycle certaines caractéristiques ferroélectriques du matériau peuvent être déduites comme la polarisation rémanente P_r , la polarisation de saturation souvent appelée polarisation spontanée P_s ou le champ coercitif E_c . La polarisation rémanente P_r est la polarisation qui subsiste à travers le cristal quand le champ électrique est nul. La polarisation de saturation correspond à la polarisation où tous les domaines sont alignés et orientés suivant la direction du champ électrique. Le champ coercitif E_c permet d'annuler la polarisation de l'échantillon. A titre d'exemple, la Figure 2.3 présente des exemples de cycles d'hystérésis expérimentaux du SBN ($x = 0.61$) [65].

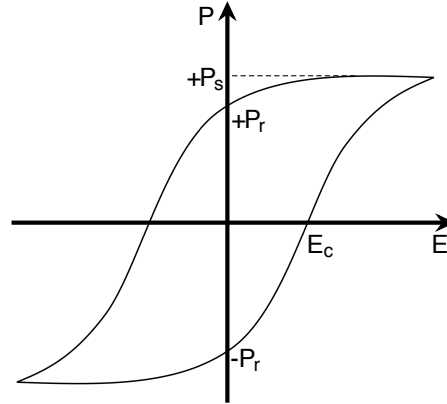


FIGURE 2.2 – Cycle d’hystérésis d’un composé ferroélectrique.

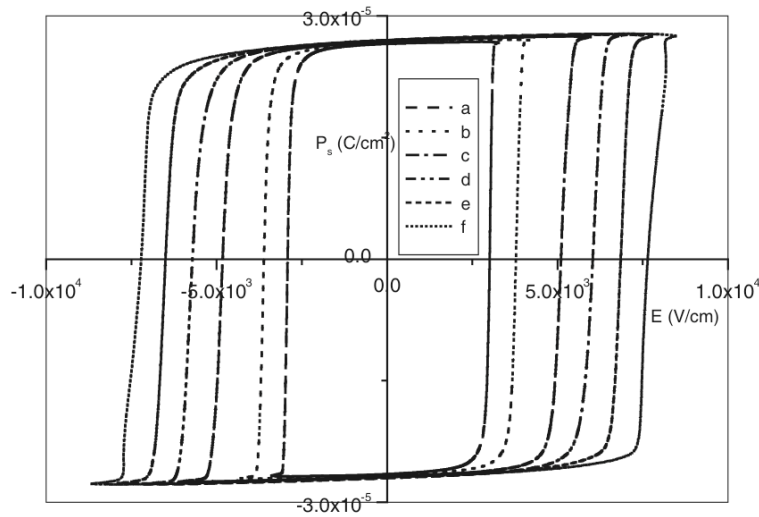


FIGURE 2.3 – Cycles d’hystérésis observés dans un cristal de SBN ($x = 0.61$). Les courbes correspondent à différentes fréquences d’application du champ donc à différentes vitesse de variation du champ : (a) 0.01 Hz - 17 V/s, (b) 0.1 Hz - 200 V/s, (c) 1.0 Hz - 3 kV/s, (d) 3.0 Hz - 11 kV/s, (e) 10 Hz - 40 kV/s, (f) 30 Hz - 130 kV/s. On note que le champ coercitif augmente avec la fréquence du champ. Dans cette exemple la polarisation spontanée, à la température ambiante vaut $P_s = 25 \pm 2 \mu\text{C}/\text{cm}^2$ [65].

Les matériaux ferroélectriques sont organisés en domaines et le vecteur polarisation dans chacun de ces domaines peut prendre une direction différente de celle des domaines voisins. La polarisation totale est donnée par la somme vectorielle pondérée des vecteurs polarisation des différents domaines. Au niveau des parois de domaines le réseau cristallin n'est pas interrompu, il reste continu bien qu'il soit distordu au niveau de celles-ci.

2.1.2 Transition de phase

Dans l'état ferroélectrique, en l'absence de champ électrique, au sein du matériau les centres de gravité des charges positives et négatives ne coïncident pas. Cet état fait apparaître un moment électrique dipolaire permanent à l'origine de la polarisation spontanée. Mais au-delà de la température de Curie T_c , comme nous l'avons abordé dans la section précédente, le matériau polaire perd son caractère ferroélectrique ; cette transition de phase le faisant évoluer vers un état paraélectrique avec une polarisation spontanée nulle. Dans cette phase le cycle d'hystérésis disparaît et la polarisation $\vec{P}$ induite varie linéairement par rapport au champ appliqué $\vec{E}$ selon la relation :

$$\vec{P} = \epsilon_0 \chi \vec{E}, \quad (2.1)$$

avec χ la susceptibilité électrique et ϵ_0 la permittivité du vide. Dans la phase paraélectrique $T > T_c$, l'évolution de la permittivité diélectrique ϵ est décrite par la loi de Curie-Weiss :

$$\epsilon = \frac{C}{T - T_0} \quad (2.2)$$

où C et T_0 sont respectivement la constante et la température de Curie-Weiss. La transition à la température T_c entre les phases ferroélectriques et paraélectriques se manifestent par un maximum de la variation de la constante diélectrique ϵ avec la température. Ce maximum de la permittivité diélectrique est atteint à la température de Curie T_c (voir les Figures 2.4(c) et 2.5(c)).

Dans la théorie thermodynamique de Landau [66], la transition polaire non-polaire ayant lieu est décrite de manière phénoménologique par l'évolution de l'énergie libre en fonction de la température T et d'un paramètre d'ordre appelé η sous la forme d'un

développement en série :

$$F(T, \eta) = F_0(T) + F_2(T)\eta^2 + F_4(T)\eta^4 + F_6(T)\eta^6 + \dots \quad (2.3)$$

Le paramètre d'ordre η est une variable physique, par exemple la polarisation est un paramètre d'ordre associé à la transition de phase ferroélectrique-paraélectrique. A l'équilibre thermique du système ($\frac{\partial F(T, P)}{\partial P} = 0$), l'état du cristal correspond à $P_s=0$ pour $T > T_c$, alors que pour $T < T_c$ le minimum de $F(T, P)$ correspond à une valeur non nulle de P_s . Deux types de transition de phase sont envisagées selon le signe du terme $F_4(T)$ de la relation (2.3) :

- Si $F_4(T) > 0$, la transition de phase est souvent du premier ordre et se caractérise par une variation discontinue de la polarisation à la température de transition T_c . Cette transition de phase de type displacive se caractérise par l'absence de moments dipolaires dans la phase paraélectrique. Elle résulte du déplacement des atomes dans la maille.
- Si $F_4(T) < 0$, la transition de phase est souvent du second ordre et se caractérise par une variation continue de la polarisation à la température de transition T_c . Cette transition est dans la plupart des cas qualifiée de transition ordre-désordre, elle se manifeste par l'existence de moments dipolaires locaux dans les deux phases ferroélectrique et paraélectrique. Par contre la polarisation macroscopique en phase paraélectrique est nulle, cet état résulte de l'orientation désordonnée des moments dipolaires. C'est l'alignement de ces dipôles suivant certaines directions qui entraîne l'apparition d'une polarisation spontanée dans la phase ferroélectrique.

Les variations des fonctions de l'énergie libre $\Delta F(P, T)$, polarisation spontanée $P_s(T)$ et $\frac{1}{\epsilon_r}(T)$ sont schématiquement représentées respectivement dans le cas d'une transition de phase du premier ordre par la Figure 2.4 et dans le cas d'une transition de phase du second ordre par la Figure 2.5.

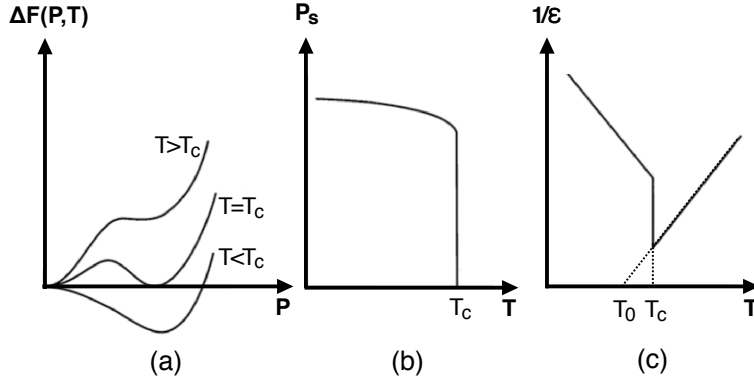


FIGURE 2.4 – Variation de l'énergie libre $\Delta F(P, T)$ (a) en fonction de P et variations thermiques de $P_s(T)$ (b) et $\frac{1}{\epsilon_r}(T)$ (c) dans le cas d'une transition de phase du premier ordre.

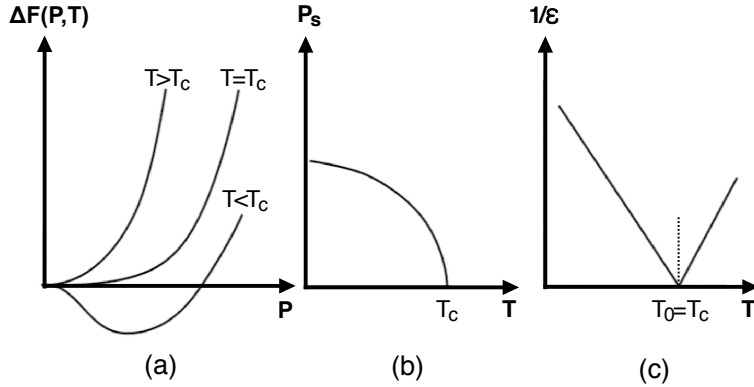


FIGURE 2.5 – Variation de l'énergie libre $\Delta F(P, T)$ (a) en fonction de P et variations thermiques de $P_s(T)$ (b) et $\frac{1}{\epsilon_r}(T)$ (c) dans le cas d'une transition de phase du second ordre.

La Figure 2.6 [67] montre un exemple concernant les variations, de l'inverse de la constante diélectrique $1/\epsilon$ et de la polarisation spontanée P_s en fonction de la température dans le cas de l'hypothiodiphosphate d'étain ($\text{Sn}_2\text{P}_2\text{S}_6$). On notera que ce matériau possède une transition de phase du second ordre [67].

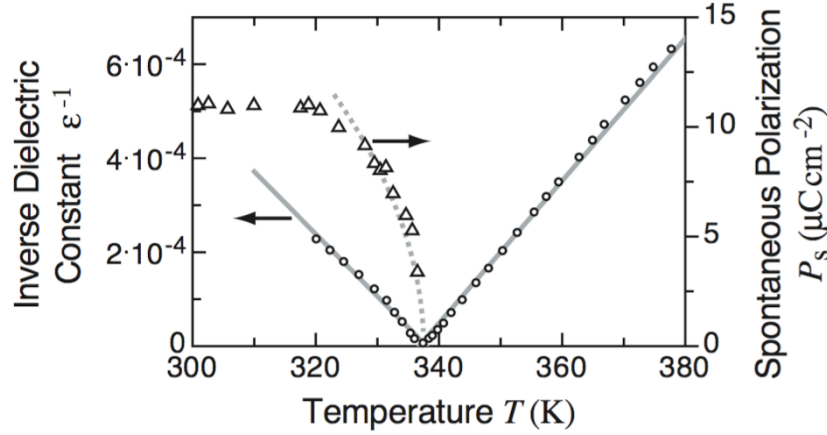


FIGURE 2.6 – Inverse de la constante diélectrique $1/\epsilon$ (cercles) le long de l'axe x en fonction de la température T à basse fréquence (1 kHz). Dépendance en température de la polarisation spontanée P_s (triangles). Les lignes sous formes de traits pleins obéissent à la loi $\epsilon = \frac{C}{T-T_0}$, avec $T_0 = 337$ K, $C=0.66 \cdot 10^5$ K au-dessus de T_0 et $C=0.75 \cdot 10^5$ K au-dessous de T_0 [67].

2.2 Niobate de strontium baryum (SBN)

Le $\text{Sr}_x\text{Ba}_{1-x}\text{Nb}_2\text{O}_6$ que l'on abrège généralement suivant la nomenclature SBN : $x\%$ est un matériau intéressant aussi bien au niveau de la recherche fondamentale que de la recherche appliquée. Il est étudié pour ses propriétés électro-optiques, piézo-électriques et pyro-électriques exceptionnelles [68, 69], il est adapté à de nombreuses applications dans le domaine de l'optique guidée et de la photoréfractivité. Il peut-être utilisé pour la modulation électro-optique [70], la conjugaison de phase [71], les systèmes de stockage holographique [72, 73], génération de solitons photoréfractifs [74], la génération de seconde harmonique [75].

2.2.1 Croissance

Les cristaux de SBN peuvent être obtenus par les techniques Czochralski [76, 77], Stepanov [78] ou encore par la techniques Bridgman [79]. La technique la plus répandue est celle de Czochralski. La croissance est réalisée à partir d'un chargement initial d'un creuset en platine, de poudres de BaCO_3 , SrCO_3 et Nb_2O_5 et l'axe de croissance s'effectue le long de l'axe polaire. Le cristal croît sous forme cylindrique développant l'apparition de facettes que l'on peut distinguer sur la photo de la Figure 2.7. Des poudres d'oxydes de métaux de transition (Cr) ou de terres rares (Ce) peuvent y être incorporées afin d'augmenter la

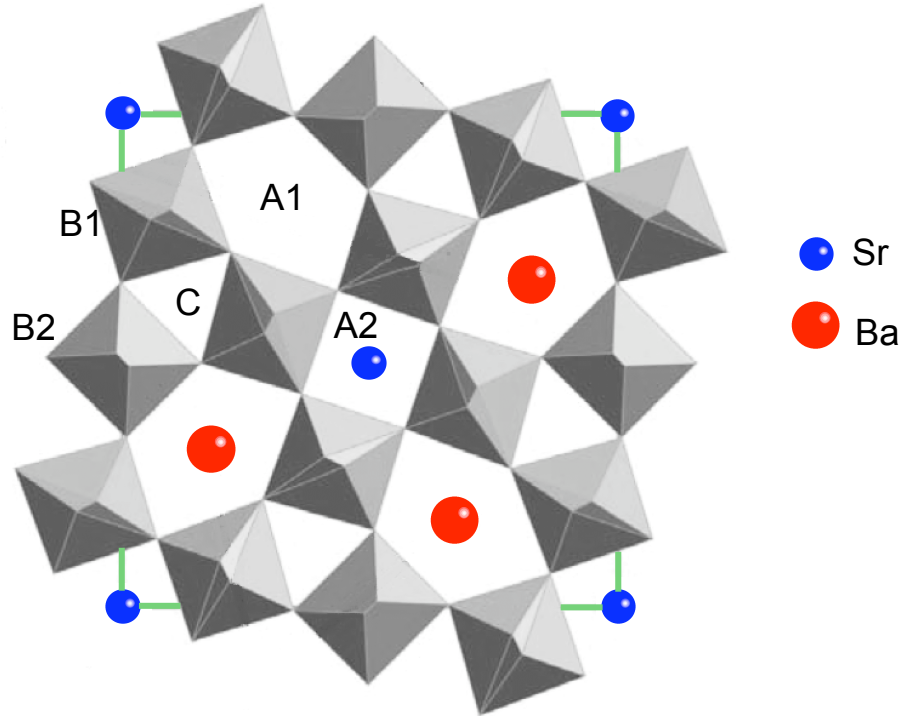


FIGURE 2.7 – Exemples de cristaux de SBN (Altechna Co. Ltd.).

sensibilité photoréfractive. Le mélange est d'abord porté à plus de 1400 °C, puis ramené à la température ambiante en passant par la transition de phase para-ferroélectrique.

2.2.2 Structure cristalline

A température ambiante le SBN est ferroélectrique et appartient au groupe ponctuel 4mm. Il est uniaxe négatif avec une polarisation spontanée selon l'axe c et possède des coefficients électro-optiques élevés [31, 32, 69, 80]. Il appartient à la famille tungstène bronze dont la formule chimique générale s'écrit $(A1)_4(A2)_2C_4(B1)_2(B2)_8O_{30}$. Une projection de la maille selon l'axe c , est représentée par la Figure 2.8. La structure du SBN est construite autour d'une chaîne cristallographique d'octaèdres NbO_6 de types B1 et B2 [81–83]. Ces octaèdres sont liés par leurs sommets de manière à former trois types de motifs différents en forme de canaux traversant la structure parallèlement à l'axe c . Le canal à section triangulaire est toujours vide (C), le deuxième canal à section pentagonale est partiellement occupé par des cations Sr^{2+} ou Ba^{2+} (A1), et le troisième canal à section quadratique (A2) est partiellement ou totalement remplie par des cations Sr^{2+} mais peut aussi contenir des cations Ba^{2+} . Cette répartition des ions est due à un plus grand rayon ionique du Ba par rapport au Sr et dépend également de la valeur de x . La région tétragonale tungstène bronze de la structure du SBN se trouve dans la fenêtre $0.25 \leq x \leq 0.75$ [81].

FIGURE 2.8 – Exemple d’une maille de SBN projetée suivant l’axe c .

2.2.3 Propriétés physiques

Le tenseur électro-optique à contrainte nulle s’écrit :

$$r = \begin{pmatrix} 0 & 0 & r_{13} \\ 0 & 0 & r_{13} \\ 0 & 0 & r_{33} \\ 0 & r_{51} & 0 \\ r_{51} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (2.4)$$

Le coefficient électro-optique le plus grand est r_{33} , il est de 235 pm/V tandis que le coefficient r_{13} n’est que de 47 pm/V dans le SBN : 61 [31] à la longueur d’onde 633 nm. Les valeurs des différents coefficients électro-optiques dans le SBN : 75 sont plus élevées que dans le SBN : 61 [69]. Ceci est dû principalement à la différence de température de transition de phase entre les deux matériaux, celle-ci est de 83 °C pour le SBN : 61 et 48 °C pour le SBN : 75 [84]. Les températures de Curie T_c des cristaux de SBN sont comprises

dans la fenêtre 10-225°C pour $x = 0.82 - 0.32$ respectivement [85]. Quelques propriétés physiques du SBN : 61 sont présentées dans le Tableau 2.1.

		Références
Constante diélectrique (1 kHz)	$\epsilon_{33} = 800$	[84]
Coefficients électro-optiques ^a	$r_{33} = 235$ pm/V	[31]
	$r_{13} = 47$ pm/V	
Coefficient piézo-électrique d_{23}	24.6 pm/V	[31]
Température de transition de phase T_c	81 °C	[86]
Indices de réfraction ^b	$n_e = 2.2953$	[32]
	$n_o = 2.3116$	

^a $\lambda=514$ nm, ^b $\lambda=633$ nm

TABLE 2.1 – Quelques paramètres physiques du SBN : 61.

2.2.4 Propriétés photoréfractives

Les propriétés photoréfractives du matériau dépendent fortement de la valeur de x contenue dans la formule $\text{Sr}_x\text{Ba}_{1-x}\text{Nb}_2\text{O}_6$. L'augmentation du ratio Sr/Ba accroît les performances ferroélectriques du matériau. L'incorporation de dopants comme Ce ou Cr dans le SBN jouent tout aussi un rôle important au niveau des performances photoréfractives (Tableau 2.2). En forte concentration, le dopage entraîne par ailleurs la diminution de la température de transition de phase [84], il en résulte un accroissement de la permittivité, des coefficients piézo-électriques et électro-optiques. Le SBN dopé Ce a été le premier cristal de SBN dopé, il possède une grande sensibilité photoréfractive, qui est de 4 ordres de grandeurs plus élevées que le SBN non dopé [87].

Cristal	Dopant [wt %]*	T _{max} [°C]
SBN75		48
SBN61		83
SBN61 : Tm ₂ O ₃	2,0	54-56
SBN61 : Nd ₂ O ₃	1,0	58-60
SBN61 : La ₂ O ₃	1,0	61
SBN61 : CeO ₂	0,4	63
SBN61 : CeO ₂	1,6	27-30
SBN61 : La + Ce	1,0 + 0,01	35-37
SBN61 : Yb ₂ O ₃	2,6	62
SBN61 : Tb ₂ O ₃	1,0	70

* Pourcentage en poids dans le mélange

TABLE 2.2 – Influence des dopants des métaux de terres rares sur la température de transition de phase des cristaux de SBN : 61 [87].

2.2.5 Nos échantillons de SBN

Les deux échantillons dont nous disposons pour mener les expériences, sont dopés en cérium (Ce) (Tableau 2.3). La Figure 2.9 représente l'évolution du coefficient d'absorption en fonction de la longueur d'onde. L'échantillon SBN : 61 : Ce, 0.005 mol % est moins absorbant que l'échantillon SBN :61 : Ce, 0.02 mol % dans une zone comprise entre 400 nm et 550 nm.

Cristal	Dimensions axbxc [mm ³]	Absorption α* [cm ⁻¹]
SBN :61 :Ce, 0,02 mol %	10x5x5	0.26
SBN :61 :Ce, 0,005 mol %	10x5x5	0.21

* λ=514 nm

TABLE 2.3 – Paramètres des cristaux de SBN :61 utilisés dans les expériences.

Les données concernant les courbes du coefficient d'absorption α de la Figure 2.9 ont été tracées en tenant compte des pertes par réflexion multiple, en utilisant l'équation :

$$\alpha = \frac{1}{d} \ln(-h + \sqrt{h^2 + \frac{1}{R^2}}) \quad (2.5)$$

$$h = \frac{(1 - R)^2}{2TR^2} \quad (2.6)$$

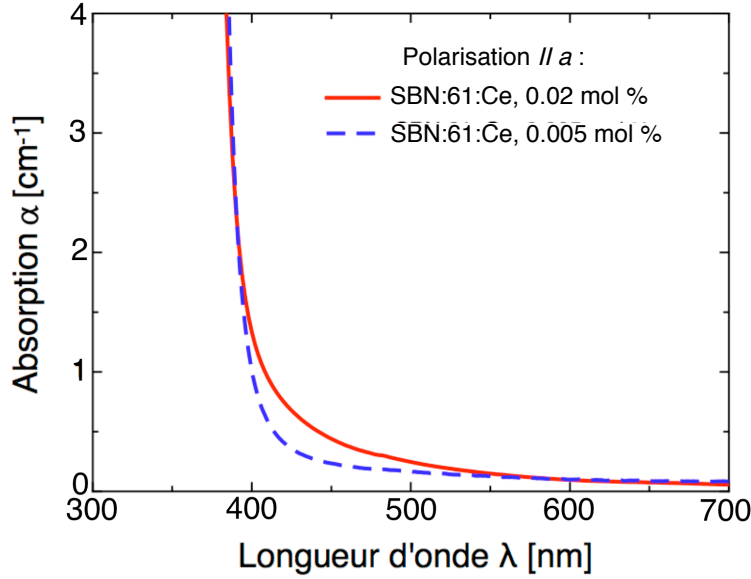


FIGURE 2.9 – Spectres d’absorption du SBN : 61 : Ce, 0,02 mol % et du SBN : 61 : Ce, 0,005 mol %.

où α est le coefficient d’absorption, d l’épaisseur du cristal suivant la direction de propagation de la lumière, T la transmission mesurée et $R = (n - 1)^2 / (n + 1)^2$ la réflectivité aux deux interfaces, avec n l’indice de réfraction.

Pour nos expériences concernant la dynamique des guides, nous avons choisi d’utiliser le SBN qui est un cristal à réponse assez lente (fraction de seconde), car il nous permet de suivre en temps réel la dynamique des guides. Les différentes faces des deux échantillons ont été polis et les deux faces perpendiculaires à l’axe x de chacun des cristaux sont munies d’électrodes destinées à l’application d’un champ électrique extérieur. L’échantillon SBN : 61 : Ce, 0.02 mol % possède des électrodes en graphite¹ par contre l’échantillon SBN : 61 : Ce, 0.005 mol % est revêtu d’électrodes semi-transparentes².

1. Cet échantillon nous permettra de générer des guides d’onde photo-induits à une dimension (1D).

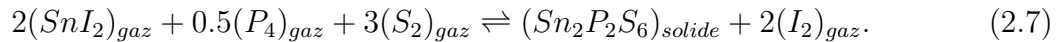
2. Dans le Chapitre 6, on reviendra en détail sur la description et la technique de dépôt de ces électrodes particulières qui sont dédiées à l’obtention de guides photo-induits avec un confinement dans les deux dimensions transversales (2D).

2.3 Hypothiodiphosphate d'étain (SPS)

L'hypothiodiphosphate d'étain ($\text{Sn}_2\text{P}_2\text{S}_6$, SPS) se caractérise par une large fenêtre de transparence entre 0.53 et 8 μm [88] lui permettant de jouer un rôle important pour l'optique non linéaire et l'électro-optique [89–94]. Il est prometteur pour les applications photoréfractives dans le rouge et proche infrarouge [95–97]. Son temps de réponse relativement rapide [97–99] est de deux ordres de grandeurs plus bas que celui du BaTiO_3 dopé en rhodium. Le temps de réponse peut varier avec le dopage, par exemple pour un échantillon de SPS dopé Sb 1.5 % à la longueur d'onde $\lambda = 633 \text{ nm}$, celui-ci est de 1.3 ms pour une intensité de 0.3 W/cm² tandis que pour un échantillon de SPS non dopé le temps de réponse est de 5 ms pour la même intensité [100].

2.3.1 Croissance

La croissance du $\text{Sn}_2\text{P}_2\text{S}_6$ a été décrite pour la première fois par Nitsche en 1970 et al. [101]. Des cristaux massifs $\text{M}_2\text{P}_2\text{S}_6$ (M=Sn, Cd, Fe) ont été obtenus par la technique de transport en phase vapeur en utilisant de l'iode comme gaz porteur. Le mélange (gaz porteur et substances réactives) est disposé dans un tube en quartz qui est à son tour placé dans une enceinte chauffée suivant un gradient de température permettant la croissance par transport chimique. La réaction chimique a lieu dans la zone de l'enceinte où la température est la plus élevée (T_1 comprise entre 650°C et 700°C)³ tandis que la croissance a lieu dans la zone où la température est la moins élevée correspondante à T_2 inférieure de 20°C par rapport à T_1 ⁴. Le temps moyen de croissance avoisine une centaine d'heures. Des agents de transport comme SnI_2 ou SnI_4 peuvent aussi être utilisés. Selon l'agent, la vitesse de croissance, la cristallisation et la stoechiométrie du cristal s'en trouvent modifiés du fait de la variation de la dynamique de transport. Une réaction possible à l'équilibre pour le transport peut être :



I_2 et SnI_4 donnent lieu à des cristaux de couleur jaune. Il a été trouvé qu'avec l'agent de transport SnI_2 , on peut obtenir des cristaux de couleur brun clair avec des performances photoréfractives plus élevées [102]. Le SPS peut aussi être synthétisé sous forme de poudre cristalline à température ambiante à partir d'une solution aqueuse [103]. Il peut également

3. Evaporation

4. Cristallisation

être obtenu par la méthode Bridgman. Jusqu'à récemment les cristaux fabriqués par cette technique n'étaient pas transparents et ils étaient utilisés plutôt dans des applications piézo et pyro-électriques [67]. Des progrès récents ont permis à ce type de cristal conçu par cette méthode de s'ouvrir aux applications optiques [100].

2.3.2 Structure cristalline

A température ambiante le $\text{Sn}_2\text{P}_2\text{S}_6$ est un matériau ferroélectrique appartenant au groupe de symétrie m possédant une structure monoclinique. Le cristal atteint la transition de phase du second ordre et passe dans la phase paraélectrique (groupe de symétrie $2/m$) à la température $T_c \simeq 65^\circ\text{C}$ [104]. La structure du $\text{Sn}_2\text{P}_2\text{S}_6$ est représentée par la Figure 2.10 selon la convention choisie par Grabar et al. [67]. Elle est principalement composée de deux éléments (Sn) d'une part et le groupe (P_2S_6) formant deux pyramides trigonales (PS_3) liées entre elles par une liaison P-P d'autre part. Les paramètres de maille sont $a=9.375 \text{ \AA}$, $b=7.488 \text{ \AA}$, $c=6.513 \text{ \AA}$, et l'angle β entre a et c est de 91.15° . Le système de coordonnées cartésiennes est défini de la manière suivante : l'axe x est dévié de 1.15° par rapport à l'axe cristallographique a , ce dernier forme un angle de 15° avec le vecteur de la polarisation spontanée $\vec{P}_s$. L'axe y est perpendiculaire au plan de la figure et correspond à l'axe cristallographique b . Finalement, l'axe z est perpendiculaire à x et y et est parallèle à l'axe cristallographique c .

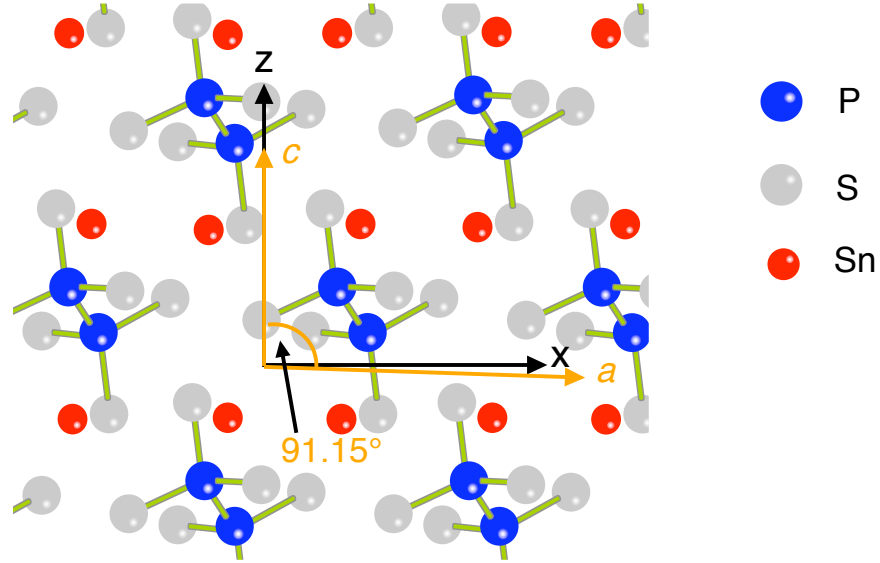


FIGURE 2.10 – Structure du hypothiodiphosphate d'étain. Le plan de symétrie est parallèle au plan de la figure.

2.3.3 Propriétés physiques

Le tenseur électro-optique du troisième ordre pour les matériaux du groupe m possède 10 composantes indépendantes et dans le système de coordonnées $(x, y, z) = (1, 2, 3)$, celui-ci à la forme⁵ :

$$r_{ijk} = \begin{pmatrix} r_{111} = 174 & 0 & r_{113} \\ r_{221} = 92 & 0 & r_{223} \\ r_{331} = 42 & 0 & r_{333} \\ 0 & r_{322} & 0 \\ r_{131} = -21 & 0 & r_{133} \\ 0 & r_{122} & 0 \end{pmatrix} \quad (2.8)$$

avec $r_{ijk} = r_{jik}$. Seul les coefficients électro-optiques r_{ijk} avec un champ appliqué dans la direction x sont connus à ce jour par des mesures directes [94]. Des estimations indirectes

5. Les coefficients r_{ijk} de la première colonne du tenseur électro-optique de la relation 2.8 sont exprimés en pm/V.

des rapports entre les coefficients existent [105] et sont basées sur la diffusion holographique de la lumière sur des mesures de diffraction anisotrope de Bragg. Néanmoins, ces mesures ne permettent pas de tirer des conclusions quantitatives sur les rapports existants entre les coefficients obtenus par une mesure directe, car l'ensemble des coefficients déterminant la contribution piézo-élasto-optique n'est pas connue [48]. Le Tableau 2.4 présente quelques propriétés importantes du $\text{Sn}_2\text{P}_2\text{S}_6$.

		Références
Polarisation spontanée	$15 \mu\text{C}/\text{cm}^2$	[106]
Fenêtre de transparence	530 - 8000 nm	[88]
Indice de réfraction	$n_1 = 3.0256$	[92]
	$n_2 = 2.9309$	
	$n_3 = 3.0982$	
Constante diélectrique ϵ_{11}	230-300	[107]
Coefficient électro-optique ^a r_{111}^T	174 pm/V	[94]
Champ coercitif E_c	0.75 kV/cm	[106]
Coefficient piézo-électrique d_{111}	255 pC/N	[108]
Coefficient pyro-électrique p_1	$7 \cdot 10^{-4} \text{ C}/(\text{m}^2\text{K})$	[109]
Densité ρ	$3.54 \cdot 10^3 \text{ kg}/\text{m}^3$	[110]
Constante élastique C_{1111}	$4.2 \cdot 10^{10} \text{ N}/\text{m}^2$	[111]
Capacité calorifique C_p	240 J/(mol K)	[112]
Conductivité thermique λ_1	0.5 J/(s m K)	[113]
Susceptibilité ^b du 2 ^{eme} ordre	$\chi_{1111}^2 = 24 \text{ pm}/\text{V}$	[93]
Susceptibilité ^b du 3 ^{eme} ordre	$\chi_{1111}^3 = 17 \cdot 10^{-20} \text{ m}^2\text{V}^2$	[93]

^a $\lambda=632.8 \text{ nm}$, ^b $\lambda=1907 \text{ nm}$

TABLE 2.4 – Quelques propriétés physiques du $\text{Sn}_2\text{P}_2\text{S}_6$ à température ambiante.

2.3.4 Propriétés photoréfractives

L'étude des propriétés photoréfractives dans les cristaux de $\text{Sn}_2\text{P}_2\text{S}_6$ a débuté en 1991, avec Grabar et al. [114]. Un nouveau pas a été franchi en 2001 quand le nouveau cristal "brun" a été obtenu [102] et en 2003 avec la croissance des échantillons dopés en tellure ($\text{Sn}_2\text{P}_2\text{S}_6:\text{Te}$) [107]. Ils sont tous deux plus performant que le cristal "jaune" normal, en gain photoréfractif et rapidité. Les différents paramètres importants de ces trois types de cristaux de $\text{Sn}_2\text{P}_2\text{S}_6$ sont exposés dans le Tableau 2.5 [67].

Echantillon de $\text{Sn}_2\text{P}_2\text{S}_6$	λ [nm]	$\alpha_x[\text{cm}^{-1}]$	$\Gamma_{max}[\text{cm}^{-1}]$	$\tau[\text{ms}]$
Jaune	633	0.5	4-7	10-50
	780	0.2	2-5	100
Brun	633	5.7	38	4
	780	1.0	18	10
Dopé Te (1%)	633	1.0	10	2.5
	780	0.4	6	7

TABLE 2.5 – Paramètres photoréfractifs de quelques cristaux de $\text{Sn}_2\text{P}_2\text{S}_6$ à deux longueurs d'ondes λ : α_x , le coefficient d'absorption pour une lumière polarisée suivant x ; Γ_{max} , gain maximal pour mélange à deux ondes ; τ , temps de réponse pour un pas de $1 \mu\text{m}$ avec une intensité lumineuse de $1\text{W}/\text{cm}^2$ [67].

2.3.5 Nos échantillons de SPS

La croissance des cristaux de $\text{Sn}_2\text{P}_2\text{S}_6$ dont nous disposons pour nos études a été effectuée à l'université d'Uzhgorod en Ukraine avec laquelle une collaboration a été conduite (A.A. Grabar, Yu. M. Vysochanskii). Les deux échantillons ont été polis et polarisés par application d'un champ électrique⁶. L'évolution de la constante d'absorption en fonction de la longueur d'onde est décrite par la Figure 2.11. Les spectres tiennent compte des réflexions multiples sur les différentes faces des cristaux (Equations (2.5) et (2.6)) et de la dispersion de l'indice de réfraction [92]. A la longueur d'onde $\lambda = 633 \text{ nm}$ à laquelle nous travaillons, l'échantillon SPS : Te est moins absorbant que l'échantillon SPS : Sb (Tableau 2.6). Des électrodes en graphite ont été déposées sur les faces perpendiculaires à l'axe x afin d'induire une variation de l'indice de réfraction par l'application d'un champ électrique extérieur. Le choix du $\text{Sn}_2\text{P}_2\text{S}_6$ pour nos travaux réside essentiellement dans son temps de réponse qui est court. Cette caractéristique en fait un matériau adapté aux guides dynamiques et reconfigurables.

6. L'application du champ électrique s'effectue lors du chauffage jusqu'à une température supérieure à la température de transition de phase T_c , ensuite les échantillons sont refroidis lentement sous champ jusqu'à atteindre la température ambiante.

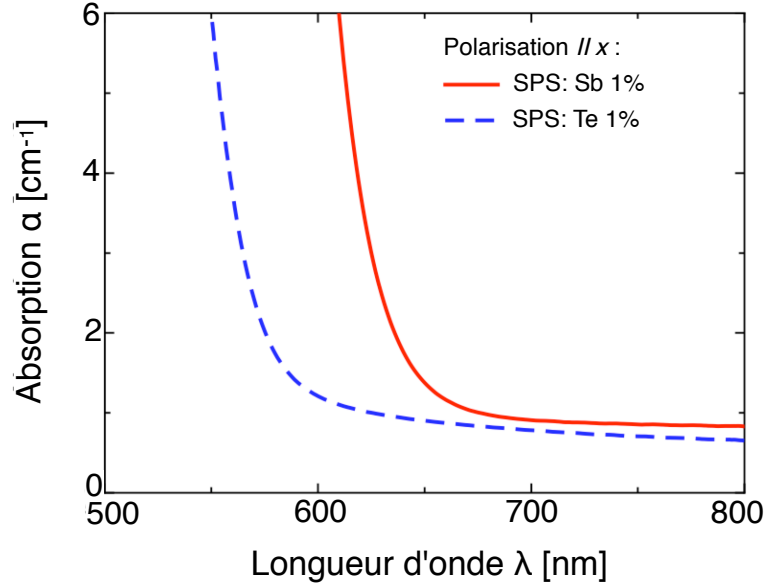


FIGURE 2.11 – Spectres d'absorption du SPS : Sb 1% et du SPS : Te 1%.

Cristal	Dimensions $a \times b \times c$ [mm^3]	Absorption α [cm^{-1}]
SPS :Te (1%)	14x6x6	0.96
SPS :Sb (1%)	8x8x8	2.21

TABLE 2.6 – Paramètres des échantillons de SPS utilisés dans les expériences. Les valeurs de l'absorption sont pour la longueur d'onde $\lambda = 633$ nm et pour la polarisation parallèle à l'axe x .

2.4 Tantalate de lithium, LiTaO_3 (LT)

La structure du LiTaO_3 est isomorphe à celle du niobate de lithium (LiNbO_3). Il suscite un intérêt croissant pour les applications photoréfractives aux longueurs d'ondes UV. Comparé au LiNbO_3 , il possède une plus grande température de Curie, une plus grande résistivité du noir [115], une plus grande résistance aux dommages optiques dans le visible [51, 115, 116], un champ coercitif plus faible [117] et il est transparent sur une plus grande gamme de longueur d'onde s'étalant entre 275 et 5500 nm [118]. Il est utilisé pour l'électro-optique [119, 120], l'acousto-optique [121], dans les détecteurs pyroélectriques [122], le stockage holographique [123], dans le doublage de fréquence [124] et sert de substrats pour les guides d'onde [1, 125], il est aussi utilisé pour la génération des guides photo-induits par effet photoréfractif interbande [20].

2.4.1 Croissance

Les propriétés du LiTaO_3 dépendent du ratio Li/Ta [126]. Pour la composition congruente LiTaO_3 (CLT) le ratio Li/Ta est d'environ 0.951 [127]. Cette non stoechiométrie entraîne la formation de défauts antisites avec l'occupation des sites des ions lithium par des ions tantale. Du fait de ces défauts, dans les cristaux de CLT, l'inversion des domaines de la structure ferroélectrique à température ambiante nécessite l'application d'un champ élevé (22 kV/mm). Afin de supprimer ou de diminuer l'influence des défauts dus à la non stoechiométrie du matériau, il est intéressant de faire croître du LiTaO_3 quasi-stoechiométrique (SLT). Ce type de cristal peut-être obtenu par la technique Czochralski utilisant un double creuset (DCCZ) [118]. Cette technique est équipée d'un système automatique d'approvisionnement permettant de compenser les pertes en Li_2O dans le but de maintenir la composition du bain en fusion constante au cours du procédé du tirage. La masse et le diamètre du cristal tiré sont également contrôlés automatiquement. Les cristaux de SLT obtenus possèdent des coefficients électro-optiques un peu plus élevés que les cristaux de CLT ainsi qu'une plage de transparence plus vaste. Le champ électrique nécessaire pour inverser les domaines est d'environ un ordre de grandeur inférieur à celui du CLT [117].

2.4.2 Structure cristalline

A température ambiante la structure du LiTaO_3 est trigonale et appartient au groupe cristallographique $3m$. Une maille conventionnelle du LiTaO_3 est représentée sur la Figure 2.12. Elle est constituée de plans d'oxygènes parallèles, formant des interstices octaè-

driques. Ces interstices sont remplis pour $1/3$ d'atomes de lithium, $1/3$ d'atomes de tantale, et le dernier $1/3$ reste vacant. L'enchaînement des sites interstitiels est le suivant : Li, vacance, Ta, Li, Ta, vacance,

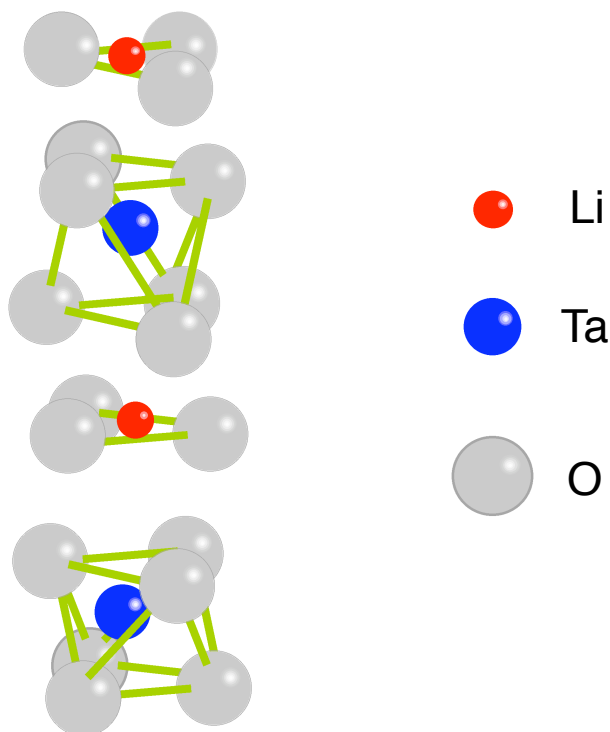


FIGURE 2.12 – Structure du tantalate de lithium.

A température ambiante, les forces d'interactions au sein du cristal deviennent prédominantes devant l'électro-neutralité qui a pour conséquence un déplacement des ions lithium et tantaless par rapport aux plans d'oxygènes. De ce déplacement résulte l'apparition d'une polarisation spontanée P_s au sein du cristal (Figure 2.13a et c). Du fait de l'équiprobabilité qu'ont les ions de basculer d'un côté ou de l'autre des plans d'oxygènes, deux polarisations spontanées opposées sont possibles. Par contre lorsque le cristal est chauffé au-delà de la température de Curie $T_c \simeq 870$ K dans le cas du CLT [128], dans la phase paraélectrique les ions tantaless se trouvent entre deux plans d'oxygènes à égales distance de ceux-ci (Figure 2.13b). Le cristal est ainsi localement neutre.

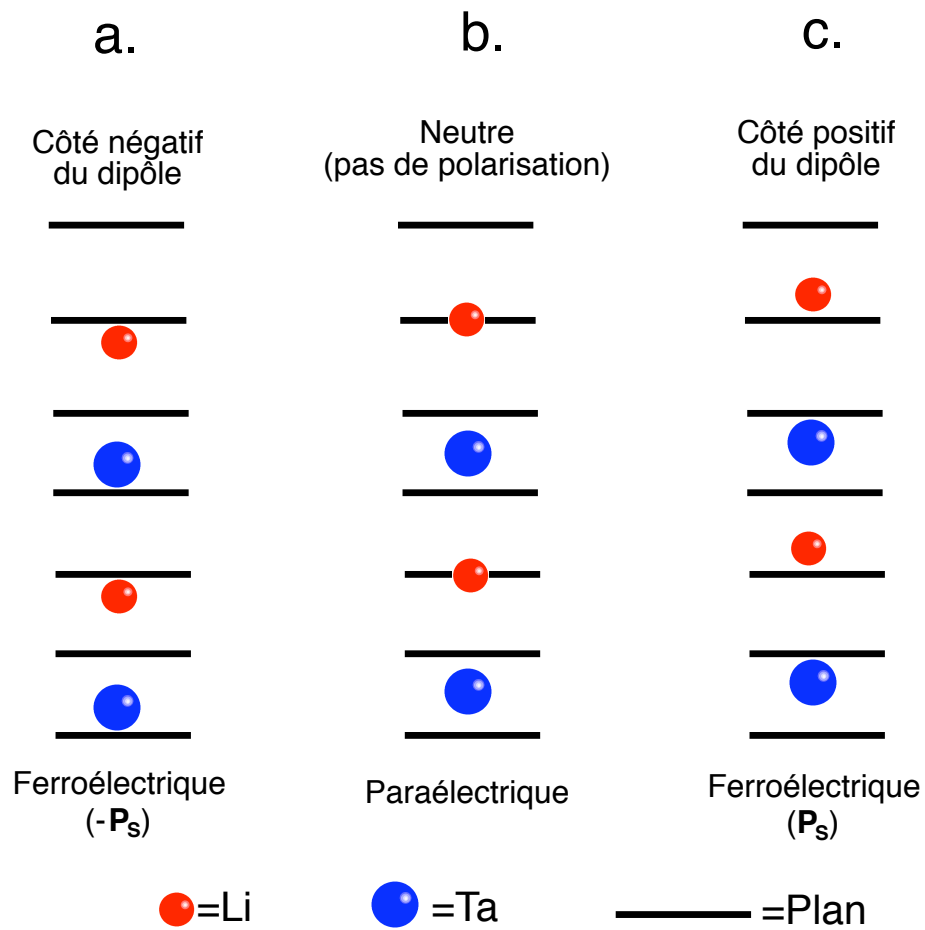


FIGURE 2.13 – Déplacement des ions le long de l'axe d'ordre 3 : (a.) et (c.) phases ferroélectriques, (b) phase paraélectrique.

2.4.3 Propriétés physiques

La transition de la phase ferroélectrique à la phase paraélectrique pour LiTaO_3 est une transition d'ordre 2. La polarisation spontanée P_s à température ambiante est de $50 \pm 2 \mu\text{C}/\text{cm}^2$ [129]. L'étude du cycle d'hystérésis en fonction de la température a révélé qu'au dessus de 470°C , la valeur de sa polarisation spontanée augmentait. Quelques paramètres physiques des cristaux CLT et SLT sont répertoriés dans le Tableau 2.7 :

		CLT	SLT	Références
Température de Curie	T_c	$\simeq 870\text{ K}$	$\simeq 960\text{ K}$	[128]
Paramètres de maille	a	$5.1543\text{ \AA}$	$5.1509\text{ \AA}$	[128]
	c	$13.781\text{ \AA}$	$13.773\text{ \AA}$	
Coefficients non-linéaires	d_{31}	2.3 pm/V	2.5 pm/V	[128]
	d_{33}	26.2 pm/V	30.4 pm/V	
Champ coercitif	E_c	$\simeq 200\text{ kV/cm}$	$\simeq 17\text{ kV/cm}$	[117]
Indices de réfraction	n_0	2.17165	2.1775	[130]
	n_e	2.1807	2.1742	
Coefficients électro-optiques	r_{113}	8 pm/V	9 pm/V	[120]
	r_{333}	31 pm/V	31 pm/V	
Coefficient piézo-électrique	d_{113}	-3 pC/N		[131]
Constante diélectrique	ϵ_{33}	43		[131]

TABLE 2.7 – Caractéristiques typiques des cristaux congruent et quasi-stoechiométrique de LiTaO_3 à la longueur d'onde $\lambda = 633\text{ nm}$.

2.4.4 Propriétés photoréfractives

Le contrôle de la stoechiométrie dans le LiTaO_3 conduit à des changements des propriétés de ce matériau. En effet le SLT est moins assujetti aux dommages optiques dans le visible que le CLT. Par contre sa sensibilité photoréfractive est plus importante dans le proche UV [116, 132], du fait du décalage du front d'absorption. Ce dernier est d'environ 275 nm pour CLT et de 260 nm pour SLT [133].

2.4.5 Nos échantillons de LiTaO_3

Nous disposons d'un certain nombre d'échantillons de LiTaO_3 congruents et quasi-stoechiométriques avec différents dopages en Mg ($0.3\text{ mol } \%$, $0.5\text{ mol } \%$ et $0.7\text{ mol } \%$). Le dopage en Mg permet de réduire ultérieurement l'effet des défauts intrinsèques restants, ce

qui est très important pour les études utilisant l'effet photoréfractif interbande. L'ensemble des cristaux nous ont été fournis par le National Institute for Materials Science NIMS, (Dr. K. Kitamura) de Tsukuba au Japon. Les expériences présentées dans cette thèse ont été faites avec un échantillon quasi-stoechiométrique dopé en magnésium à 0,7 mol % (SLT : Mg : 0.7 mol %) et ont été effectuées à l'Ecole Polytechnique Fédérale de Zürich dans le cadre d'une collaboration (projet PAI Germaine de Staël). Les dimensions de l'échantillon sont $axbxc = 10 \times 4 \times 3 \text{ mm}^3$. Comme nous le verrons dans le Chapitre 4, le changement d'indice de réfraction dans cet échantillon est induit par effet photoréfractif interbande dans l'UV ($\lambda=257 \text{ nm}$).

3

Modélisation théorique

Dans ce chapitre, nous présentons une étude théorique des guides photo-induits à partir des équations du système de Kukhtarev. Au contraire de la description effectuée dans le premier chapitre qui impliquait une linéarisation pour une illumination sinusoïdale, ici il s'agira de déterminer la distribution du champ de charge d'espace pour une illumination quelconque. Ensuite, nous allons décrire la propagation d'un faisceau laser dans ces guides, en résolvant l'équation générale de propagation dans un milieu non-linéaire.

3.1 Principe d'obtention d'un guide photo-inscrit

3.1.1 Bases physiques

Avant de passer à la description plus générale qui sera l'objet de la Section 3.2, nous souhaitons mentionner dans cette section les principes physiques de base qui sont à l'origine de la photo-inscription des guides.

Tant que l'énergie des photons de l'éclairement latéral est inférieure à celle de la bande interdite du matériau, les guides d'onde dynamiques et reconfigurables sont produits par effet photoréfractif conventionnel, comme illustré dans la Figure 3.1. Si un champ électrique

homogène externe E est appliqué à un cristal électro-optique, ceci induit un changement uniforme de l'indice de réfraction selon $\Delta n = -(n^3/2)r_{eff}E$,¹.

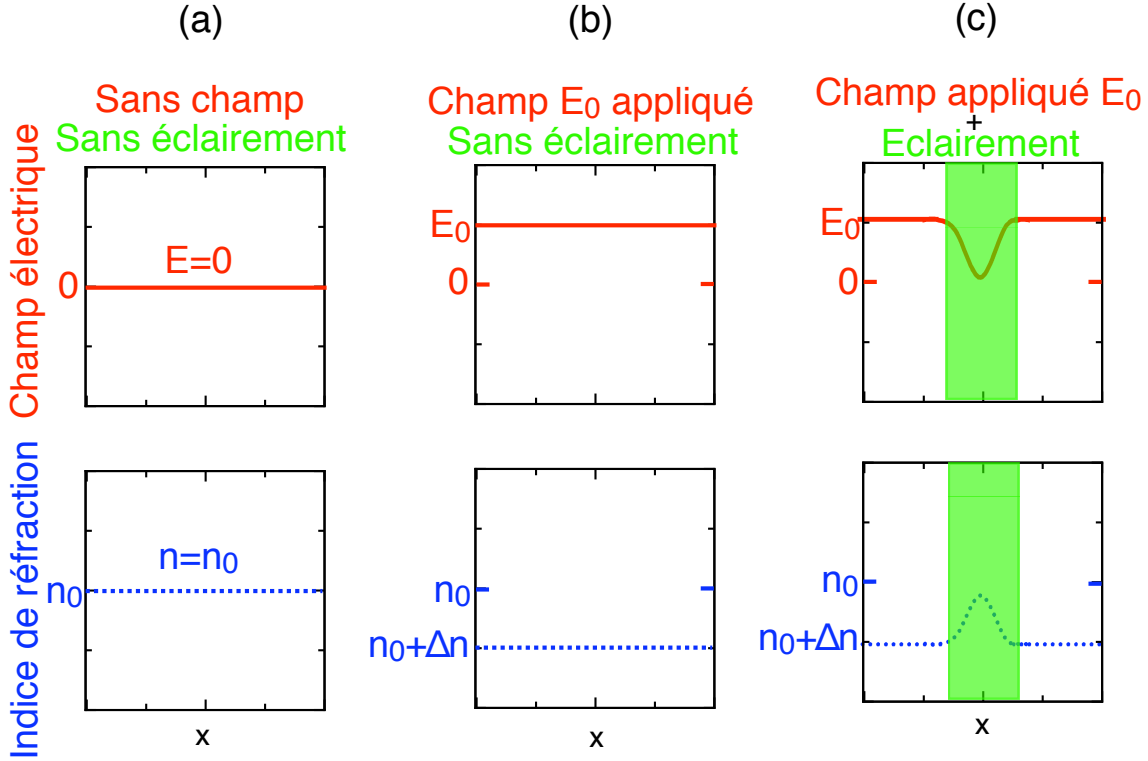


FIGURE 3.1 – Représentation simplifiée des distributions du champ électrique et de l'indice de réfraction dans un cristal photoréfractif pour la génération de guides d'onde photo-induits. (a) Etat non perturbé avec un indice de réfraction n_0 . (b) Le champ électrique externe E_0 entraîne par effet électro-optique une diminution homogène de l'indice de réfraction de Δn . (c) Les charges excitées au niveau de la zone éclairée masquent le champ électrique et donnent naissance à un guide d'onde.

Si une petite portion du cristal photoréfractif est éclairée, des porteurs de charges sont produits dans les régions éclairées, où le champ électrique appliqué est masqué du fait du transport de charges et de leur recombinaison dans les régions sombres. En conséquence, on obtient une forte réduction de champ électrique dans les régions éclairées, tandis que dans les régions sombres le champ électrique est pratiquement inchangé. L'indice de réfraction est donc diminué partout de Δn , sauf dans les régions illuminées où cette diminution est plus faible. Une distribution adéquate de l'éclairage combinée à l'application d'un champ électrique dans la direction correcte peut ainsi induire des structures de guides d'onde. Nous pouvons remarquer à ce point que le mécanisme physique à l'origine de ces guides est

1. Cette équation a été définie en Section 1.2.1 Equation (1.27).

similaire à celui de la formation de guides par propagation photoréfractive longitudinale de solitons spatiaux [9].

3.1.2 Profil d'intensité

Comme nous venons de le voir plus haut l'éclairement du cristal joue un rôle prépondérant dans l'obtention de guides photo-inscrits. Dans cette section nous allons établir une expression mathématique pour le profil de cet éclairement, ce qui permettra par la suite d'étudier le profil attendu des guides photo-inscrits.

Dans les chapitres expérimentaux qui vont suivre, on verra que les profils d'éclairement définissant nos guides sont obtenus par imagerie² d'une fente sur un plan à l'intérieur du cristal photoréfractif. Cette imagerie peut évidemment avoir des imperfections en raison de divers facteurs, comme l'ouverture du système optique, les aberrations des lentilles, ou encore des légers effets de diffusion de lumière à la face d'entrée ou dans le volume du cristal. En plus, il est possible expérimentalement que le plan image de la fente soit très légèrement décalé par rapport au plan de propagation du faisceau qui va sonder le guide (voir la Figure 4.1 du Chapitre 4 pour le montage expérimental). Il faut également tenir compte de la largeur du faisceau sonde qui mesure quelques dizaines de micromètres³ dans la direction perpendiculaire au plan image idéal de la fente.

Dans le but de modéliser d'une façon assez réaliste, tout ces possibles défauts d'imagerie et de positionnement, nous allons adopter l'approche qui suit. Nous allons supposer qu'un plan hypothétique où l'image de la fente est parfaite existe, mais que nous n'y sommes pas avec notre guide. La relation entre la distribution de lumière dans le plan image "parfait" et le plan "réel" du guide sera alors calculée par la diffraction de Fresnel au niveau de la fente image dans le premier plan.⁴

Afin d'établir l'expression du profil d'intensité recherché, on considère la situation schématisée par la Figure 3.2. Une onde plane d'amplitude A à la longueur d'onde λ éclaire un écran $O'x'y'$ qui est percé d'une ouverture (Σ) de forme rectangulaire,⁵ dont la transparence en chaque point est donnée par la fonction $t(x', y')$. On se propose donc de

2. Cette imagerie a lieu sur un seul axe transversal à l'aide de lentilles cylindriques.

3. Ceci en moyennant cette largeur sur la distance de propagation dans le cristal.

4. Cette approche peut évidemment être considérée comme arbitraire, mais elle a le mérite de tenir compte de la physique de propagation de l'onde. D'autres approches plus phénoménologiques (et moins fondées sur des lois physiques) auraient pu être choisies. Nous pensons que l'approximation proposée ici est plus réaliste.

5. Pour l'obtention de structures guidantes autre qu'un guide droit, cette ouverture prendra une forme différente. Par exemple pour un coupleur, l'ouverture pourra prendre la forme d'un Y.

calculer le profil de l'éclairement sur le plan (Oxy) parallèle au précédent et situé à une distance z_2 . Dans le traitement suivant, on va considérer que la fente est très longue selon y' , ce qui correspond aux conditions expérimentales. On négligera donc tous les effets de diffraction selon y (ou y') et on ne considérera que les coordonnées x et x' .

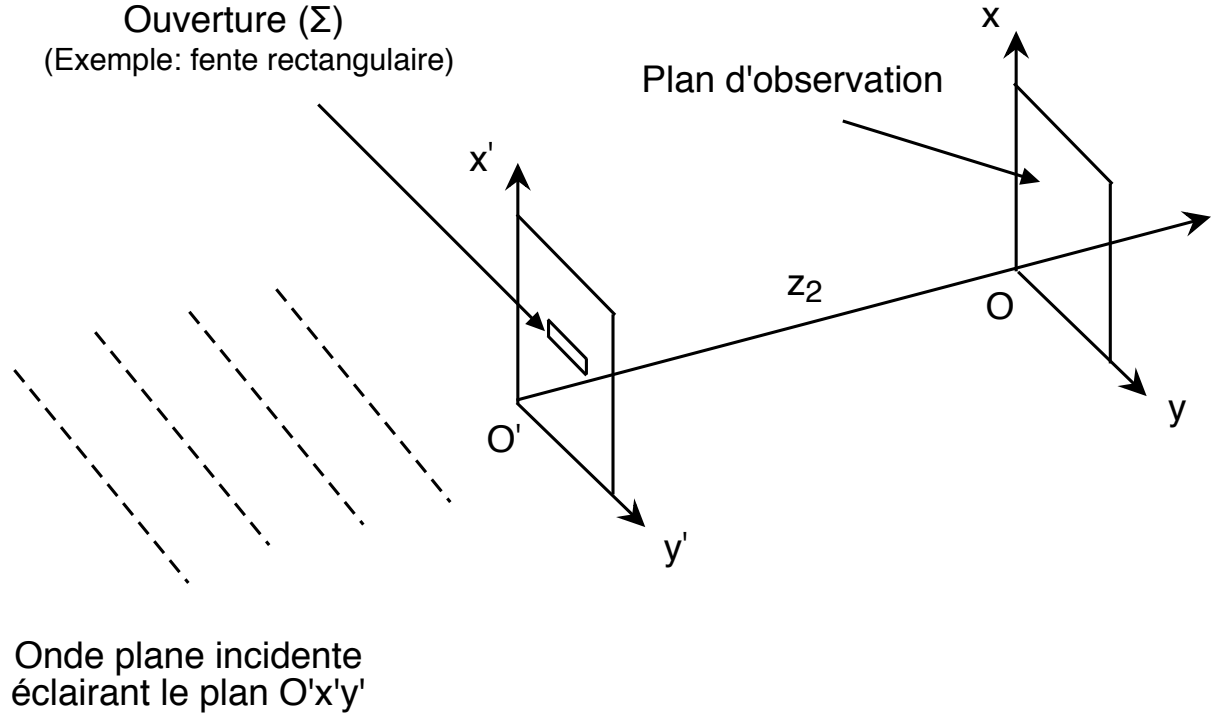


FIGURE 3.2 – Diffraction de Fresnel. Dans notre cas le plan $O'x'y'$ correspond à celui de l'image (supposée parfaite) d'une fente imagée sur ce plan. Le plan d'observation Oxy est supposé correspondre au centre du guide photo-inscrit. Le faisceau guidé (confiné selon la direction x) se propagera sur ce plan dans la direction y .

En s'appuyant sur la théorie de la diffraction de Fresnel [134] dans le cadre de l'approximation paraxiale, l'amplitude complexe $U_M(x, y)$ de l'onde lumineuse en un point M dans le plan d'observation Oxy peut se mettre sous la forme

$$U_M(x, y) = \frac{e^{ikz_2}}{i\lambda z_2} \int \int_{(\Sigma)} U(x', y') e^{\frac{ik}{2z_2}[(x-x')^2 + (y-y')^2]} dx' dy', \quad (3.1)$$

où

$$U(x', y') = t(x', y')A \quad (3.2)$$

est l'amplitude de l'onde dans le plan ($O'x'y'$).

Dans le cas particulier considéré ici, où l'ouverture (Σ) est une fente étroite de largeur

$2a$ infiniment longue dans la direction $O'y'$ la transparence complexe $t(x', y')$ n'est autre que $t(x', y') = 1$ pour $x' \leq |a|$ et $t(x', y') = 0$ pour $x' > |a|$. Avec cela l'Equation (3.1) devient

$$U_M(x) = \frac{e^{ikz_2}}{i\lambda z_2} A' \int_{-a}^a e^{\frac{ik}{2z_2}[(x-x')^2]} dx', \quad (3.3)$$

où A' est une nouvelle constante proportionnelle à l'amplitude de l'onde incidente sur le plan $O'x'y'$. Nous allons maintenant normaliser les variables x et x' selon

$$X \equiv \frac{x}{\sqrt{\lambda z_2}}; \quad X' \equiv \frac{x'}{\sqrt{\lambda z_2}} \quad (3.4)$$

et introduire le *nombre de Fresnel* N_F qui est donné par l'expression

$$N_F = \frac{a^2}{\lambda z_2}. \quad (3.5)$$

La fonction de transmission de la fente $t(X')$ dans ces nouvelles coordonnées est donc égale à l'unité si $|X'| \leq \sqrt{N_F}$, et est nulle ailleurs. Noter que la longueur d'onde λ dans les deux dernières équations est celle du milieu dans lequel l'onde se propage. Après les normalisations ci-dessus l'intégrale (3.3) se réécrit sous la forme

$$U_M(X) = -ie^{ikz_2} A' \int_{-\sqrt{N_F}}^{\sqrt{N_F}} e^{i\pi[(X-X')^2]} dX'. \quad (3.6)$$

En introduisant la transformation de coordonnées

$$\omega \equiv \sqrt{2}(X - X'), \quad (3.7)$$

l'expression (3.6) devient

$$U_M(X) = -ie^{ikz_2} \frac{A'}{\sqrt{2}} \int_{\sqrt{2}(X-\sqrt{N_F})}^{\sqrt{2}(X+\sqrt{N_F})} e^{i\pi\omega^2/2} d\omega. \quad (3.8)$$

On va appeler $X_1 \equiv \sqrt{2}(X - \sqrt{N_F}) = \sqrt{2/(\lambda z_2)}(x - a)$, et $X_2 \equiv \sqrt{2}(X + \sqrt{N_F}) = \sqrt{2/(\lambda z_2)}(x + a)$ les limites d'intégration de l'intégrale ci-dessus. Il est alors utile d'écrire l'intégrale

$$F(X) \equiv \int_{X_1}^{X_2} e^{i\pi\omega^2/2} d\omega \quad (3.9)$$

dans (3.8) à l'aide des intégrales de Fresnel, définies par

$$C(r) = \int_0^r \cos(\pi \frac{\omega^2}{2}) d\omega \quad (3.10)$$

et

$$S(r) = \int_0^r \sin(\pi \frac{\omega^2}{2}) d\omega. \quad (3.11)$$

Avec ceci on a

$$F(X) = [C(X_2) - C(X_1)] + i [S(X_2) - S(X_1)]. \quad (3.12)$$

L'intensité lumineuse en un point de coordonnée normalisée X sur le plan Oxy est alors proportionnelle au carré du module de la fonction $F(X)$,

$$I(X) \propto |F(X)|^2. \quad (3.13)$$

La Figure 3.3 représente la distribution d'intensité normalisée $I(X)$ (pour une longueur d'onde $\lambda' = \lambda/n$ dans un cristal de SBN : 61, avec $\lambda = 514$ nm et $n = 2.31$ l'indice du matériau) d'une fente de largeur $2a = 25$ μm , pour différents nombres de Fresnel. Ces derniers correspondent à différentes distances z_2 entre la fente virtuelle et le plan d'observation. Pour les plus faibles valeurs de N_F (z_2 grand, voir Figure 3.3(a)), la figure de diffraction évolue en diffraction de Fraunhofer avec les premiers zéros de part et d'autre du maximum principal. Au contraire, lorsque la distance entre le plan de la fente image idéale et le plan d'observation est petite ($N_F \gg 1$: Figure 3.3(d)), la figure de diffraction tend vers l'ombre géométrique de la fente.

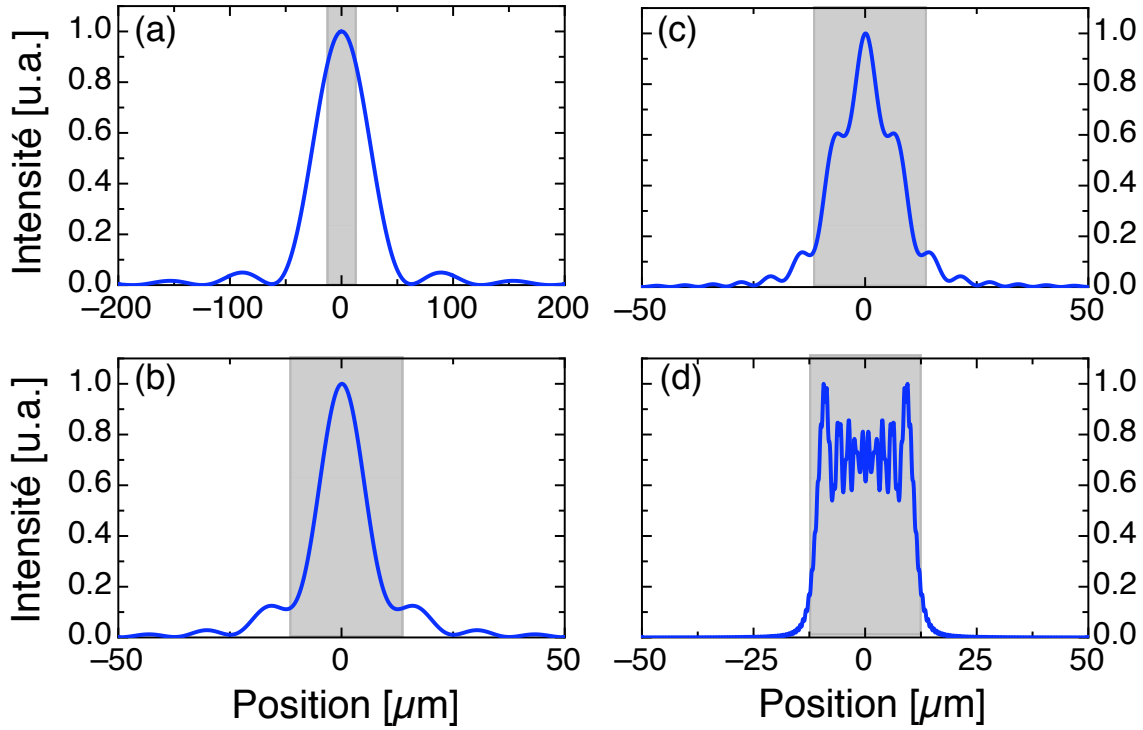


FIGURE 3.3 – Diffraction de Fresnel pour une fente de largeur $2a = 25 \mu\text{m}$ et pour la longueur d'onde $\lambda' = \lambda/n$ dans un cristal de SBN : 61, avec $\lambda = 514 \text{ nm}$ et n l'indice du matériau. Les Figures sont tracées pour quatre valeurs du nombre de Fresnel $N_F = a^2/(\lambda' z_2)$ qui correspondent à différentes distances de z_2 entre l'écran d'observation et la fente, (a) : $N_F = 0.1$ ($z_2 = 7 \text{ mm}$); (b) : $N_F = 0.5$ ($z_2 = 1.4 \text{ mm}$); (c) : $N_F = 1$ ($z_2 = 702 \mu\text{m}$) et (d) : $N_F = 10$ ($z_2 = 70 \mu\text{m}$). La partie grisée de chacun des graphes représente l'ombre géométrique de la largeur de la fente.

3.2 Détermination du champ de charge d'espace

3.2.1 Résolution analytique approchée

Une fois que le profil d'intensité attendu aux alentours de l'image de la fente est connu, nous pouvons essayer de résoudre le système de Kukhtarev d'une façon non-linéarisée pour ce genre de profil. Ainsi à partir du modèle de Kukhtarev établi dans le Chapitre 1, Section 1.2.3 nous allons déterminer le comportement du champ de charge d'espace dans le cas stationnaire en annulant les dérivées temporelles. La première approximation est de garder une des trois dimensions, celle dans la direction de l'axe $\vec{c}$. Ensuite, en combinant les différentes équations de ce système, et après un calcul laborieux mais ne présentant pas de difficultés particulières, on trouve l'expression générale du champ de charge d'espace

normalisé $\nu(x)$ qui a pour forme (voir Annexe A) :

$$(\nu_0 + \nu_{ph}) \frac{I_D}{I + I_D} + \psi \nu_{ph} - \frac{\psi}{\chi} \nu + \frac{1}{\chi^2 k_D^2} \frac{\partial^2 \nu}{\partial x^2} - \frac{\psi}{\chi k_D} \frac{\partial I / \partial x}{I + I_D} = 0, \quad (3.14)$$

où

$$\nu(x) = \frac{e}{k_B T k_D} E_{sc}(x) \equiv \frac{E_{sc}}{\tilde{E}} \quad (3.15)$$

avec $k_D = (e^2 N_{eff} / \epsilon_{eff} \epsilon_0 k_B T)^{1/2}$ le module du vecteur de Debye, $\tilde{E} \equiv k_B T k_D / e$ le terme de normalisation du champ, e la charge élémentaire, ϵ_0 la permittivité de l'air, ϵ la constante diélectrique relative, k_B la constante de Boltzmann, et N_{eff} la densité effective de pièges. Le terme ν_0 est le champ appliqué normalisé définie par $E_0 / \tilde{E}$, avec E_0 le champ appliqué au cristal. L'effet photovoltaïque normalisé est

$$\nu_{ph} \equiv \frac{E_{ph}}{\tilde{E}} = \frac{1}{\tilde{E}} \left(\frac{\xi_0 N_{eff} \xi L_{ph}}{\mu} \right) \quad (3.16)$$

où ξ , μ et L_{ph} sont le coefficient de recombinaison, la mobilité et le vecteur de dérive photovoltaïque définis dans la Section 1.2.3. Les quantités $\chi(z)$ et $\psi(z)$ sont exprimées par

$$\chi(x) = 1 + \frac{1}{k_D \xi_0} \frac{\partial \nu}{\partial x} \quad (3.17)$$

et

$$\psi(x) = \xi_0 + (1 - \xi_0) \chi(x), \quad (3.18)$$

respectivement. Ici I est l'intensité lumineuse, et I_D l'intensité d'obscurité. En général, $I_D = I_{D,em} + I_{D,th}$, où $I_{D,th}$ est l'intensité équivalente correspondante au nombre de transitions thermiques (intensité d'obscurité d'origine thermique), et $I_{D,em}$ l'intensité équivalente à l'illumination de fond. L'état de réduction du cristal est pris en compte et est exprimé par le paramètre

$$\xi_0 = \frac{N_D^+}{N_{eff}} \approx \frac{N_A}{N_{eff}}, \quad (3.19)$$

où la quantité N_D est la densité de donneurs totale, $N_D^+ \approx N_A$ est la densité de donneurs ionisés et $N_{eff} = N_D^+ (N_D - N_D^+) / N_D$ la densité effective de pièges.

Dans la littérature, on a en général l'approximation suivante $N_A \ll N_D$ ($N_A \approx N_{eff}$, ou $\xi_0 = 1$). Cette approximation conduit à une simplification des Equations (3.17) et (3.18), qui s'écrivent respectivement $\chi(x) = 1 + (\partial \nu / \partial x) / k_D \equiv \tilde{\chi}(x)$, $\psi(x) = 1$, finalement pour

l'Equation 3.14, on obtient :

$$(\nu_0 + \nu_{ph})\tilde{\chi}^2 \frac{I_D}{I + I_D} - \tilde{\chi}^2 \nu_{ph} - \tilde{\chi} \nu + \frac{1}{k_D^2} \frac{\partial^2 \nu}{\partial x^2} - \frac{\tilde{\chi}}{k_D} \frac{\partial I / \partial x}{I + I_D} = 0. \quad (3.20)$$

On peut aussi considérer le cas opposé où $N_A \approx N_D \gg (N_D - N_A) \approx N_{eff}$. Dans ce cas $\xi_0 \gg 1$, $\chi(x) = 1$, et $\psi(x) = \tilde{\chi}(x)$, ainsi l'Equation (3.14) peut se réécrire sous la forme

$$(\nu_0 + \nu_{ph}) \frac{I_D}{I + I_D} - \tilde{\chi}(\nu + \nu_{ph}) + \frac{1}{k_D^2} \frac{\partial^2 \nu}{\partial x^2} - \frac{\tilde{\chi}}{k_D} \frac{\partial I / \partial x}{I + I_D} = 0. \quad (3.21)$$

Si la largeur du guide est supérieure à la longueur de Debye, les termes dûs à la diffusion dans l'Equation (3.14) (les deux derniers termes) peuvent être négligés et celle-ci se réduit sous la forme [135–137]

$$(\nu_0 + \nu_{ph}) \frac{I_D}{I + I_D} - \nu_{ph} - \nu = 0. \quad (3.22)$$

Finalement, le champ de charge d'espace $E_{sc}(x)$ s'exprime en fonction de la dimension spatiale x et de l'intensité $I(x)$ de l'éclairement. La Figure 3.4 représente le champ électrique normalisé (ν_1) calculé avec (3.22) pour un profil d'intensité donné par (3.13). Pour les autres paramètres on pourra se reporter à l'Annexe B. Dans la section qui suit, on comparera cette

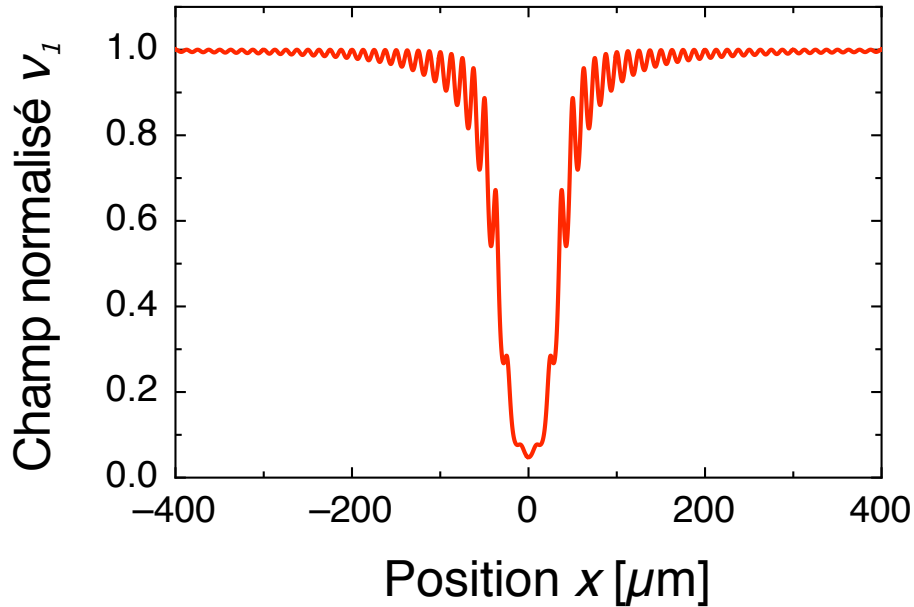


FIGURE 3.4 – Profil du champ masqué dans le cas de la résolution de l'Equation (3.22) simplifiée avec un profil d'intensité donné par (3.13), $N_F = 1$ et $I_D = 0.05$.

distribution du champ avec une résolution numérique d'une équation du champ de charge d'espace plus complète.

3.2.2 Résolution numérique

L'effet des termes des Equations (3.14), (3.20) ou (3.21) contenant les dérivées de ν peut être évalué en comparant le résultat de l'expression analytique (3.22) avec une résolution numérique d'une des 3 équations précitées⁶. Pour résoudre numériquement (3.20) on utilise une méthode de Runge-Kutta modifiée d'ordre 4 à pas adaptatifs implémentée dans le solver d'équations différentielles ordinaires ODE15s (Ordinary Differential Equation) sous MATLABTM. On a observé que si on maintient dans (3.20) le terme de la dérivée seconde du champ normalisé ν , la résolution numérique n'arrive pas à converger et présente des instabilités d'ordre numérique. On a donc décidé de se limiter aux termes contenant les dérivées premières $\partial\nu/\partial x$ dans (3.20). La Figure 3.5 montre une telle solution numérique sous les mêmes conditions que pour la Figure 3.4. On voit bien que la résolution analytique simplifiée et la résolution numérique donne essentiellement la même courbe.

La différence entre les courbes des Figures 3.4 et 3.5 est tracée en Figure 3.6. On peut remarquer que l'erreur maximale est trouvée en bord du faisceau, là où les oscillations de l'intensité due à la diffraction de Fresnel entraîne des gradients locaux maximaux⁷. En présence de ces gradients importants, les termes de diffusion commencent à donner une contribution. Néanmoins, cette contribution au champ local n'excède jamais 0.3 % du champ maximal. Nous pouvons donc être confiant que l'expression analytique simplifiée (3.22) représente une bonne approximation de la réalité physique. Dans la suite, nous utiliserons donc cette équation qui néglige les termes liés à la diffusion des charges.

3.2.3 Equation de propagation

Dans cette section, nous présentons des simulations de la formation de guides d'onde par éclairage latéral en se basant sur la méthode des faisceaux propagés (BPM : Beam Propagation Method) [25, 26]. Le but est d'étudier l'influence de certains paramètres importants sur les guides d'onde formés. Sous l'influence d'une non-linéarité, la propagation d'un

6. Dans notre cas nous avons choisi de faire la comparaison avec l'expression (3.20).

7. Expérimentalement les oscillations fines dans la distribution de la lumière et du champ en bord du faisceau sont probablement atténuées par des effets possibles de diffusion de la lumière incidente ou par de la lumière parasite (réflexions).

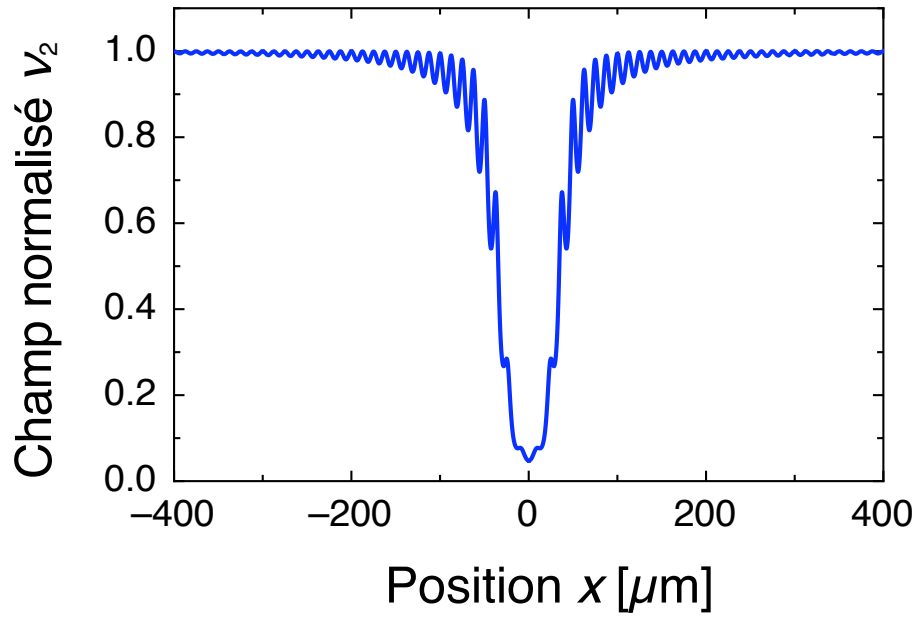


FIGURE 3.5 – Profil du champ masqué ν_2 pour une résolution numérique de l'Equation (3.20) dans les mêmes conditions que pour la Figure 3.4. Le terme en dérivée seconde n'est pas inclu.

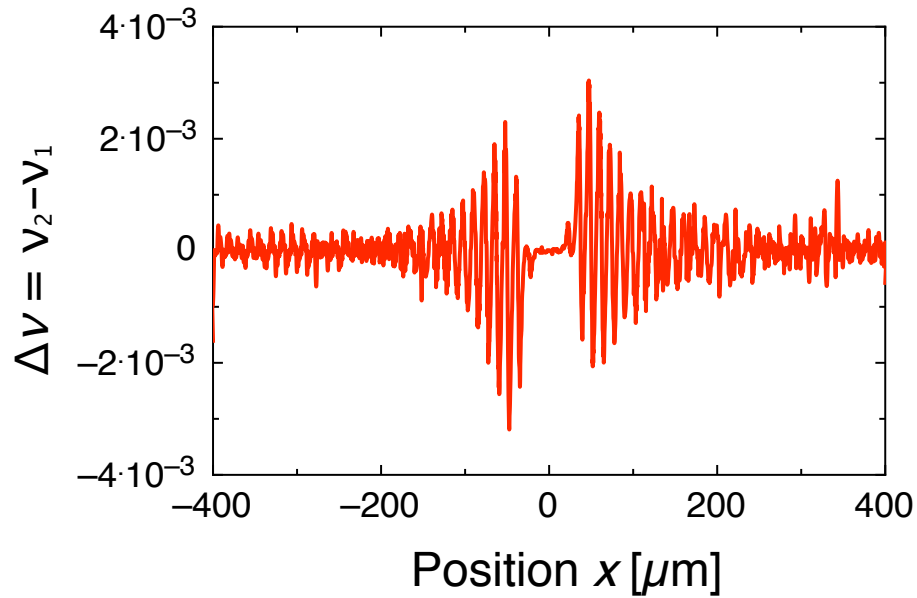


FIGURE 3.6 – Différence des champs normalisés $\nu_2 - \nu_1$ des Figures 3.5 et 3.4 en fonction de la position x .

faisceau optique invariante dans la direction transversale y peut-être décrite par l'équation de propagation d'une onde électromagnétique dans un milieu à faible variation d'indice. Dans sa forme paraxiale, cette équation prend la forme

$$i \frac{\partial}{\partial z} A(x, z) + \frac{1}{2k_0 n} \frac{\partial^2}{\partial x^2} A(x, z) - \frac{k_0}{2} n^3 r_{eff} E_{sc}(x) A(x, z) = 0, \quad (3.23)$$

où z est la direction de propagation, $k_0 = 2\pi/\lambda$ est le nombre d'onde avec λ la longueur d'onde dans le vide, n l'indice de réfraction du milieu, et $A(x, z)$ l'amplitude scalaire complexe de l'onde optique. Le dernier terme de l'équation décrit la non-linéarité optique résultante de l'effet photoréfractif avec r_{eff} le coefficient électro-optique effectif.

La simulation numérique présentée ici est basée sur la propagation d'un faisceau dans un milieu non-linéaire en le découpant en "tranches" fines et en résolvant l'équation de propagation dans chacune des "tranches" $j + 1$ à partir du champ connu en j . Autrement dit, à partir d'un champ électromagnétique incident, on peut calculer le champ à l'intérieur du matériau. Si le découpage est suffisamment fin, il est possible de dissocier la propagation linéaire, classique et parfaitement connue, de la partie non linéaire perturbatrice de l'équation d'onde. L'algorithme de résolution numérique par BPM utilisée dans cette thèse se base sur des transformations de Fourier rapide et est connu sous le nom de Split-step Fourier Method (SFM). Il s'agit de numériser l'équation de propagation (3.23) sous la forme :

$$\frac{\partial A}{\partial z} = [\hat{D} + \hat{N}] A, \quad (3.24)$$

où $\hat{D}$ et $\hat{N}$ correspondent respectivement aux opérateurs de propagation linéaire et non linéaire. Le champ électromagnétique solution de l'équation peut s'écrire :

$$A(z + \Delta z) = A(z) e^{[\hat{D} + \hat{N}] \Delta z}. \quad (3.25)$$

Ceci suppose en fait que, sur une tranche Δz , la diffraction et la non linéarité agissent indépendamment.

$$A(z + \Delta z) = A(z) e^{\hat{D} \cdot \Delta z} e^{\hat{N} \cdot \Delta z}. \quad (3.26)$$

Dans une première étape, seule la non-linéarité est prise en compte et la partie linéaire est nulle ($\hat{D}=0$) dans l'Equation (3.26). Dans une deuxième étape, la diffraction est prise en compte et la partie non linéaire est nulle ($\hat{N}=0$). Si une telle approximation nous donne en effet la possibilité de traiter le problème séparément, une erreur va cependant s'insérer

à chaque tranche de propagation et s'accumuler tout au long de la propagation car les opérateurs ne sont pas strictement commutatifs. En d'autres termes l'ordre de passage des opérateurs est important sur le résultat. En effet, on comprend aisément que le calcul de la diffraction ne sera pas le même si l'effet non-linéaire agit en premier ou en dernier. Afin de diminuer cette erreur, la précision de la méthode Split-step Fourier peut-être améliorée grâce à la formule de Baker-Hausdorff⁸, ainsi (3.26) est remplacée par l'expression

$$A(z + \Delta z) = A(z)e^{\hat{D}\frac{\Delta z}{2}}e^{\hat{N}\Delta z}e^{\hat{D}\frac{\Delta z}{2}}. \quad (3.27)$$

La différence principale réside dans l'inclusion de la non linéarité dans le milieu de la tranche Δz considérée, diminuant ainsi le taux d'erreur.

La méthode Split-step Fourier est critiquée pour son échantillonnage pas à pas, qui ne permet pas de prendre en compte des détails très fins du champ transverse, contrairement à la méthode concurrente par différences finies. Mais malgré ceci, cette méthode reste intéressante sa mise en oeuvre est aisée, elle est plus rapide et peut-être adaptée à un grand nombre de problèmes optiques. Le programme correspondant a été développé au laboratoire par le professeur N. Fressengeas.

Nous noterons que la méthode Split-step Fourier n'est pas adaptée en cas de variation rapide du champ puisqu'elle s'appuie sur l'approximation d'une variation lente du profil spatio-temporel du champ, à la fois transversalement et longitudinalement. L'hypothèse d'un indice effectif constant implique aux variations non linéaires de l'indice de rester faibles et lentes par rapport à l'indice linéaire.

8. En prenant l'exemple de l'Equation (3.26), le terme $e^{\hat{D}\cdot\Delta z}e^{\hat{N}\cdot\Delta z}$ pour deux opérateurs non commutatifs peut se réécrire à partir de la formule de Baker-Hausdorff sous la forme $e^{(\hat{D}+\hat{N}+\frac{1}{2}[\hat{D},\hat{N}]+\frac{1}{12}[\hat{D}-\hat{N},[\hat{D},\hat{N}]]+\dots)}$. Dans nos calculs de BPM les termes d'ordres supérieur à 1 sont négligés.

3.3 L'exemple du SBN

3.3.1 Le contraste d'indice

Le contraste d'indice de réfraction à l'origine de la formation des guides photo-inscrits dans un cristal photoréfractif peut-être évaluer à partir de l'équation décrivant la distribution du champ électrique (voir Equation (3.22)). Dans le cas où les effets liés à la diffusion des charges aux bords du faisceau ainsi que l'effet photovoltaïque sont négligés la distribution du champ électrique s'écrit :

$$E(x) = \frac{E_0 I_D}{I_D + I(x)}, \quad (3.28)$$

avec E_0 le champ appliqué et I_D l'intensité d'obscurité [46]. Le champ électrique externe E_0 est plus ou moins masqué suivant le ratio $I(x)/I_D$. La Figure 3.7(a) montre le schéma simplifié de la distribution de l'éclairement dans le cas où le faisceau de contrôle d'intensité I_0 illumine un cristal photoréfractif à travers la surface y , qui est perpendiculaire à la direction x du champ appliqué E_0 , et à la direction de propagation z de l'onde sonde. Pour des raisons de simplification, la diffraction du faisceau de contrôle n'est pas représentée sur le schéma et sa largeur a été exagérément élargie. Le changement local d'indice de réfraction correspondant au champ $E(x)$ est obtenu en considérant la réponse électro-optique du matériau (voir Equation (1.27)). Pour le cas du SBN, dans la convention usuelle pour les axes cristallins, le coefficient r_{eff} est positif et un champ positif appliqué conduit à une diminution de l'indice de réfraction où le champ est non masqué. Ainsi, la région éclairée possède un indice de réfraction plus élevé que dans les régions non éclairées (Figure 3.7(b)) et forme un guide d'onde plan.

En combinant les équations (3.28) et (1.27) , dans notre modèle 1D le profil de l'indice de réfraction a pour distribution :

$$\Delta n(x) = \Delta n_0 \frac{I(x)}{I(x) + I_D}. \quad (3.29)$$

Ici Δn_0 est la variation d'indice proportionnel au champ appliqué suivant la relation $\Delta n_0 = n^3 r E_0 / 2$. Dans nos simulations, nous feront le choix de normaliser les intensités $I(x)$ et I_D de la façon suivante. $I = 1$ correspond à l'intensité maximale de la bande de lumière de contrôle supposée imagée parfaitement dans un plan du cristal. I_D est alors sélectionnée

proportionnellement à cette intensité normalisée à 1.

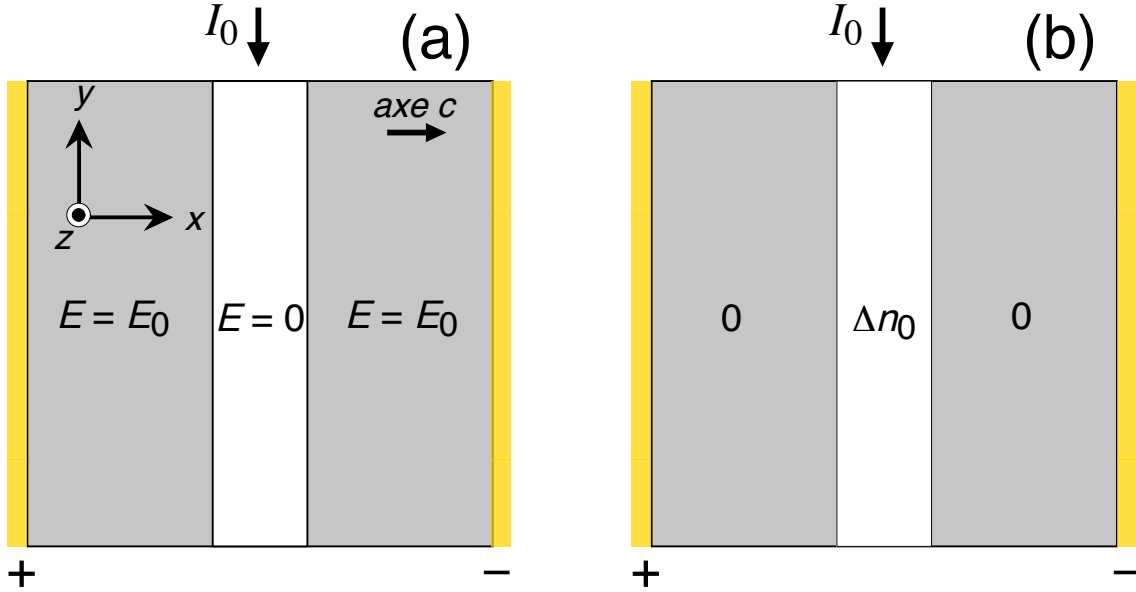


FIGURE 3.7 – Principe de la génération de guides d'onde 1D par illumination de contrôle suivant l'axe z . (a) Illumination de contrôle pour le guide plan (1D). (b) Changement d'indice de réfraction correspondant au cas (a). Ici on a supposé que $I_0 \gg I_D$.

3.3.2 Effets de la réflexion

L'aspect crucial pour l'implémentation des calculs reposant sur le modèle réside dans le choix de la distribution du profil de l'intensité $I(x)$ de la lumière. Dans un premier temps plusieurs simulations ont été effectuées en associant $I(x)$ à l'illumination incidente éclairant la région de formation du guide d'onde. Notre choix a été de considérer une superposition incohérente⁹ de deux composantes pour l'intensité, $I(x) = I_1(x) + I_2(x)$. La première $I_1(x)$, est l'illumination de contrôle incidente pénétrant dans le cristal. Cette composante produit des guides fins. La normalisation de l'intensité $I_1(x)$ s'écrit sous la forme des Equations (3.12) et (3.13) établit précédemment dans la Section 3.1.2 :

$$I_1(x) = \frac{1}{2}([C(X_2) - C(X_1)]^2 + [S(X_2) - S(X_1)]^2), \quad (3.30)$$

9. En réalité dans l'expérience la superposition cohérente. Néanmoins, les franges d'interférence sont très proches l'une de l'autre et sont modélées dans la direction y , perpendiculaire à celle de la largeur du guide. L'effet de ces franges peut être négligé.

où $C(X)$ et $S(X)$ sont respectivement le cosinus intégral et sinus intégral de Fresnel. Les bornes d'intégration sont

$$X_2 = \sqrt{\frac{2}{\lambda' d_1}}(x + a) \quad \text{et} \quad X_1 = \sqrt{\frac{2}{\lambda' d_1}}(x - a). \quad (3.31)$$

Nous rappelons que $2a$ est la largeur de la fente imagée sur le cristal, $\lambda' = \frac{\lambda}{n}$ la longueur d'onde dans le milieu, et d_1 la distance entre la profondeur du faisceau sonde et la profondeur du plan image de la fente. Le second terme $I_2(x)$ peut être calculé en utilisant l'Equation (3.30), en remplaçant d_1 par la distance d_2 qui n'est autre que le chemin parcouru par la lumière de contrôle depuis le plan idéalement imagé jusqu'à la deuxième face du cristal, plus la distance retour jusqu'au guide. L'intensité $I_2(x)$ (voir Figure 3.8(a)) de la lumière réfléchie par la deuxième face est normalisé par le facteur,

$$\kappa = \left(\frac{1-n}{1+n}\right)^2 e^{-\alpha d_2}. \quad (3.32)$$

Il tient compte de la réflexion de Fresnel qui a lieu sur la face inférieure du cristal (voir la Figure 3.8(a)), ainsi que de l'absorption de la lumière de contrôle à travers la constante d'absorption α . En connaissant les intensités $I_1(x)$ et $I_2(x)$, nous pouvons calculer le profil de l'indice de réfraction du guide en utilisant l'Equation (3.29). Ce profil, indépendant en z , peut être ensuite utilisé pour calculer la propagation du faisceau sonde par BPM dans l'état stationnaire. La distribution de l'intensité $I(x) = I_1(x) + I_2(x)$ est représentée sur la Figure 3.8(b) pour les paramètres propres au cristal et aux expériences réalisées. La distribution de l'indice correspondante à l'Equation (3.29) pour différentes valeurs normalisées de l'intensité d'obscurité I_D est représentée sur la Figure 3.9. La valeur $I_D = 0.005$ correspond au ratio observé entre le temps de formation aux intensités utilisées et le temps de vie en absence d'illumination des structures photo-induites dans notre cristal. La distribution de l'indice de réfraction de la Figure 3.9 montre que dans ce cas, le *guide primaire*¹⁰ surmonte une distribution de l'indice de réfraction en forme de plateau, qui résulte de la lumière de contrôle¹¹ réfléchie par la deuxième face du cristal. Comme on le verra par la suite dans les expériences (Chapitre 4), le contraste d'indice entre le *guide primaire* central et le plateau est suffisant pour l'obtention d'un guide. Pour des valeurs élevées de I_D (courbe en pointillés bleus sur la Figure 3.9), on obtient un guide initial, central mieux confiné. En fait,

10. L'expression *guide primaire* désigne le guide induit par le seul éclairage incident $I_1(x)$.

11. Cette lumière de contrôle, résultante de la réflexion de Fresnel de $I_1(x)$ sur la deuxième face de l'échantillon n'est autre que $I_2(x)$ (voir Figure 3.8(a)).

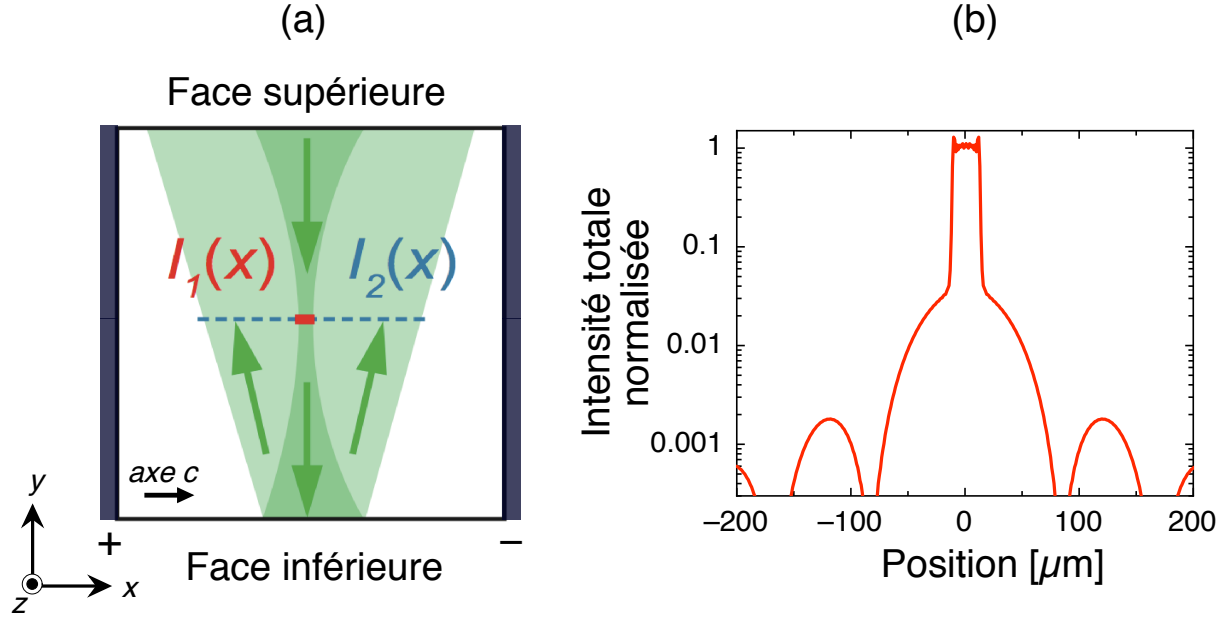


FIGURE 3.8 – (a) Répartition spatiale de l'intensité lumineuse $I(x) = I_1(x) + I_2(x)$, avec $I_1(x)$ l'intensité de contrôle incidente et $I_2(x)$ la même intensité de contrôle après la propagation dans le cristal et réflexion sur la deuxième face du cristal. (b) Profil de l'intensité de contrôle $I(x) = I_1(x) + I_2(x)$ pour les paramètres $I_D = 0.005$, $2a = 25 \mu\text{m}$, $d_1 = 10 \mu\text{m}$, $d_2 = 9.5 \text{ mm}$, $n = 2.33$, $\alpha = 0.26 \text{ cm}^{-1}$ de l'échantillon de SBN : 61 : Ce (0.02 %).

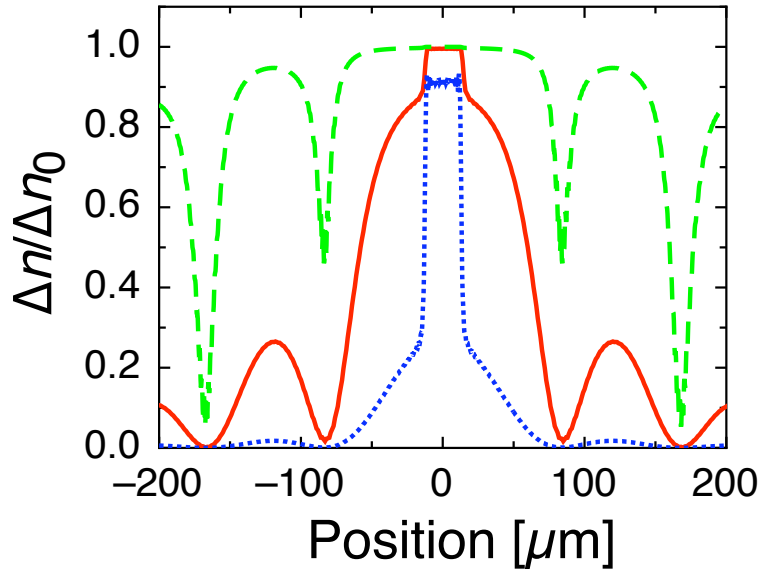


FIGURE 3.9 – Distribution attendue de l'indice de réfraction pour $I_D = 0.005$ (courbe rouge continue), $I_D = 0.1$ (courbe en pointillés bleus), $I_D = 0.0001$ (courbe en tirets verts).

si I_D est supérieure à l'intensité réfléchiée par la deuxième face de l'échantillon (dans notre cas le coefficient κ dans l'expression (3.32) se situe autour de 3 %), le plateau peut-être complètement éliminé. C'est ce concept qui a été utilisé précédemment pour l'inscription de guides d'ondes par illumination latérale avec un éclairage de fond [18, 20]. Par contre, pour des valeurs de I_D faibles (courbe en tirets verts sur la Figure 3.9), la formation du guide central au-dessus du plateau est empêché et la lumière n'est plus guidée.

3.3.3 Propagation dans le guide

L'analyse que nous avons conduite jusqu'ici nous a permis d'obtenir le profil du guide. Afin d'obtenir l'évolution spatiale du faisceau sonde dans le guide à cet instant donné, nous combinons les Equations (3.27) et (3.29). Le programme de BPM, nous permettra de confronter notre modèle aux profils des guides obtenus expérimentalement dans le Chapitre 4. La Figure 3.10 illustre différents tests pour différentes largeurs du guide, 25 μm , 20 μm et 10 μm . Ces simulations ont été réalisées en injectant, à l'entrée du cristal *numérique* un faisceau gaussien ayant un profil d'intensité de largeur à mi-hauteur (FWHM) de 16 μm et une longueur d'onde $\lambda = 633 \text{ nm}$. On notera que le guide le mieux adapté au faisceau sonde est sans doute celui de la Figure 3.10(c).

La Figure 3.11 montre l'évolution de la largeur à mi-hauteur (FWHM) du profil du même faisceau dans des guides ayant différentes largeurs w en fonction du champ appliqué. Ces profils sont obtenus à la face de sortie du cristal *numérique*, dans la direction parallèle à l'axe c et l'intensité injectée reste constante. On constate que la largeur à mi-hauteur diminue continuellement de 80 μm pour $E = 0$ jusqu'à atteindre une valeur constante à partir de $E \simeq 2.5 \text{ kV/cm}$. On constate également, comme on pouvait s'y attendre, pour chacun des champs appliqués que le confinement de la lumière est plus efficace avec la diminution de la largeur du guide. Pour le guide de largeur $w = 10 \mu\text{m}$, on remarque que dans l'état stationnaire (à partir de $E_0 \simeq 2.5 \text{ kV/cm}$) l'apparition d'oscillations, celles-ci peuvent s'interpréter comme un phénomène de battements entre le mode principal et un champ non guidé ou bien d'un faisceau sonde plus large que le guide à l'entrée de celui-ci. Ces oscillations pour le même guide se retrouvent sous forme d'une propagation subissant des battements périodiques sur la Figure 3.10(d).

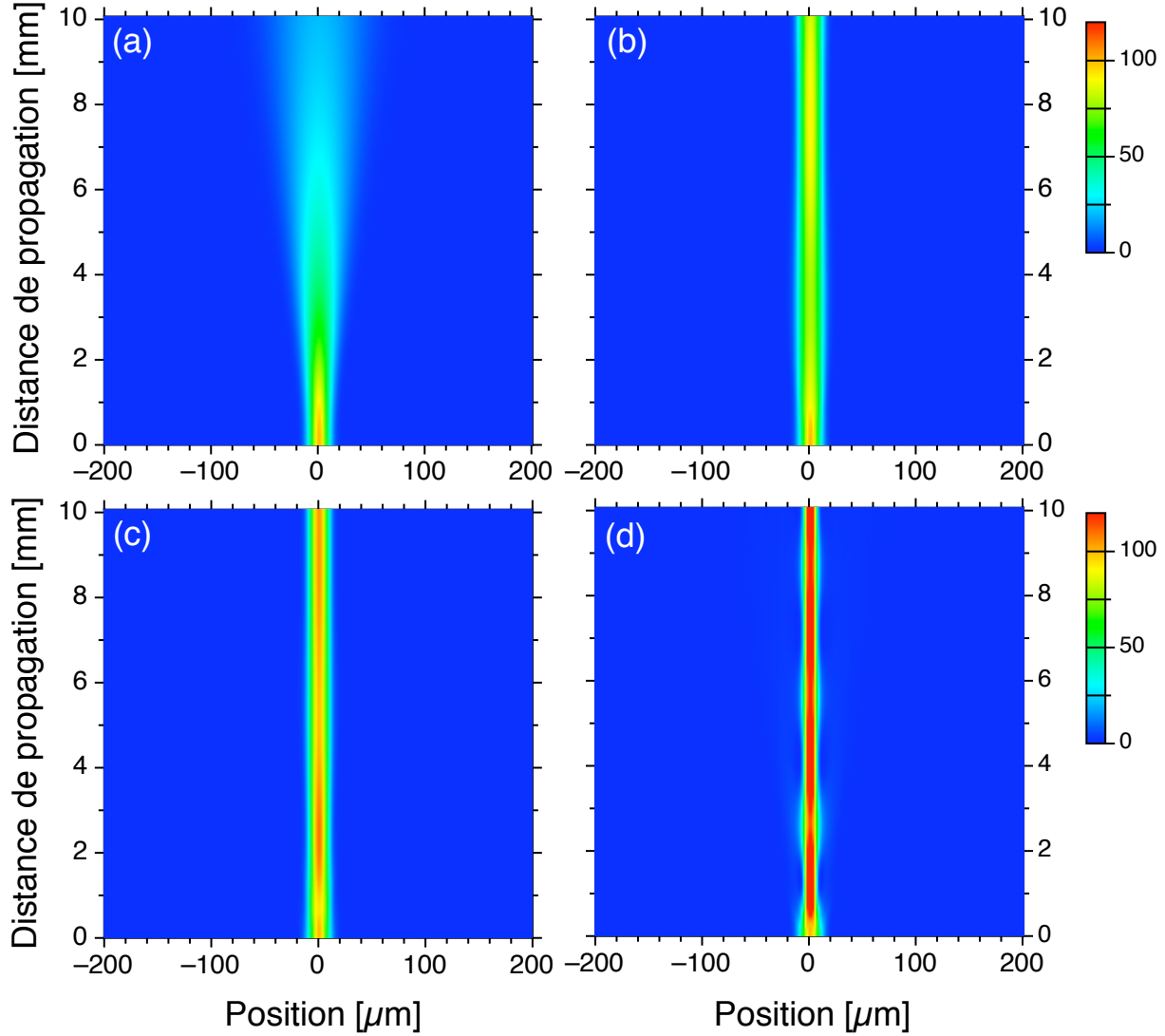


FIGURE 3.10 – Simulation de la propagation d'un faisceau de largeur à mi-hauteur (FWHM) $16 \mu\text{m}$ à la longueur d'onde $\lambda = 633 \text{ nm}$ dans un cristal de SBN ($x = 0.61$) de longueur 10 mm . Cette propagation est observée tout d'abord dans le cas de la propagation libre du faisceau : (a) sans guide ; ensuite dans les cas où la largeur w du guide varie : (b) $w = 25 \mu\text{m}$, (c) $w = 20 \mu\text{m}$ et (d) $w = 10 \mu\text{m}$. Dans ce cas particulier $I_D = 0.005$, le contraste d'indice utilisé est semblable à celui de la courbe continue rouge de la Figure 3.9.

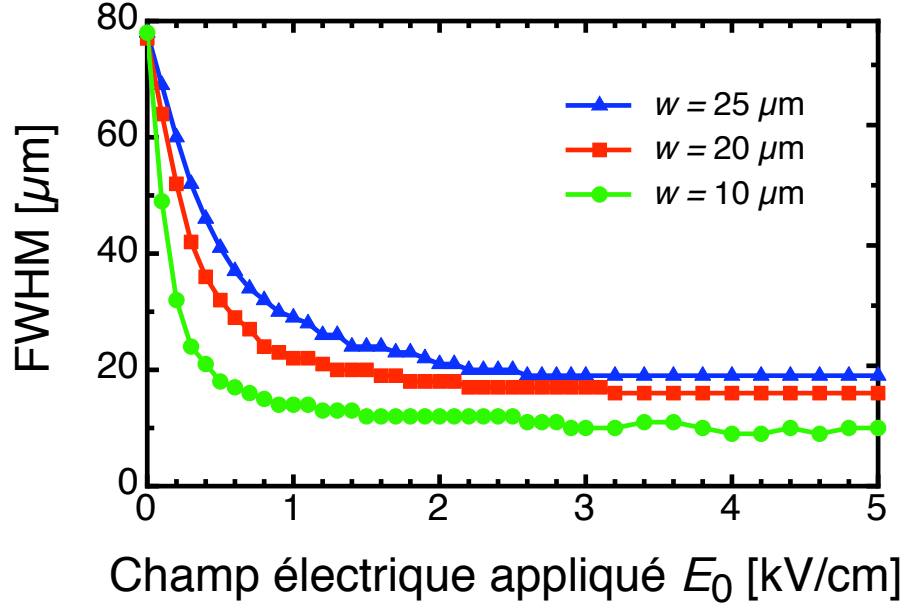


FIGURE 3.11 – Simulation de l'évolution de la largeur à mi-hauteur d'un faisceau sonde dans des guides dont la largeur est différente : $w = 25 \mu\text{m}$ (triangles bleus), $w = 20 \mu\text{m}$ (carrés rouges) et $w = 10 \mu\text{m}$ (ronds verts). Le faisceau initialement injecté dans les différents guides a une largeur à mi-hauteur de $16 \mu\text{m}$ et une longueur d'onde $\lambda = 633 \text{ nm}$.

3.3.4 Dynamique temporelle

Dans le but de mieux comprendre le processus de formation temporelle du guide dans le SBN, nous avons mené des simulations de la propagation du faisceau sonde pour différents temps. Dans notre modèle 1D, le profil de l'indice de réfraction est invariant suivant la direction de propagation z , mais nous supposons qu'il varie localement dans le temps. La distribution de l'indice de réfraction dès que l'on active le champ extérieur peut être représentée en première approximation par l'expression [138] :

$$\Delta n(x, t) = \Delta n_0 \frac{I(x)}{I(x) + I_D} (1 - e^{[-t(I(x) + I_D)]}). \quad (3.33)$$

Ici les intensités I et I_D , et le temps t sont choisis dans une forme normalisée sans dimension. Le temps t est normalisé par rapport à la valeur de la constante de temps photoréfractive τ_{pr} (voir (1.42)) pour une intensité égale à 1 ; τ_{pr} dépend principalement de la conductivité et des propriétés diélectriques du cristal. Dans l'état stationnaire ($t \rightarrow \infty$), la distribution du profil de l'indice de réfraction est donnée par l'expression (3.29).

Les Figures 3.12 à 3.15 montrent l'évolution temporelle de la propagation d'un faisceau sonde (à gauche) calculée avec le profil d'indice évoluant selon (3.33) (à droite en haut) et le profil du faisceau sonde à la sortie du cristal (en bas à droite). L'onde sonde a une largeur à mi-hauteur de $16 \mu\text{m}$ à l'entrée du cristal. Un champ de 2.4 kV/cm appliqué à un cristal de SBN : 61 est supposé. Au temps $t = 0$, le faisceau sonde se propage librement dans le matériau et il est à l'état de diffraction naturelle. Après avoir activé le champ électrique d'un temps $t = 0.1$, une variation d'indice de $\Delta n = 0.5 \times 10^{-4}$ représenté par un profil abrupte entraîne un début de confinement du faisceau. Au temps $t = 1$, le confinement est maximal pour un $\Delta n = 2.3 \times 10^{-4}$ avec une propagation qui s'effectue sous forme de battements périodiques. Les profils nets et abruptes des variations d'indices d'intensité $I_1(x)$ (voir Figure 3.8) pour les temps $t = 0.1$ et $t = 1$ résultent essentiellement de l'éclairement de contrôle incident. Par contre au temps $t = 10$, le profil de la variation d'indice se compose d'un plateau surmonté d'un profil similaire à celui observé au temps $t = 1$. Malgré un indice de $\Delta n = 3.5 \times 10^{-4}$ le faisceau est moins bien confiné qu'au temps $t = 1$, ceci provient du plateau résultant de la réflexion de l'illumination de contrôle sur la deuxième face qui vient altérer le confinement. Au temps $t = 80$, ce plateau continue à être important (le confinement est de plus en plus perturbé) et se stabilise quand l'état stationnaire est atteint (voir $t = 150$). A l'état stationnaire, une différence de $\Delta n \simeq 0.5 \times 10^{-4}$ entre le profil d'indice dû à l'éclairement incident $I_1(x)$ et celui dû à la lumière réfléchi par la deuxième face du cristal $I_2(x)$ (voir Figure 3.8) suffit à opérer un guidage par l'illumination.

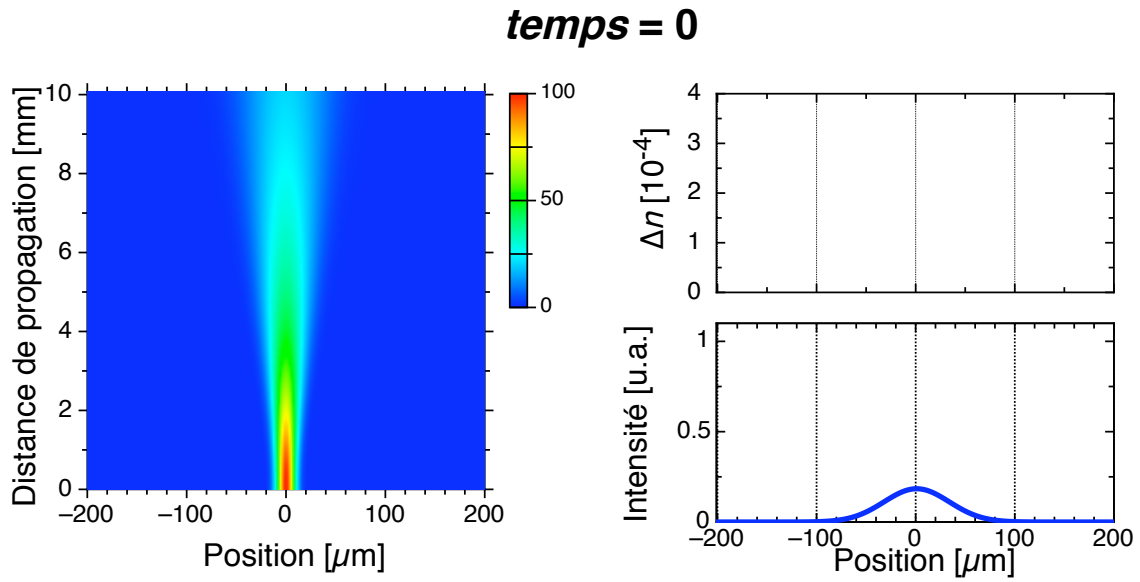
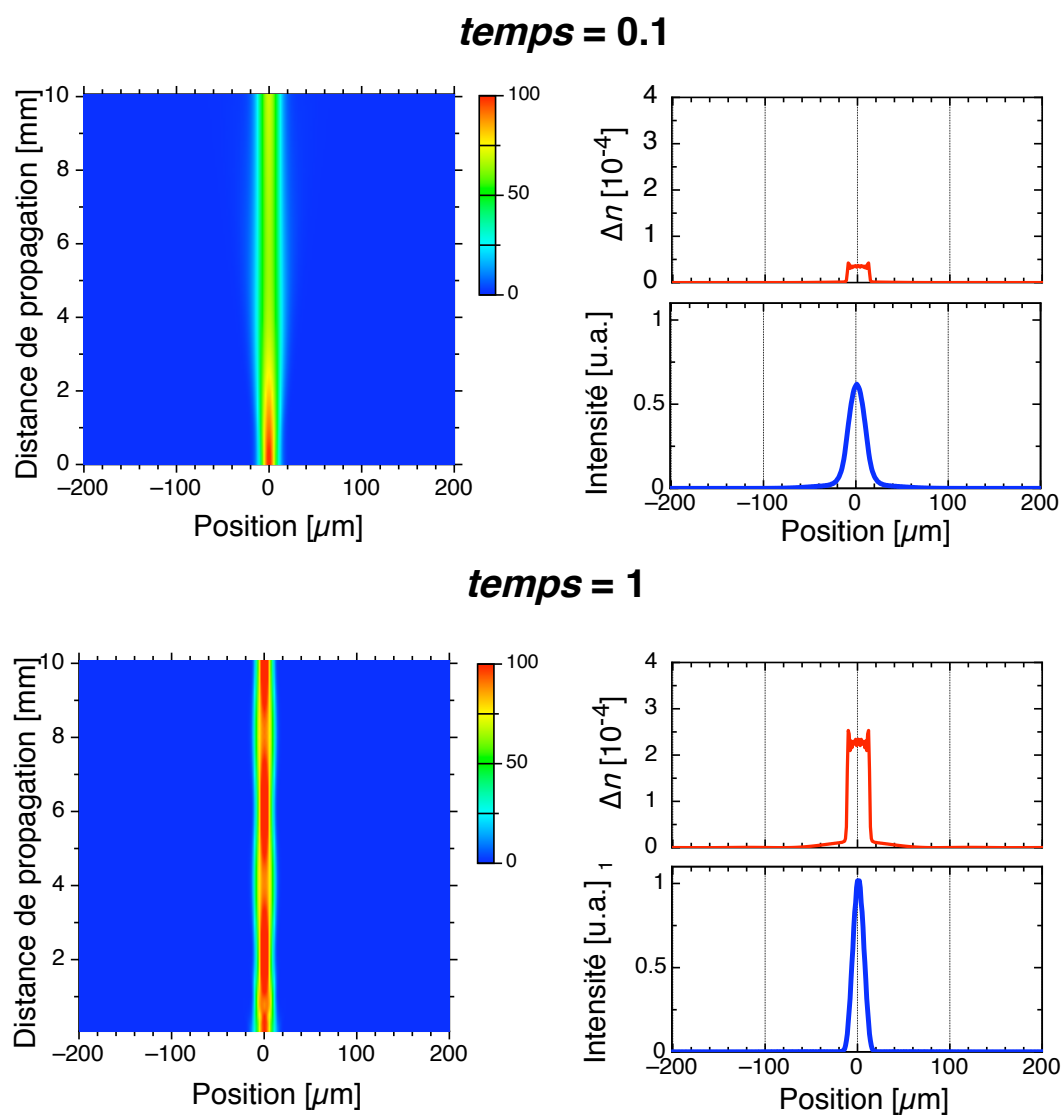


FIGURE 3.12 – Simulations de la formation d'un guide de $25\ \mu\text{m}$ pour le temps $t = 0$ (diffraction naturelle), juste avant l'activation de l'illumination de contrôle. La partie gauche montre la propagation du faisceau sonde dans le cristal de 1cm de long. La figure en haut à droite montre l'évolution du contraste d'indice du guide pour un champ appliqué supposé équivalent à $2.4\ \text{kV/cm}$. La figure en bas à droite montre le profil d'intensité à la sortie du cristal. Le faisceau initialement injecté dans le guide a une largeur à mi-hauteur de $16\ \mu\text{m}$ et une longueur d'onde $\lambda = 633\ \text{nm}$.

FIGURE 3.13 – Comme la Figure précédente aux temps $t = 0.1$ et $t = 1$.

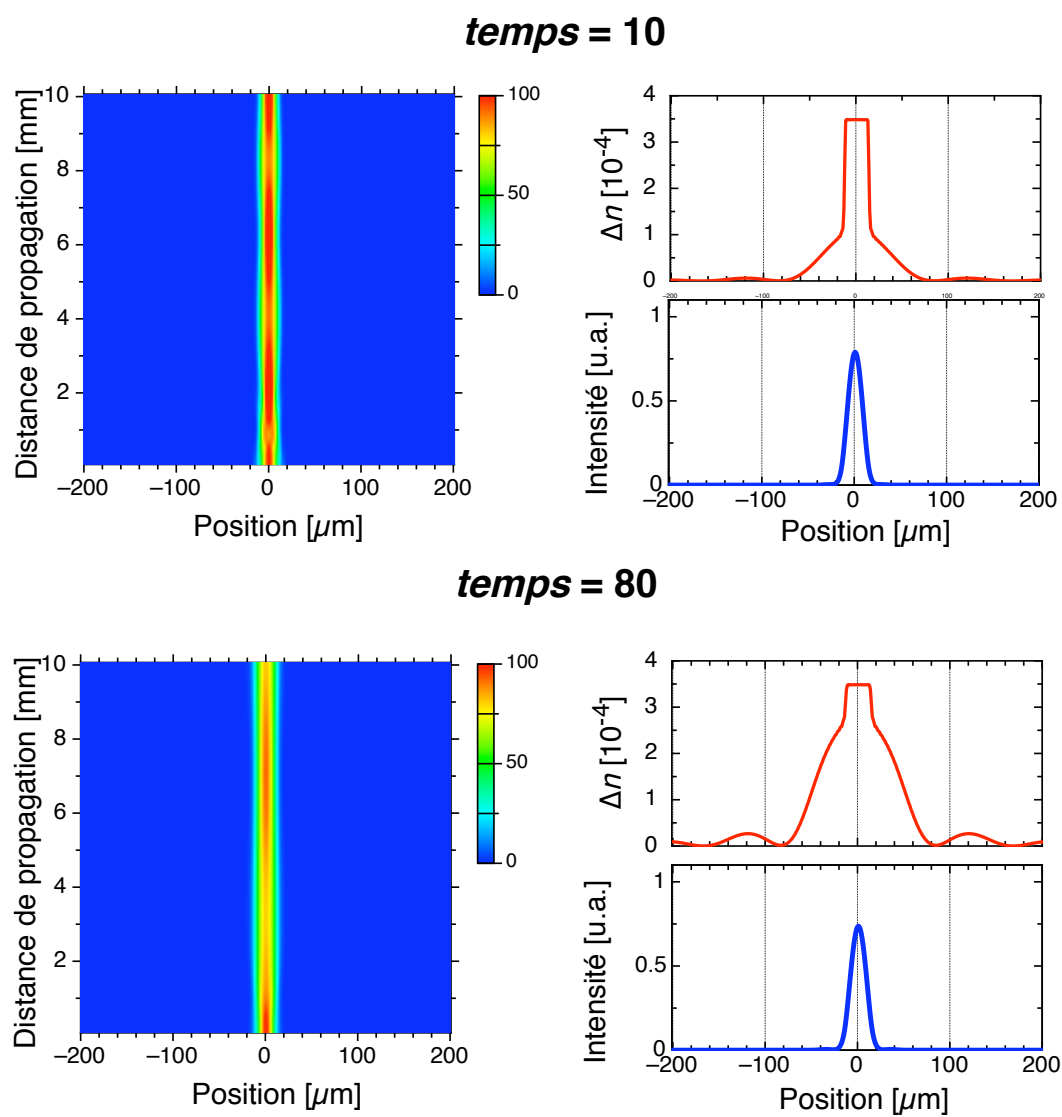


FIGURE 3.14 – Comme les Figures précédentes aux temps $t = 10$ et $t = 80$.

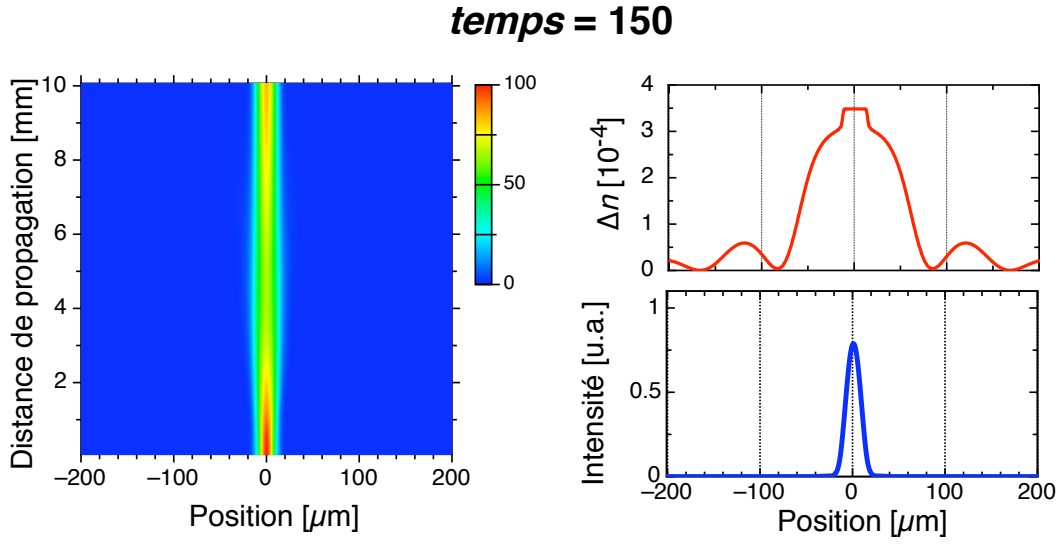


FIGURE 3.15 – Comme les Figures précédentes pour le temps $t = 150$, correspond approximativement à l'état stationnaire du guide.

La Figure 3.16 montre l'évolution temporelle de la valeur maximale des profils d'intensité des Figures 3.12 à 3.15. Cette évolution montre une oscillation (dans l'état transitoire au voisinage de $t \simeq 10$) avant de rejoindre l'état stationnaire. Ceci sera discuté dans la Section 4.3.3 du Chapitre 4 traitant de la dynamique temporelle expérimentale de la formation des guides photo-induits.

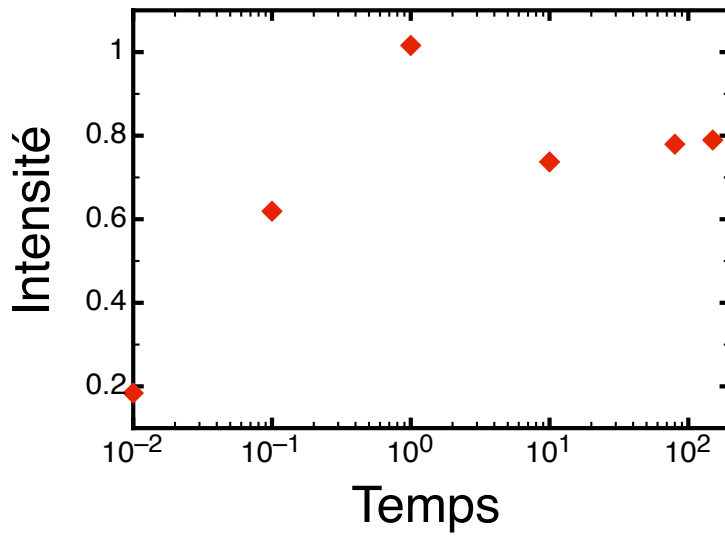


FIGURE 3.16 – Evolution temporelle de l'intensité maximale des profils d'intensité des courbes des Figures 3.12 à 3.15.

3.4 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté deux méthodes de résolution du système de Kuktarev, une méthode analytique approchée valable uniquement sous certaines hypothèses restrictives et une méthode numérique plus complète donc à validité plus large. Néanmoins, on trouve que la solution analytique approchée représente une bonne approximation dans nos conditions expérimentales. Ceci nous a permis de mener des études numériques basées sur une BPM. Ces études ont concerné la distribution du profil d'indice, le profil d'intensité en sortie du cristal, la propagation ainsi que la dynamique de formation d'un guide photo-inscrit.

4

Photo-inscription de guides 1D¹

4.1 Introduction

Les échantillons utilisés pour la génération de guides 1D sont les cristaux de SPS :Te 1%, SPS :Sb 1% et le SBN :61 :Ce, 0.02 mol% qui sont décrits dans la Section 2.2.5 du Chapitre 2. Tout au long de ce chapitre, nous allons présenter les expériences effectuées dans les deux types de cristaux, après avoir décrit le montage expérimental qui a été mis en place. Les temps typiques de formation et de reconfiguration des guides sont de l'ordre de la fraction de seconde dans SBN, qui est connu comme cristal à réponse intrinsèque assez lente. S'agissant du SPS, en raison de sa forte photoconductivité, même sous illumination dans la région spectrale transparente du cristal, les temps de formation sont plus rapides (inférieurs à la milliseconde).

1. Certains passages de ce chapitre sont publiés dans les références [139, 140].

4.2 Banc expérimental

4.2.1 Présentation générale

Les guides d'onde photo-inscrits 1D obtenus ont été obtenus en utilisant un banc expérimental similaire à celui de la référence [20]. Une vue schématique du montage qui a été mis en oeuvre est représentée dans la Figure 4.1, dans le cas d'un cristal de SBN. Une fente de largeur de $100\ \mu\text{m}$ est éclairée de façon homogène avec un laser Argon (Ar^+) de longueur d'onde $\lambda=514\ \text{nm}$ dans le cas du SBN (avec un laser He-Ne de longueur d'onde $\lambda=633\ \text{nm}$ dans le cas du SPS). La fente est imagée à l'aide de la lentille cylindrique ($f=75$

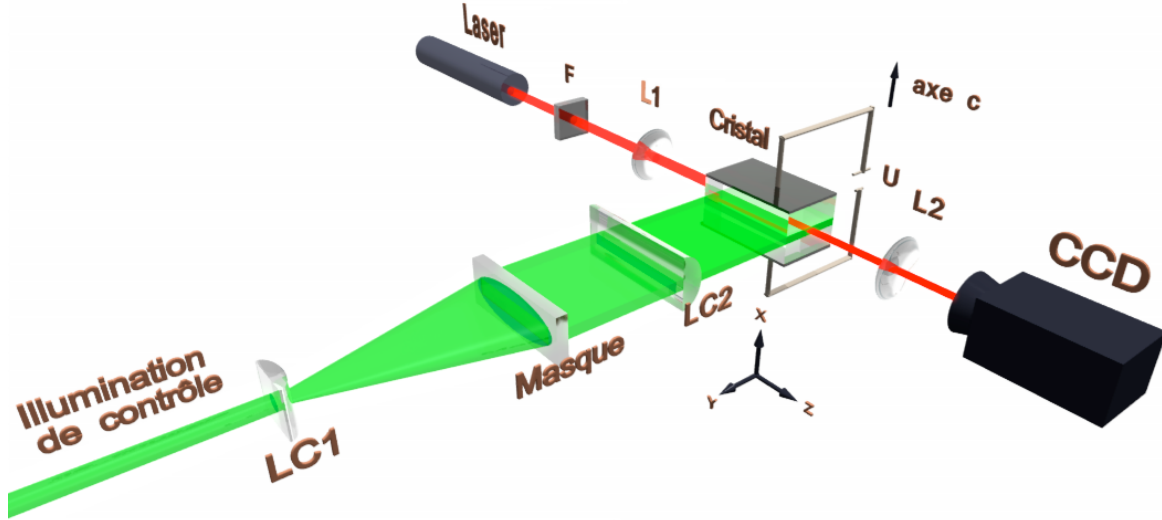


FIGURE 4.1 – Schéma simplifié du montage expérimental illustrant la méthode de photo-inscription latérale dans le cas particulier du SBN. Un champ électrique est appliqué suivant l'axe ferroélectrique c . Dans le cas du SPS, l'application du champ s'effectue suivant l'axe x (voir Figure 2.10). L_1 , L_2 et LC_1 , LC_2 sont respectivement des lentilles sphériques et des lentilles cylindriques, F : filtre de densité.

mm) à la surface de l'échantillon. La bande de lumière issue de la fente et imagée possède une largeur de $25\ \mu\text{m}$ suivant l'axe $\vec{c}$ (axe x pour le SPS : voir Figure 2.10 du Chapitre 2) et est alignée parallèlement à l'axe ferroélectrique $\vec{a}$ (axe z pour le SPS : voir Figure 2.10 du Chapitre 2). Un faisceau laser He-Ne ($\lambda=633\ \text{nm}$) est focalisé au moyen d'une lentille sphérique ($f=55\ \text{mm}$) sur la face d'entrée du cristal au niveau du guide. La face opposée de

sortie (voir Figure 4.2 pour le cas du SBN) est imagée par une autre lentille sphérique de même focale que la précédente, sur une caméra CCD enregistrant la distribution d'intensité du faisceau en sortie.

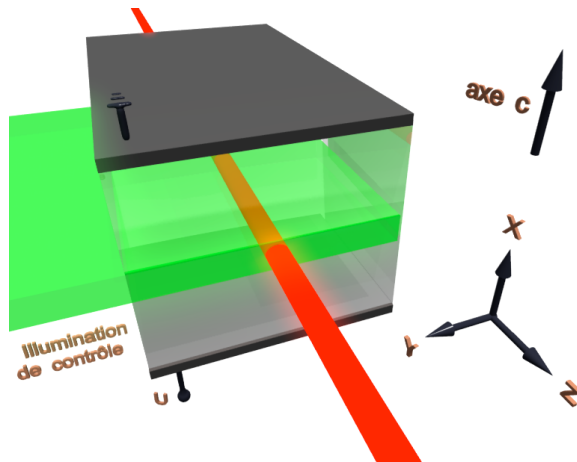


FIGURE 4.2 – Zoom du schéma de la Figure 4.1 (pour le cas particulier du matériau SBN) au niveau de la face de sortie du cristal, mettant en évidence l'illumination de contrôle ainsi que le faisceau sonde.

4.2.2 Le porte échantillon

Le porte échantillon dédié au guides photo-inscrits 1D est représenté par la photo de la Figure 4.3. Au centre, on distingue un échantillon de SPS dopé Sb 1%, munies d'électrodes en graphite. L'application du champ électrique (suivant l'axe x) s'effectue par l'intermédiaire de ces électrodes.

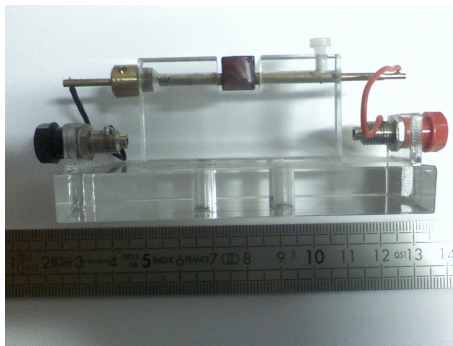


FIGURE 4.3 – Porte échantillon utilisé dans la génération de guides photo-induits mono-dimensionnels (1D) dans le cas du SBN.

4.3 Résultats expérimentaux

4.3.1 Génération de guides 1D

Cristal de SBN

Le cristal utilisé dans nos expérience des guides d'onde 1D est le SBN : 61 : Ce, 0.02 mol % aux dimensions $10 \times 5 \times 5 \text{ mm}^3$ de la Section 2.2.5 du Chapitre 2. Le champ électrique est appliqué suivant l'axe $\vec{c}$ (voir Figure 4.1) à l'aide d'électrodes en graphite. La Figure 4.4 représente les images en champ proche du faisceau sonde à la sortie du cristal sous l'influence du champ électrique et de l'éclairement de contrôle dans différentes situations. Sans champ appliqué ($E=0$) et sans lumière de contrôle (Figure 4.4(a)), on observe la diffraction naturelle du faisceau signal He-Ne. Dans le cas où l'un des deux paramètres est activé soit l'éclairement (Figure 4.4(b)), soit le champ (Figure 4.4(c)) on ne note pas de changement significatif par rapport à la Figure 4.4(a). Seulement la combinaison de l'application d'un champ électrique et l'activation de la lumière de contrôle (Figure 4.4(d)) entraîne la formation d'un guide d'onde.

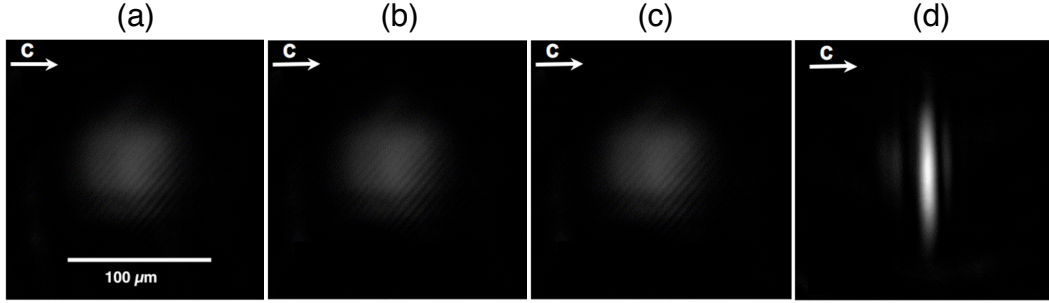


FIGURE 4.4 – Images CCD de la distribution d'intensité du faisceau sonde He-Ne à la face de sortie du cristal. **(a)** $E = 0$, $I_{Ar^+} = 0$, **(b)** $E = 0$, $I_{Ar^+} = 50 \text{ mW/cm}^2$, **(c)** $E = 4 \text{ kV/cm}$, $I_{Ar^+} = 0$, **(d)** $E = 4 \text{ kV/cm}$, $I_{Ar^+} = 50 \text{ mW/cm}^2$.

La Figure 4.5 montre les profils correspondants aux images (a) et (d) de la Figure 4.4. Le guide sous l'application d'un champ électrique de 4 kV/cm et d'une illumination de contrôle I_{Ar^+} de 50 mW/cm^2 . En l'absence du guide, la largeur à mi-hauteur (FWHM) du faisceau sonde à la sortie du cristal est de $\simeq 43 \mu\text{m}$, quand le guide est présent celle-ci n'est plus que de $\simeq 10 \mu\text{m}$. Comme mentionné à plusieurs reprises auparavant, la diminution

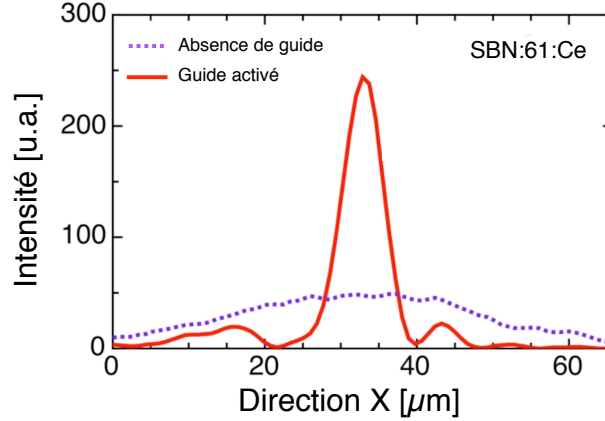


FIGURE 4.5 – Profils du faisceau sonde He-Ne diffracté (sans champ électrique, pointillés mauves, $\text{FWHM} \simeq 43 \mu\text{m}$) et le profil du faisceau guidé (ligne continue rouge, $\text{FWHM} \simeq 10 \mu\text{m}$) pour un champ appliqué de 4 kV/cm , une illumination de contrôle de 50 mW/cm^2 et pour une largeur du guide de $20 \mu\text{m}$ dans le SBN.

de l'indice de réfraction par effet électro-optique dans les régions non-éclairées est donné par la relation (1.27). Dans la configuration où seule la lumière de contrôle incidente est prise en compte², $n = 2.31$, $r^{eff} = 235 \text{ pm/V}$ et $E = 4 \text{ kV/cm}$, il en résulte une différence d'indice de réfraction entre la région éclairée (guide d'onde) et les régions sombres de $\Delta n = 5.8 \times 10^{-4}$. Dans le cas d'un guide à saut d'indice, du type étudié dans la Section 1.1.1 du premier chapitre, de largeur $20 \mu\text{m}$ suivant l'axe $\vec{c}$ et infini le long de l'axe $\vec{b}$, la théorie des guides d'onde nous indiquent que 4 modes peuvent théoriquement s'y propager. Néanmoins, expérimentalement le profil du faisceau sonde approche celui du mode fondamental, qui est principalement excité.

Cristaux de SPS

Les autres cristaux dans les quels nous avons obtenus des guides photo-inscrits sont des cristaux SPS l'un dopé Sb 1%, l'autre dopé Te 1 %. Ces deux cristaux sont ceux décrits dans la Section 2.3.5 du premier chapitre. Comparé à la plupart des ferroélectriques, le SPS est un matériau à faible bande interdite (2.3 eV). Ainsi dans le vert et dans le bleu la lumière est fortement absorbée et nous avons choisi d'exciter ce matériau avec une illumination de contrôle dans le rouge ($\lambda = 633 \text{ nm}$). Les résultats obtenus dans les deux cristaux

2. Les effets de la réflexion par la face arrière du cristal ne sont pas pris en compte.

sont similaires malgré la nature du dopant. La Figure 4.6 décrit les résultats obtenus dans l'échantillon de SPS :Sb 1%. Le faisceau diffractant à la sortie du cristal ayant initialement une largeur à mi-hauteur de $55 \mu\text{m}$, se réduit à $24 \mu\text{m}$ en présence d'un guide de largeur de $32 \mu\text{m}$. L'intensité la lumière de contrôle est $\simeq 3.8 \text{ mW/cm}^2$ et un champ électrique appliqué de 0.6 kV/cm . Le champ électrique appliqué est moins élevé que celui appliqué pour le cas du SBN qui est moins conducteur.

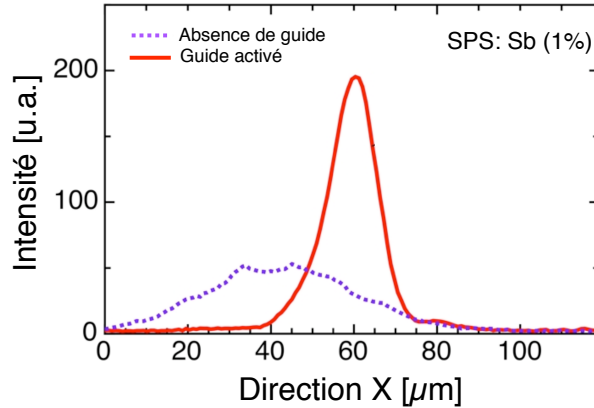


FIGURE 4.6 – Profils du faisceau sonde He-Ne diffracté sans champ (pointillés mauves, FWHM = $55 \mu\text{m}$) et le faisceau guidé sous illumination de contrôle (courbe bleue continue, FWHM = $24 \mu\text{m}$) pour un champ appliqué de 0.6 kV/cm dans le SPS :Sb 1 %.

En observant la Figure 4.6, on constate que les profils ne sont pas alignés (guide et faisceau sonde), malgré cela le guide arrive à rattraper et guider le faisceau sonde. Cette exemple, met en évidence la possibilité de dévier un faisceau et ouvrant ainsi une accessibilité au routage.

4.3.2 Influence de l'intensité et du champ électrique

Dans cette section, on analyse l'influence des paramètres expérimentaux à savoir le champ électrique et l'intensité de l'illumination de contrôle sur les propriétés de guidage. Les expériences ont été effectuées dans le cristal de SBN : 61 : Ce, 0.02 mol %, et la largeur du guide est de $25 \mu\text{m}$. Dans la Figure 4.7(a), la largeur à mi-hauteur (FWHM) du faisceau sonde en sortie du guide, le long de l'axe x est tracée en fonction du champ électrique appliqué, tandis que l'intensité de contrôle reste constante à 125 mW/cm^2 . La largeur du faisceau diminue de manière continue de $\simeq 45 \mu\text{m}$ pour $E = 0$ à $\simeq 15 \mu\text{m}$ pour $E = 3.2 \text{ kV/cm}$. L'évolution de cette courbe est similaire aux courbes obtenues

théoriquement dans la section 3.3.3 (voir Figure 3.11). La Figure 4.7(b), montre la largeur en fonction de l'intensité pour un champ électrique constant de 3.2 kV/cm. La largeur de 15 μm est atteinte pour une intensité de 125 mW/cm^2 et ne varie quasiment pas pour des intensités plus élevées. Aussi cet effet est prévu théoriquement et sera discuté en détail lors du traitement des guides confinés en 2D dans le Chapitre 6.

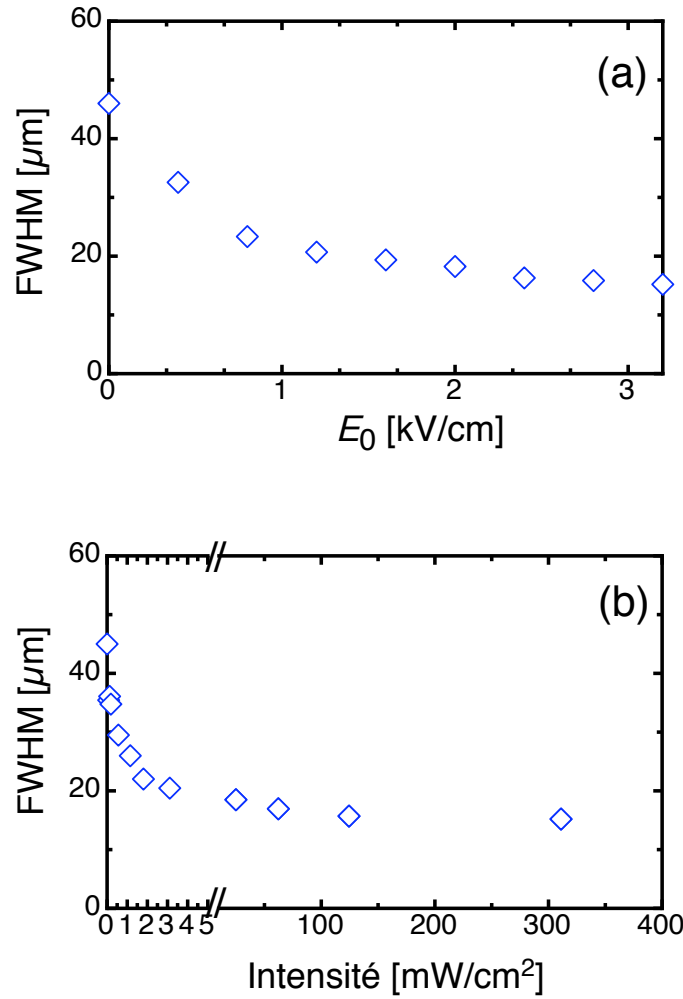


FIGURE 4.7 – Dépendance de la largeur à mi-hauteur (FWHM) du faisceau sonde en fonction (a) du champ électrique pour une intensité constante de 125 mW/cm^2 et en fonction (b) de l'intensité pour un champ électrique de 3.2 kV/cm. La largeur du guide est de 25 μm . On notera le changement d'échelle pour le second graphe.

4.3.3 Dynamique temporelle

Dans cette section nous allons brièvement étudier la dynamique de formation des guides photo-inscrits. Afin de déterminer ce temps de formation, nous avons inséré une lame semi-réfléchissante après la deuxième lentille imageant la face de sortie du cristal dans le banc expérimental représenté en Figure 4.1. Ensuite, la partie du faisceau déviée par la lame, traverse une fente étroite située dans le plan image de la surface de sortie du cristal. La transmission à travers la fente est détectée par le biais d'une photodiode. Ainsi, dès que le guide se forme la photodiode enregistre la variation d'intensité de la lumière transmise, ce qui nous permet de remonter au temps de formation du guide.

La Figure 4.8 décrit l'évolution temporelle de formation d'un guide 1D pour trois valeurs différentes de l'intensité de contrôle dans le cas du cristal de $\text{Sn}_2\text{P}_2\text{S}_6$ dopé Te. Le changement de transmission à travers la fente derrière le cristal est montré en fonction du temps. Aux plus faibles intensités (Figure 4.8(a)) la dynamique de ce processus est relativement simple et le guide tend rapidement vers un état stationnaire rejoint après une dizaine de millisecondes. Pour des intensités plus élevées (Figure 4.8(b)+(c)), le faisceau guidé atteint rapidement un état dans lequel la largeur est minimale et la transmission maximale, avant de subir une diminution de son intensité transmise à travers la fente de test. Cette diminution est due à un élargissement du guide, qui est observable en absence d'une lumière de fond faisant augmenter l'intensité d'obscurité I_D . Dans nos conditions une augmentation de l'intensité de la lumière de contrôle I fait augmenter le rapport I/I_D , ce qui permet au guide de s'élargir déjà par le biais d'une relativement faible intensité de lumière diffusée. Ce genre d'effet a été observé auparavant dans le cas des guides photo-inscrits par illumination interbande dans le cristal de LiTaO_3 [20]. Nous discuterons de ce type de phénomène à nouveau au cours du Chapitre 5.

La Figure 4.8(a) montre aussi la convention que nous utilisons pour définir le temps de réponse τ du guide photo-inscrit. Ceci est défini entre les points à 10% et à 90% du changement de transmission du faisceau sonde. L'intervalle de changement de transmission est défini entre la transmission initiale et la transmission de l'état stationnaire. Noter que nous avons choisi cette définition d'une façon indépendante du type de la dynamique. La Figure 4.9 montre ce temps de réponse τ pour le cas du SPS : Te en fonction de l'intensité de contrôle. Pour des intensités supérieures à environ 30 mW/cm^2 le temps τ est inférieur à la milliseconde, ce qui est suffisant pour des applications de routage optique. Néanmoins, il faut noter qu'en l'absence de lumière de fond, le vrai état stationnaire n'est rejoint qu'après quelques millisecondes. Le temps τ de la Figure 4.9 ne suit pas une dépendance inversement

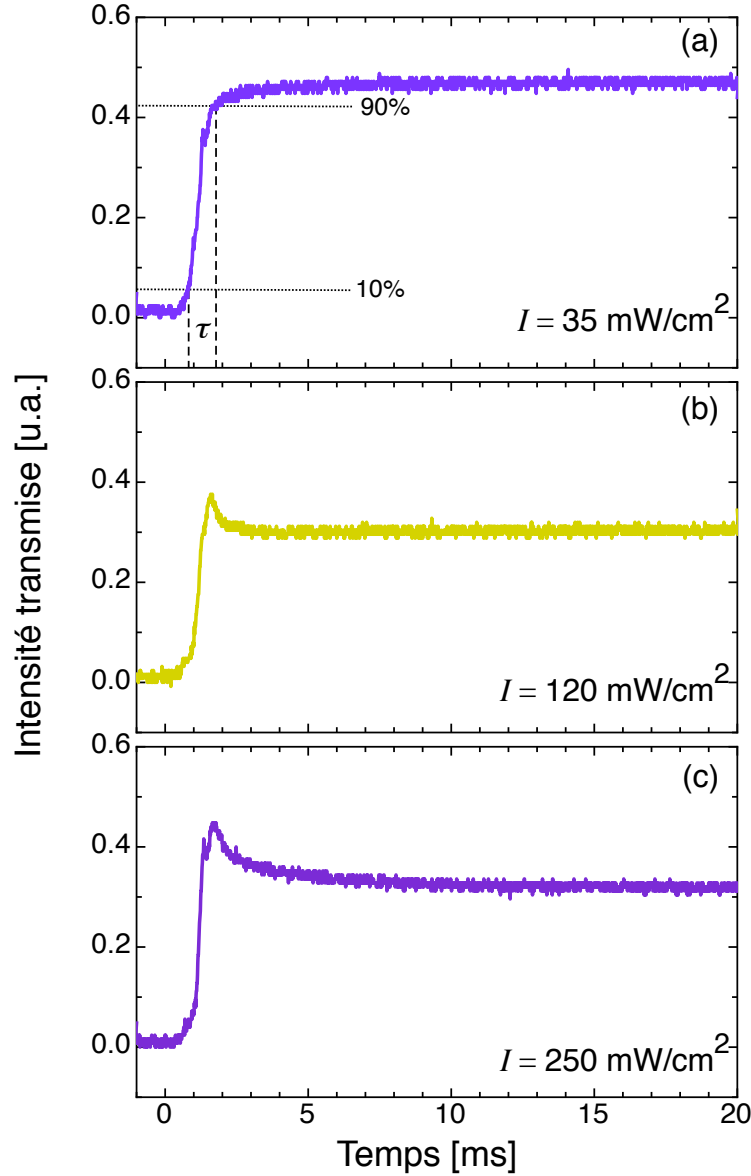


FIGURE 4.8 – Evolution temporelle de la formation d'un guide photo-inscrit dans le SPS :Te pour trois valeurs de l'intensité de contrôle. (a) $I = 35 \text{ mW/cm}^2$, (b) $I = 120 \text{ mW/cm}^2$, (c) $I = 250 \text{ mW/cm}^2$. La longueur d'onde de la lumière de contrôle est $\lambda = 633 \text{ nm}$, le champ appliqué est de 600 V/cm et la largeur nominale du guide est $\simeq 25 \mu\text{m}$. La convention utilisée pour la définition du temps de réponse τ est montrée dans la partie (a).

proportionnelle à l'intensité (le meilleur exposant pour une fonction en puissance de I est $\tau \propto I^{-0.75}$). En raison de la relation compliquée entre la dynamique du profil d'indice et la transmission à travers la fente test, et du changement du type de dynamique vu en Figure 4.8 pour des intensité intermédiaires, néanmoins nous ne sommes pas en mesure de donner

trop de poids à cette observation.

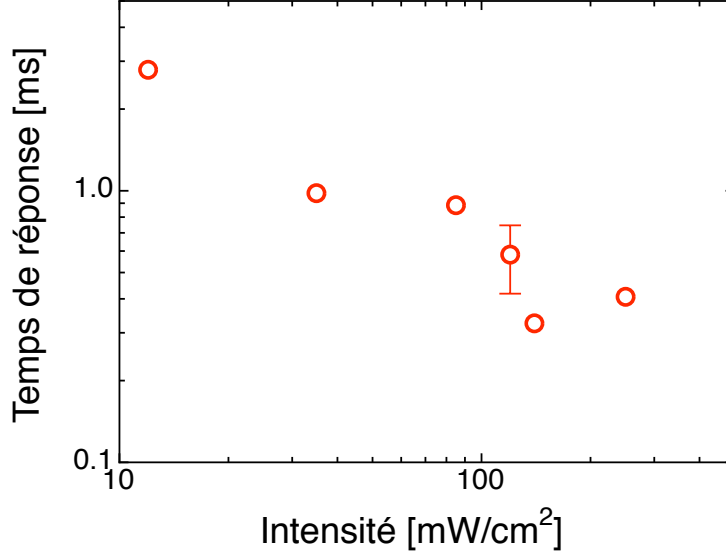


FIGURE 4.9 – Temps de formation τ d'un guide photo-inscrit dans le cristal de SPS :Te en fonction de l'intensité de contrôle. Les conditions expérimentales sont les même que celle de la Figure 4.8.

Dans le cas des cristaux de SBN : Ce, la dynamique de formation des guides est beaucoup plus lente et plus compliquée que dans le cas du SPS : Te. La Figure 4.10 montre le même type de mesure que la Figure 4.8 pour deux valeurs du champ électrique appliqué E_0 et pour deux valeurs de l'intensité de contrôle. L'évolution temporelle de l'intensité du faisceau sonde transmise par la fente de test montre une ou plusieurs oscillations avant de rejoindre l'état stationnaire. Les détails de cette dynamique ne sont pas complètement compris en l'état actuel des choses. Dans le Chapitre 3, Section 3.3.4 nous avons traité théoriquement la dynamique de formation attendue. Ce traitement, basé sur un modèle simplifié pour l'évolution de la distribution d'indice et sur la simulation numérique de la propagation du faisceau sonde, prévoit au moins une oscillation pour l'intensité maximale du faisceau sonde à la sortie du cristal (voir Figure 3.16). Cette oscillation est due au plateau d'indice qui a pour origine la lumière de contrôle réfléchiée par la face arrière du cristal.³ Néanmoins, l'ensemble des oscillations observées en Figure 4.10 ne peut pas être expliqué que par l'effet de la lumière de contrôle réfléchiée. Nous pensons que l'une des

3. Dans le cas du SPS, sous les conditions expérimentales des Figures 4.8 et 4.9 l'absorption de la lumière de contrôle est plus forte que pour le SBN. Ainsi l'effet de la lumière réfléchiée par face arrière est beaucoup moins important, ce qui explique aussi l'observation d'une dynamique plus simple pour ce cristal.

raisons pour le désaccord peut être lié à une sur-simplification du modèle de l'évolution de l'indice en (3.33). Grâce à des simulations préliminaires, nous avons toutes les raisons de croire que dans la phase transitoire de formation, la forme du profil d'indice peut différer légèrement de celle contenue dans le modèle de la Section 3.3.4. Des creux avec changement d'indice négatif pourraient se former dans la phase transitoire (et disparaître en régime établi) autour de la zone guidante où l'indice augmente. La présence transitoire de ces creux pourrait éventuellement donner lieu aux oscillations supplémentaires qu'on observe. En raison du caractère complexe de la dynamique de formation du guide dans le

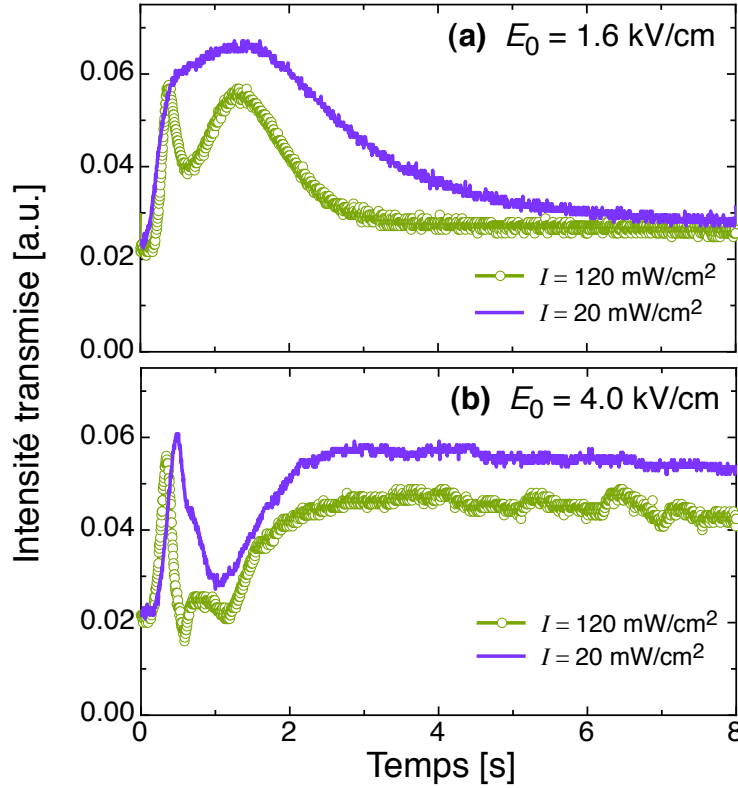


FIGURE 4.10 – Dynamique complexe de formation des guides photo-inscrits 1D dans le cristal de SBN :Ce(0.02 mol%) pour deux valeurs de l'intensité de contrôle I . (a) Champ électrique appliqué $E_0 = 1.6 \text{ kV/cm}$, (b) $E_0 = 4 \text{ kV/cm}$.

SBN, ainsi que de sa vitesse de réponse beaucoup plus lente que dans le cas du SPS, nous n'avons pas poursuivi davantage les études expérimentales sur le temps de réponse du guide dans ce cristal. En effet déjà la définition du temps de réponse serait problématique. Sur la base des observations nous pouvons néanmoins conclure que dans nos échantillons de SBN, l'état stationnaire du guide est atteint dans un temps de l'ordre de la dizaine de secondes,

mais avec une dynamique initiale beaucoup plus rapide. Dans le prochain chapitre nous verrons qu'une dynamique plus intéressante (et plus directement exploitable) a lieu lors de la relaxation du guide (lorsqu'on enlève le champ électrique sous illumination après que le guide a été formé). La dynamique particulière associée à cette relaxation sera l'objet principal du Chapitre 5.

4.4 Conclusion

La formation de guides reconfigurables par effet photoréfractif conventionnel a été démontrée dans deux matériaux, le SBN et le SPS. La longueur d'onde utilisée est $\lambda = 514$ nm pour le premier et $\lambda = 633$ nm pour le second. A l'état stationnaire, la largeur du mode guidé dépend du champ électrique et de l'intensité ce qui est conforme aux simulations. Dans nos conditions expérimentales, pour le SBN, la réflexion de la lumière sur la face arrière du matériau joue un rôle important dans la formation des guides. Ceci a aussi un effet sur la dynamique de formation, qui est plus compliquée dans nos expériences concernant le SBN que dans le cas du SPS. Des temps de réponses inférieurs à la milliseconde peuvent être atteints dans le cas du SPS.

5

Déflexion et modulation¹

5.1 Introduction

L'un des aspects les plus attractifs de la non-linéarité photoréfractive est la possibilité d'effectuer du routage ou de la modulation de faisceaux. La déflexion de lumière et la modulation via l'effet photoréfractif ont été démontrées dans le passé par différentes techniques, dont la plupart sont basées sur l'holographie dynamique [142–146]. La déflexion modulée de la lumière a été obtenue par diffraction isotrope [142] et anisotrope [143] à l'aide d'un réseau de Bragg réglable par modification de la longueur d'onde d'inscription. Une autre alternative, une configuration de Bragg auto-accordée basée sur un oscillateur pompé à double couleur a été aussi démontrée [144]. La déviation de faisceaux de lumière par des ondes de charge d'espace a été observée dans les cristaux sillénites [145]. Une déflexion photoréfractive tout optique est proposée en référence [146], elle se base sur l'interférence simultanée de deux paires d'ondes et du contrôle de leur phase relative (duplex two-wave mixing). La déflexion non-holographique de faisceaux a été démontrée dans les guides

1. La majeure partie de ce chapitre a été publiée dans le l'article Optics Express, **16**(21), pp.16646 - 16658 (2008) [141] (voir lien : www.opticsinfobase.org/oe/viewmedia.cfm?uri=oe-16-21-16646&seq=0.)

d'onde plans de niobate de strontium et de barium implantés He^+ à travers l'influence de l'autofocalisation du faisceau pompe sur un faisceau sonde plus faible en intensité [147]. Dans ce cas l'effet est attribué à la combinaison des effets thermique et photoréfractif. Le déplacement latéral à vitesse constante d'un faisceau autofocalisé dans un cristal photoréfractif a aussi montré que cela peut donner lieu une forte déviation du faisceau en raison de l'inertie de la dynamique des changements d'indice de réfraction [148]. Dans la suite de ce chapitre, nous allons étudier l'évolution des guides d'onde photo-induits à une dimension lorsque le champ électrique est supprimé et l'illumination de contrôle maintenue. Cette situation conduit à un nouveau type de flexion dynamique de la lumière. Ce phénomène est étudié en détail dans les matériaux de SBN : 61 : Ce (0.02 mol %) dans le cas de l'effet photoréfractif conventionnel et de tantalate de lithium² quasi-stoechiométrique SLT : Mg (0.7 mol %) dans le cas de l'effet photoréfractif interbande.

5.2 Mécanismes mis en jeu

Dans cette section, nous proposons une explication qualitative du phénomène à l'origine du nouveau type de flexion. Cette explication qui nous permet de mieux comprendre les résultats expérimentaux qui vont suivre s'appuie sur le cas simple d'un faisceau gaussien. L'un des phénomènes qui a été découvert au cours de nos études est le doublage du guide primaire initialement formé en deux guides qui peut avoir lieu après suppression du champ électrique, si l'illumination de contrôle est maintenue. Les études précédentes des Chapitres 3 et 4, ont montrées que dans l'état stationnaire, la forme du guide épouse essentiellement celle de l'illumination de contrôle. Ceci est vrai dans le cas où la conductivité du cristal est proche de la photoconductivité produite par l'illumination de contrôle (Figure 5.1(a)). Mais dans le cas contraire, le guide peut dynamiquement s'élargir au-delà de la largeur de l'éclairement de contrôle. Cette situation est typiquement rencontrée en l'absence d'illumination de fond homogène dans les matériaux à faible conductivité (Figure 5.1(b)). Dans ce cas, un simple masque composé d'une seule fente peut alors dynamiquement donner lieu à deux faisceaux à la sortie du cristal lors de la suppression du champ (Figure 5.2), qui peuvent être séparés dans des conditions appropriées jusqu'à plusieurs centaines de micromètres comme on le verra par la suite dans les résultats expérimentaux. Dès la suppression du champ électrique appliqué, au centre du guide apparaît un champ de charge

2. Les différentes expériences présentées dans cette thèse concernant ce matériau ont été effectuées à l'Ecole Polytechnique Fédérale de Zürich dans le cadre d'une collaboration (projet PAI Germaine de Staël).

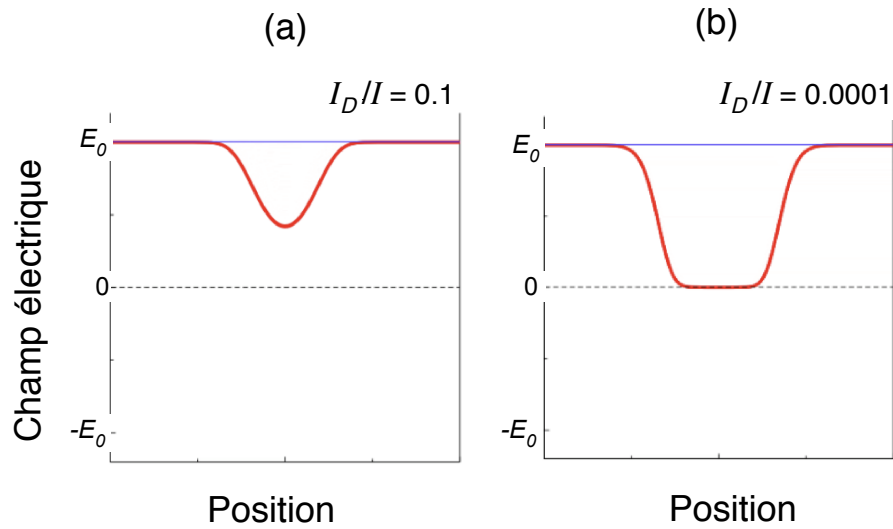


FIGURE 5.1 – Profil du masquage du champ électrique d'un faisceau gaussien (a) : avec une illumination de fond (intensité d'obscurité I_D [46] importante) ; (b) : sans illumination d'obscurité (intensité d'obscurité I_D faible).

d'espace opposé (Figure 5.2(a)) au champ précédemment appliqué (Figure 5.1(b)). La lumière de contrôle étant maintenue, ce champ va être masqué à son tour et donner naissance à la formation de deux guides (Figure 5.2(b) et (c)). Ceci est dû à la diminution de l'indice de réfraction de la zone centrale où le champ est contre-masqué le plus vite.

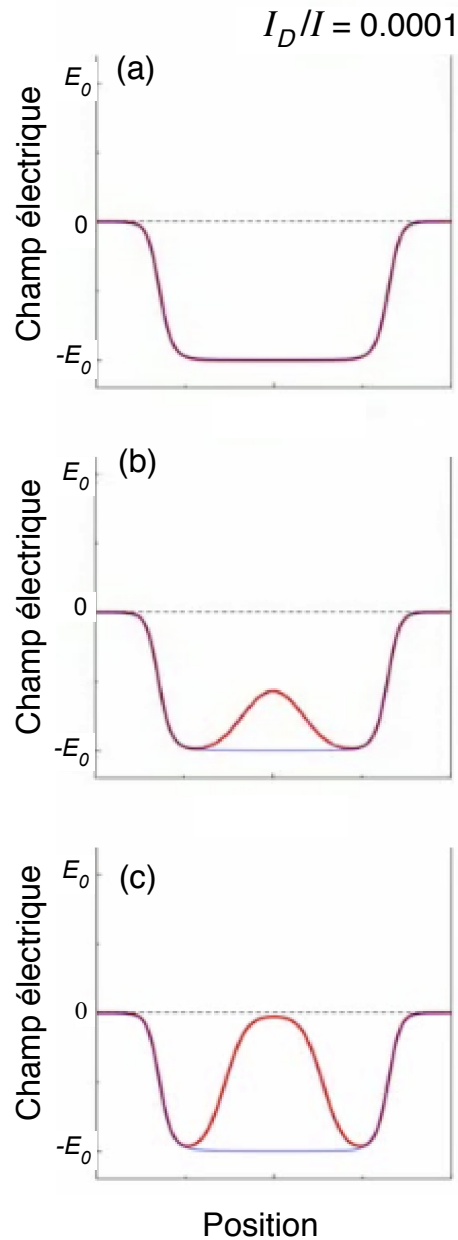


FIGURE 5.2 – Illustration du processus de formation d’un guide d’onde double par la dynamique du champ dans le cas d’un faisceau gaussien. (a) : La suppression du champ extérieur appliqué conduit à l’apparition d’un champ de charge d’espace opposé au champ extérieur précédemment appliqué; (b) et (c) : masquage progressif du nouveau champ de charge d’espace dans la région centrale (zone éclairée), conduisant à la formation de deux guides. Tout au long du processus l’illumination de contrôle est présente.

5.3 Déflection : Résultats expérimentaux

5.3.1 Cas du $\text{Sr}_x\text{Ba}_{1-x}\text{Nb}_2\text{O}_6$

Le banc expérimental qui a servi à mettre en évidence le phénomène de déflexion dans le cristal de SBN : 61 : Ce (0.02 mol %) est celui qui est décrit dans la Section 4.2.1 du Chapitre 4. L'inscription du guide s'effectue à l'aide d'une illumination de contrôle ($\lambda = 514$ nm). Dans le guide photo-inscrit de largeur $25\text{ }\mu\text{m}$ se propage le faisceau sonde ($\lambda = 633$ nm). La Figure 5.3 décrit un exemple de l'évolution dynamique de la lumière guidée à la sortie³ du cristal de SBN. Dès que le champ extérieur cesse d'être appliqué le faisceau se sépare en deux lobes. L'angle de déflexion engendrée varie dans le temps, et atteint un maximum avant de se relaxer en revenant à l'état initial de diffraction (absence de guide). Dans le cas particulier de la Figure 5.3, le profil d'intensité du faisceau sonde à la sortie du guide d'onde 1D juste avant la désactivation du champ électrique avait une largeur à mi-hauteur (FWHM) de $16\text{ }\mu\text{m}$.

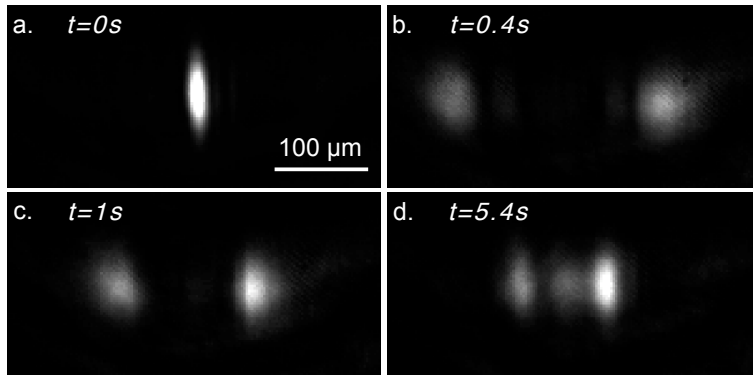


FIGURE 5.3 – Séparation et relaxation du guide après désactivation du champ électrique appliqué ($E_0 = 4\text{ kV/cm}$) dans le cristal de SBN. Le guide d'onde dans l'état stationnaire a été initialement inscrit dans la visible à la longueur d'onde $\lambda = 514$ nm. L'intensité locale de la bande de lumière issue de la fente imagée sur la surface latérale du cristal est 125 mW/cm^2 et sa largeur est de $25\text{ }\mu\text{m}$. Le champ électrique est désactivé tandis que le faisceau de contrôle conduisant à la formation du guide simple est maintenu allumé tout au long du processus. La largeur des régions imagées est de $410\text{ }\mu\text{m}$ (voir lien : <http://www.opticsinfobase.org/oe/viewmedia.cfm?uri=oe-16-21-16646&seq=1>).

3. On observe cette évolution du guide sur la face de sortie qui est imagée sur la caméra CCD.

La Figure 5.4 montre l'évolution de la position du "centre de masse" des deux lobes en fonction du temps. Toutes les mesures ont été prises à la même intensité de la lumière de contrôle et après le même temps d'enregistrement avant la désactivation du champ. La seule différence entre les courbes est la variation du champ appliqué lors de l'inscription du guide d'onde. Après la désactivation du champ on constate un déplacement rapide des deux lobes lors de la séparation, par contre lors de la relaxation les deux lobes se rapprochent moins vite et de manière graduelle. La distance maximale de séparation entre les deux

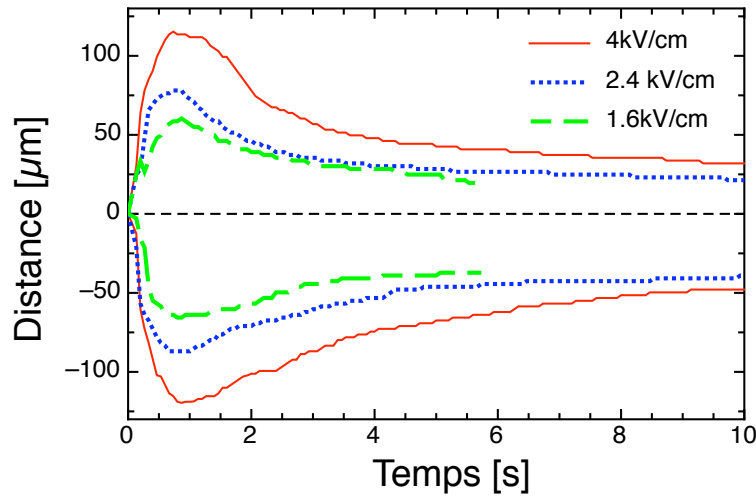


FIGURE 5.4 – Position du centre de masse des deux lobes en fonction du temps. Le guide photo-induit initial est inscrit durant 10 secondes dans l'état stationnaire. L'intensité de l'illumination contrôle est de 375 mW/cm^2 et sa largeur est de $25 \mu\text{m}$. Les courbes diffèrent par le champ E_0 appliqué durant l'inscription du guide et supprimé à $t = 0$. Courbe continue rouge : $E_0 = 4 \text{ kV/cm}$, courbe en pointillés bleus : $E_0 = 2.4 \text{ kV/cm}$, courbe en tirets verts : $E_0 = 1.6 \text{ kV/cm}$.

lobes augmente dès que le champ appliqué augmente. Dans le cas du SBN que nous voyons ici, la distance maximale séparant les deux lobes atteinte est de $235 \mu\text{m}$ avec un champ de 4 kV/cm . Il est à noter que cette séparation va largement au-delà de la largeur du guide ($25 \mu\text{m}$) et de la diffraction naturelle ($\text{FWHM} \simeq 57 \mu\text{m}$) à la sortie du cristal en l'absence de guide. Une structure complexe de la figure d'indice est à l'origine des observations. Cet aspect sera discuté dans la partie théorique en Section 5.4,⁴.

4. Dans le cas des guides d'onde solitoniques photo-induits dans les cristaux de SBN : 75, un phénomène particulier a été observé dans la littérature [149]. Dans ces cristaux, qui possèdent une température de Curie inférieure à celle du SBN : 61 que nous utilisons, la suppression prolongée du champ électrique après la formation du guide peut entraîner l'inversion de domaines ferroélectriques et ainsi aboutir à la fixation des guides. Dans notre cristal de SBN : 61, ce phénomène de fixage des guides n'a pas été observé pour les

5.3.2 Cas du LiTaO_3

Des expériences similaires à ceux de la Section 5.3.1 ont été menées dans le cristal de tantalate de lithium (SLT : Mg). Nous rappelons que dans ce matériau, la photo-inscription de guides est obtenue par effet photoréfractif interbande. Un champ électrique de 5.5 kV/cm est appliqué suivant l'axe c du cristal. Une fente de largeur de 100 μm est éclairée de façon homogène avec un faisceau laser à la longueur d'onde $\lambda = 257 \text{ nm}$ provenant d'une cavité externe (WaveTrain, Spectra Physics) permettant le doublage de fréquence d'un faisceau laser Argon (Innova 200 Coherent Inc.). La fente est imagée à l'aide d'une lentille cylindrique ($f = 75 \text{ mm}$) sur la face b du cristal. La bande de lumière issue de la fente et imagée possède une largeur de 20 μm suivant l'axe c du cristal. Le faisceau sonde est issue d'un laser He-Ne ($\lambda = 633 \text{ nm}$) polarisé suivant l'axe c , et est focalisé au moyen d'une lentille sphérique ($f = 80 \text{ mm}$) sur la face d'entrée du cristal au niveau du guide. La face opposée du cristal (sortie du guide) est imagée par une autre lentille sphérique ($f = 30 \text{ mm}$) sur une caméra CCD enregistrant la distribution de l'intensité du faisceau sonde. Du fait de la forte absorption du cristal ($\approx 690 \text{ cm}^{-1}$ à $\lambda = 257 \text{ nm}$) la région masquée et le guide se trouvent juste en-dessous de la surface. L'image en champ proche de la Figure 5.5 montre le moment où la distance de séparation entre les deux lobes est maximale, à la face de sortie du cristal. La séparation est de $\simeq 92 \mu\text{m}$, qui est légèrement plus large que la diffraction naturelle du faisceau sonde. On peut noter dans ce cas, que les lobes ont chacun une position légèrement oblique. Proche de la surface du cristal, la distance entre les deux lobes est $\simeq 105 \mu\text{m}$ par contre cette distance n'est plus que de $\simeq 77 \mu\text{m}$ dès que l'on descend d'une profondeur de $\simeq 70 \mu\text{m}$. L'apparition de ces lobes obliques sera discutée plus tard dans la Section 5.4.2. La distance de séparation entre les deux lobes lors de la séparation est moins importante que dans le cas du SBN.

paramètres et les conditions expérimentales utilisés dans nos investigations. Ainsi l'effet sera négligé dans description de l'évolution dynamique de nos guides photo-induits de la Section 5.4.

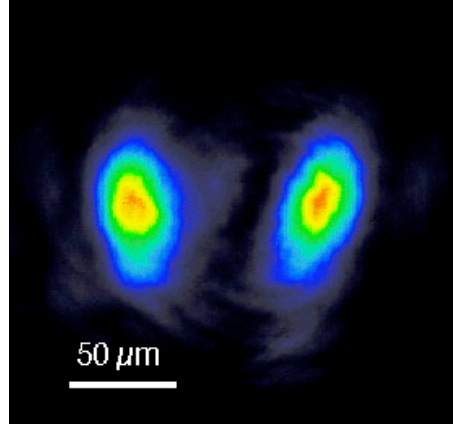


FIGURE 5.5 – Séparation du guide en deux lobes, observée à la face de sortie du cristal de LiTaO_3 au moment où la distance entre les deux lobes est maximale. Le champ électrique appliqué durant la photo-inscription du guide initial est de 5.5 kV/cm et sa largeur de 20 μm . La propagation de l’illumination de contrôle dans l’UV à la longueur d’onde $\lambda = 257$ nm est verticale (du haut vers le bas).

5.4 Déflexion : Approche théorique

5.4.1 Cas du $\text{Sr}_x\text{Ba}_{1-x}\text{Nb}_2\text{O}_6$

Dans le but de mieux comprendre l’étonnante amplitude de séparation des deux lobes dans le cas du SBN, nous avons mené des simulations de la propagation du faisceau sonde par la méthode de la BPM (Beam Propagation Method). Dans notre modèle 1D le profil de l’indice de réfraction est invariant suivant la direction de propagation z , mais varie dans le temps. Juste avant que le champ électrique ne soit désactivé, on suppose que le profil de l’indice de réfraction a pour distribution :

$$\Delta n(x, t) = \Delta n_0 \frac{I(x)}{I(x) + I_D}, \quad (5.1)$$

qui s’applique au cas de l’effet photoréfractif conventionnel (voir Equation (3.22)). Ici Δn_0 est la variation d’indice proportionnelle au champ appliqué. Le terme $I(x)$ est l’intensité de l’illumination de contrôle générant le guide d’onde. I_D est l’intensité d’obscurité [46], équivalente à l’intensité produite par effet thermique. Il est à noter que l’intensité d’obscurité peut être reliée à la conductivité thermique et à la photoconductivité provenant de l’intensité d’un éclairage de fond homogène du cristal [150]. Dans ce qui suivra, les termes $I(x)$ et I_D seront normalisés de la même façon que dans la Section 3.3. L’intensité

$I = 1$ correspond à l'intensité maximale de la lumière de contrôle de la bande de lumière supposée imagée parfaitement sur le cristal.

La relaxation de la distribution de l'indice de réfraction dès que l'on désactive le champ extérieur peut être représentée en première approximation par l'expression :

$$\Delta n(x, t) = \Delta n_0 \frac{I(x)}{I(x) + I_D} e^{[-t(I(x) + I_D)]}. \quad (5.2)$$

Ici le temps t est sans dimension, il est normalisé par rapport à la valeur du temps τ_{pr} pour une intensité égale à 1 ; τ_{pr} dépend principalement de la conductivité et des propriétés diélectriques du cristal. Le modèle physique sur lequel reposent les Equations (5.1) et (5.2) négligent tous les porteurs de charges qui sont dus à la diffusion (voir Section 3.2.1 du Chapitre 3). Il prend totalement en compte la réponse dynamique locale, dans laquelle le temps de relaxation local est inversement proportionnel à l'intensité locale [138]. Malgré les simplifications prises en considération, le modèle décrit de manière appropriée les processus physiques essentiels et a le mérite de reproduire les observations expérimentales de manière satisfaisante.

L'implémentation des calculs repose sur le modèle de la distribution du profil de l'intensité $I(x)$ de la lumière établie en Section 3.3.2 du Chapitre 3. Notre choix a été de considérer, une superposition incohérente de deux composantes pour l'intensité, $I(x) = I_1(x) + I_2(x)$. La première $I_1(x)$, est l'illumination de contrôle incidente pénétrant dans le cristal. Cette composante produit des guides fins primaires. Le second terme $I_2(x)$ est l'intensité de la lumière réfléchiée par la deuxième face du cristal et est normalisé par le facteur

$$\kappa = \left(\frac{1 - n}{1 + n} \right)^2 e^{-\alpha d_2}, \quad (5.3)$$

qui tient compte de la réflexion de Fresnel, de l'absorption de la lumière de contrôle à travers la constante d'absorption α et de la distance de propagation d_2 pour l'aller/retour jusqu'à la surface arrière. En connaissant les intensités $I_1(x)$ et $I_2(x)$, et la distribution initiale $\Delta n(x, t = 0)$, nous pouvons calculer l'évolution du profil de l'indice de réfraction du guide en utilisant l'Equation (5.2). Ce profil indépendant suivant la direction z peut être ensuite utilisé pour calculer la propagation du faisceau sonde en fonction du temps, en utilisant la méthode BPM [25, 26] décrite en Section 3.2.3.

Les Figures 5.6 à 5.12,⁵ montrent le résultat de la dynamique pour la propagation du faisceau sonde, les profils d'indice de réfraction, ainsi que l'intensité du faisceau sonde à la face de sortie. Les paramètres de la simulation sont les suivants⁶ : $\Delta n_0 = 3.5 \times 10^{-4}$ induit par un champ électrique de 2.4 kV/cm, $I_D = 0.005$, la largeur du guide $2a = 25 \mu\text{m}$, $d_1 = 10 \mu\text{m}$, $d_2 = 9.5 \text{ mm}$, $\alpha = 0.26 \text{ cm}^{-1}$. Au temps $t = 0$ (Figure 5.6), le contraste d'indice⁷ entre la région centrale (*guide primaire* dû à la lumière incidente) et le plateau (dû à la lumière réfléchiée par la deuxième face du cristal) est suffisant pour guider le faisceau sonde, ce qui est en accord avec les expériences. L'évolution temporelle de la simulation montre que la lumière sonde est rapidement expulsée du guide central initial (Figures 5.7 et 5.8), il atteint la distance de séparation maximale pour un temps qui est environ 5 fois le temps de réponse photoréfractif τ_{pr} (Figure 5.9), ensuite se relaxe lentement pour atteindre une propagation sans guide (5.10, 5.11 et 5.12). La dynamique calculée du phénomène de séparation du guide est en bon accord avec celle qui a été observé (voir Figure 5.3 et Figure 5.4). La distance de séparation entre les deux lobes correspond quasiment à ce que nous avons observé. Nous rappelons que les simulations ont été calculées dans des conditions idéales. L'effet de la frontière du profil d'indice de réfraction associé au lobe central⁸ est la conséquence de cette simplification. Dans la situation expérimentale, toute diffusion de la lumière, ainsi que les multiples réflexions, contribuent à diminuer le gradient du contraste d'indice de réfraction aux bords du lobe central.

5. (La visualisation du film décrivant la dynamique de la propagation est disponible par le lien suivant : <http://www.opticsinfobase.org/oe/viewmedia.cfm?uri=oe-16-21-16646&seq=2>)

6. Pour les paramètres non définis dans cette section, on pourra se référer à la Section 3.3.2 du Chapitre 3.

7. On rappelle que la distribution de la variation de l'indice de réfraction résulte de la superposition de deux intensités (voir Section 3.3.2 du Chapitre 3). L'une correspond à l'illumination de contrôle incidente produisant des guides fins et l'autre, l'intensité réfléchiée par la deuxième face du cristal.

8. Celui-ci résultant de la réflexion de la lumière de contrôle sur la seconde surface du cristal.

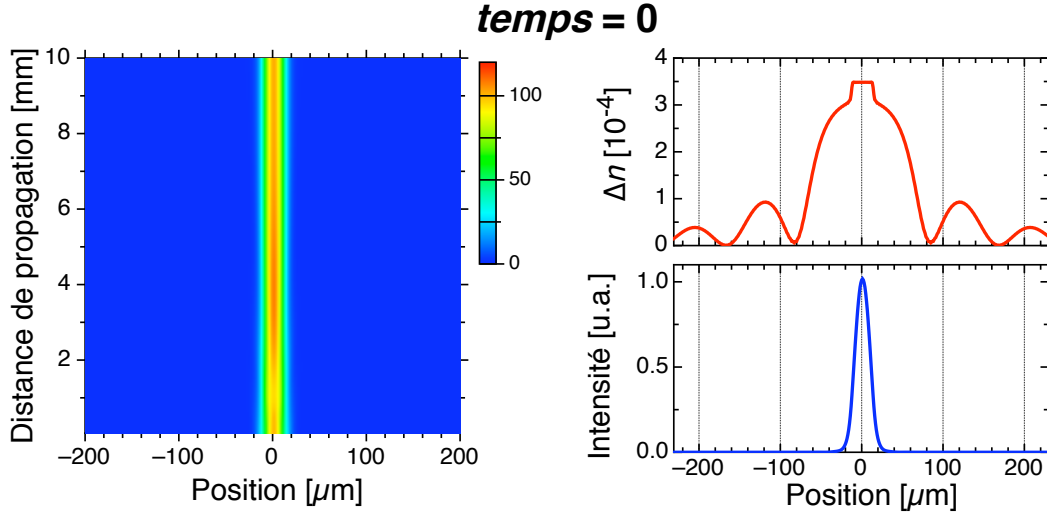


FIGURE 5.6 – Propagation du faisceau sonde (à gauche), profil de l'indice de réfraction (en haut à droite) et profil de l'intensité en sortie du cristal (en bas à droite) à $t = 0$ lors du guidage (moment à partir duquel le champ appliqué est supprimé et l'illumination de contrôle est maintenue activée). (voir le lien suivant : <http://www.opticsinfobase.org/oe/viewmedia.cfm?uri=oe-16-21-16646&seq=2>).

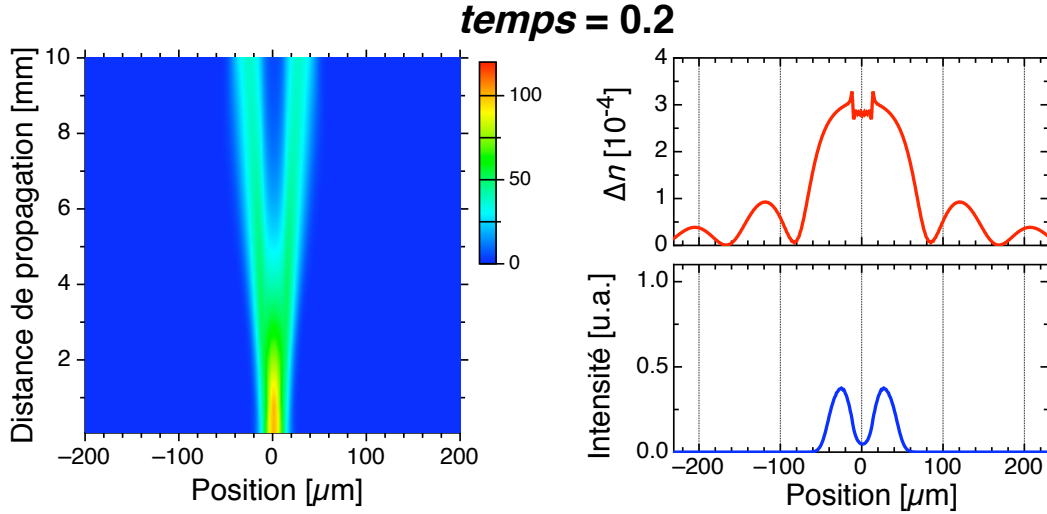


FIGURE 5.7 – Comme la figure précédente pour le temps à $t = 0.2$ lors de la phase initiale de séparation.

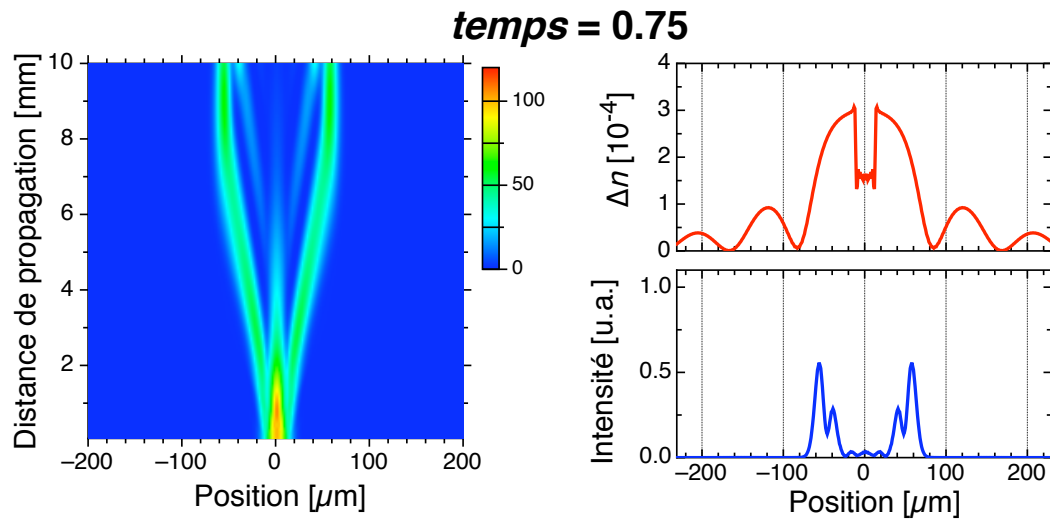


FIGURE 5.8 – Comme les figures précédentes pour le temps $t = 0.75$ lors de la phase initiale de séparation.

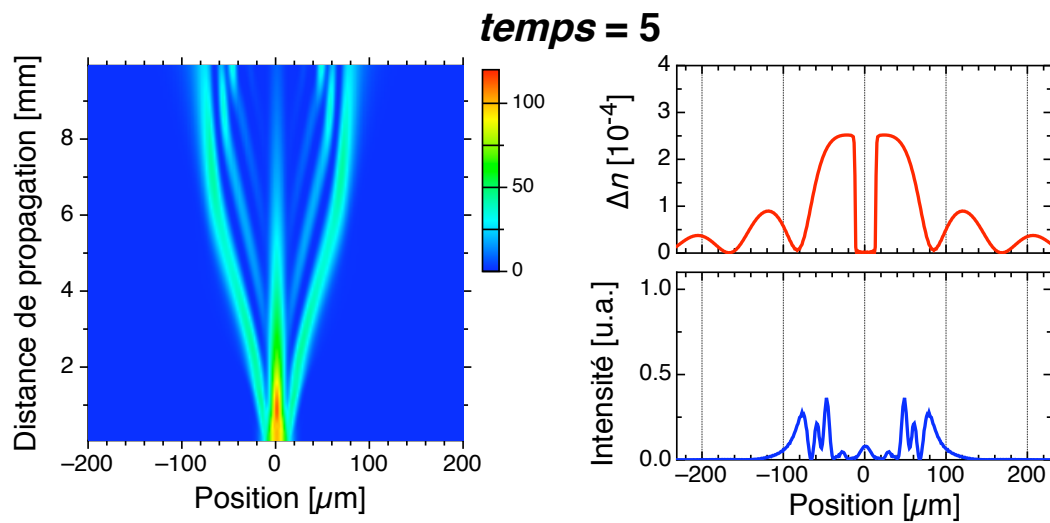


FIGURE 5.9 – Comme les figures précédentes pour le temps $t = 5$ (la distance de séparation est maximale).

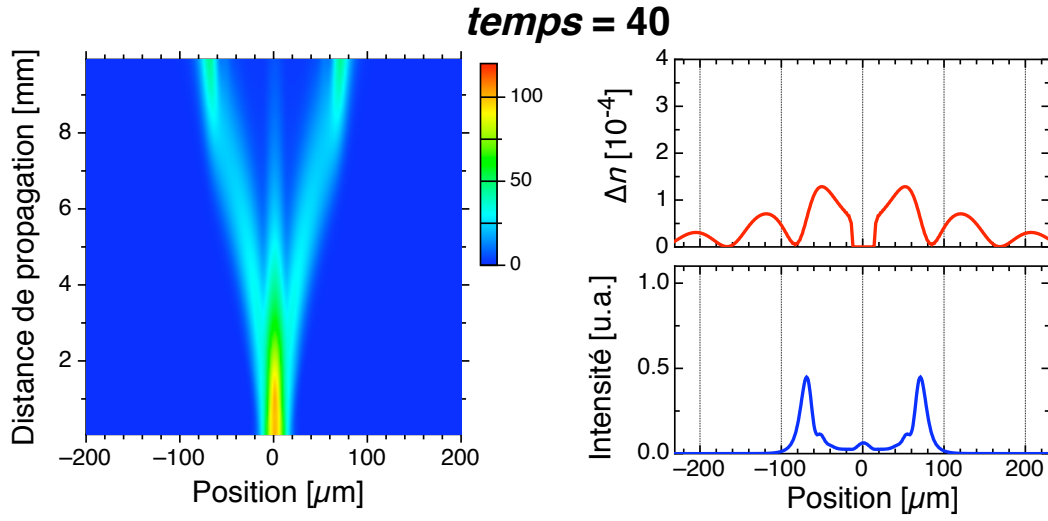


FIGURE 5.10 – Comme les figures précédentes pour le temps $t = 40$ (lors de la phase de relaxation).

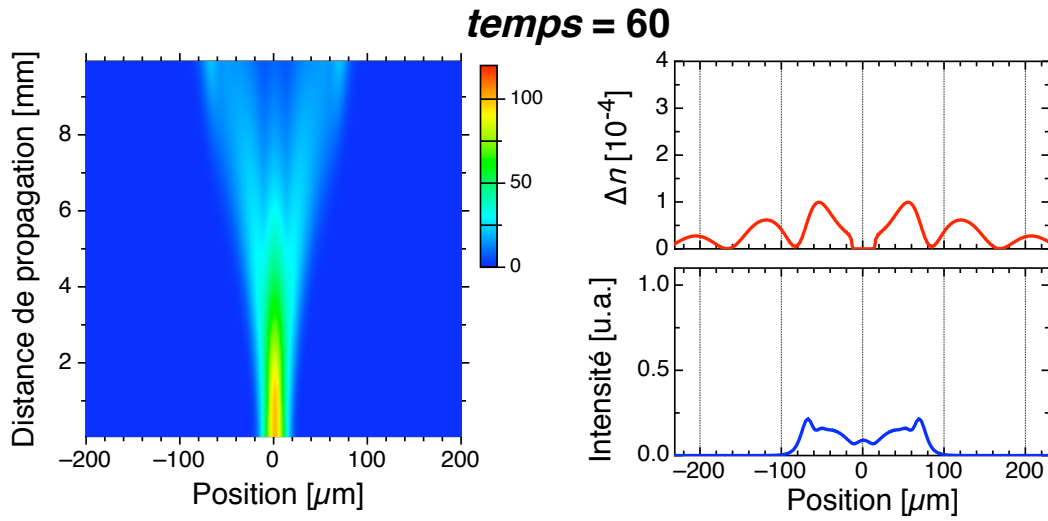


FIGURE 5.11 – Comme les figures précédentes pour le temps $t = 60$ (lors de la phase de relaxation).

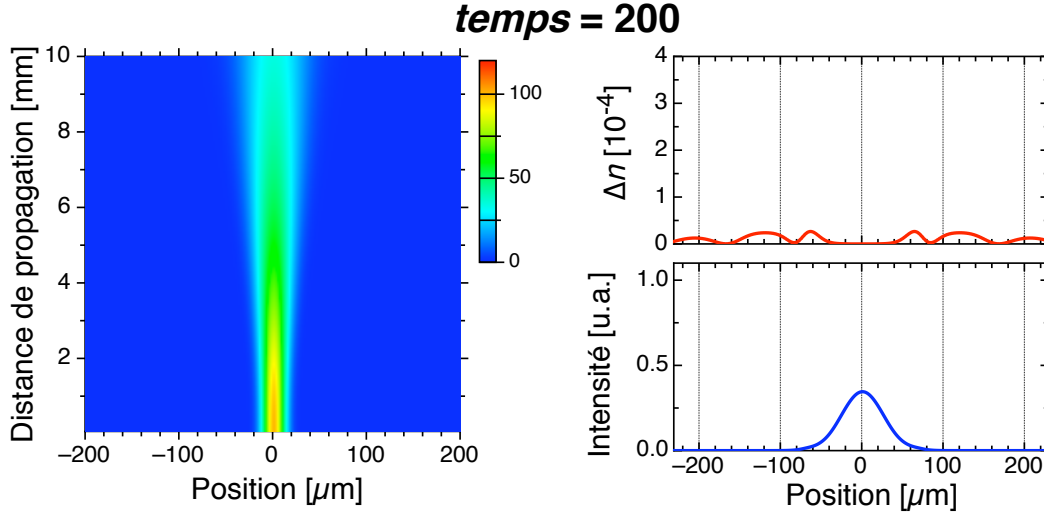


FIGURE 5.12 – Comme les figures précédentes pour le temps $t = 200$ (fin de la phase de relaxation, le faisceau sonde montre à nouveau la diffraction naturelle).

La Figure 5.4 montre expérimentalement que la lumière du faisceau sonde se sépare plus vite et plus loin vers l'extérieur, si le champ appliqué au cours de la formation du guide d'onde initial est plus grand. Nous avons vérifié cet effet dans nos simulations, la Figure 5.13 montre la séparation en deux lobes de l'onde sonde au temps $t = 0.3$ pour trois valeurs différentes de Δn_0 correspondantes à la valeur des champs appliqués de la Figure 5.4. La distance de séparation la plus grande pour le champ le plus élevé est facilement reconnaissable, et est en accord avec les observations expérimentales. Il est à noter que pour les matériaux ayant une faible longueur de diffusion, comme notre cristal de SBN, le temps de réponse photoréfractif τ_{pr} diminue en fonction du champ électrique [151]. Ainsi, le même temps normalisé correspond un temps "réel" plus court dans le cas d'un champ élevé que dans le cas d'un champ faible. Cet effet contribue à accélérer davantage la dynamique pour les champs élevés, par rapport à ce qui apparaît sur la Figure 5.13.

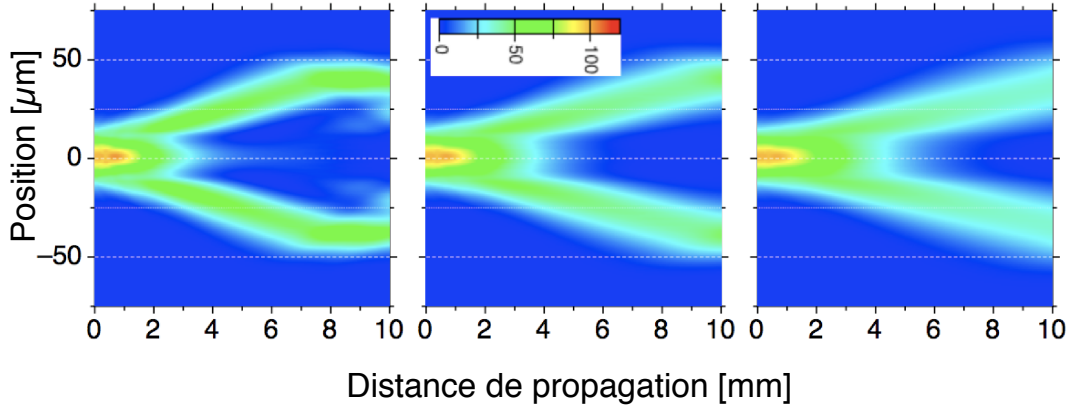


FIGURE 5.13 – Séparation du guide au temps normalisé $t = 0.3$ pour trois valeurs de Δn_0 . (a) $\Delta n_0 = 6 \times 10^{-4}$ ($E_0 = 4 \text{ kV/cm}$); (b) $\Delta n_0 = 3.5 \times 10^{-4}$ ($E_0 = 2.4 \text{ kV/cm}$); (c) $\Delta n_0 = 2.4 \times 10^{-4}$ ($E_0 = 1.6 \text{ kV/cm}$). Les autres paramètres sont identiques à ceux des Figures 5.6 à 5.12.

5.4.2 Cas du LiTaO₃

Dans le cas du LiTaO₃, l'illumination de contrôle à la longueur d'onde $\lambda = 257 \text{ nm}$ est fortement absorbée et photo-induit des transitions bande à bande. Pour le processus interbande, la recombinaison quadratique des charges donne lieu à une photoconductivité qui augmente avec la racine carrée de l'intensité [62]. Cette dépendance en racine carrée a un effet sur le masquage du champ électrique. En supposant que la dépendance en racine carrée est valable pour l'ensemble des intensités, les Equations (5.1) et (5.2) sont modifiées et l'Equation (5.2) est remplacée par :

$$\Delta n(x, t) = \Delta n_0 \frac{\sqrt{I(x)}}{\sqrt{I(x)} + \sqrt{I_D}} e^{[-t(\sqrt{I(x)} + \sqrt{I_D})]}. \quad (5.4)$$

Ici, la normalisation des intensités est la même utilisée que celle de la section précédente et le rôle de I_D est le même que celui du cas du SBN. Du fait de la grande valeur de la constante d'absorption ($\approx 690 \text{ cm}^{-1}$), l'onde $I_2(x)$ qui est réfléchiée par la deuxième face du cristal n'influe en rien l'éclairement incident dans le cas du LiTaO₃. Néanmoins, en l'absence d'un éclairement de fond un élargissement significatif du guide d'onde (lors de l'application du champ) est observé. Cet élargissement provient de la lumière de contrôle située au-delà de la zone correspondante à l'image parfaite de la fente. La combinaison des effets de diffraction décrit par la fonction $I_1(x)$ de l'Equation (3.30) et les effets de diffusion provenant des défauts du matériau ou des imperfections de la surface (plus difficile à décrire

sous forme mathématique) concourent à cet élargissement du plan de lumière qui définit le guide. Même si le niveau d'intensité de la diffusion est très faible, il peut conduire à élargir fortement le guide en raison de la très faible intensité d'obscurité I_D propre au LiTaO_3 avec un éclairage UV. La quantité I_D peut être estimée en considérant la profondeur jusqu'à laquelle un réseau holographique peut être enregistré par la lumière UV. Cette position correspond à peu près à l'endroit où $I/I_D = 1$ et se trouve approximativement à une profondeur de $250 \mu\text{m}$ pour des échantillons similaires à celui que l'on utilise dans nos expériences. En prenant la valeur de l'absorption $\alpha \approx 690 \text{ cm}^{-1}$, on peut alors estimer qu'à la profondeur de $80\text{-}90 \mu\text{m}$ où se trouve le guide, le ratio I/I_D est d'environ $I/I_D = 10^5$. A présent, nous allons discuter des simulations de la propagation du faisceau sonde dans le LiTaO_3 en considérant l'évolution de l'indice de réfraction donné par l'Equation (5.4). Pour des raisons de simplifications l'effet de diffusion de la lumière sera négligé et la description de la lumière reposera sur la composante diffractante de l'expression (3.30) pour l'intensité de la lumière de contrôle, avec une valeur non nulle de d_1 . La Figure 5.14(a) montre la simulation de la propagation du faisceau sonde dans l'état stationnaire, juste avant que le champ électrique appliqué ne soit désactivé. En considérant la réponse électro-optique du LiTaO_3 [120], l'amplitude de l'indice de réfraction Δn_0 utilisé pour cette simulation correspond à un champ appliqué de 5.5 kV/cm . Le confinement du faisceau sonde est altéré par un élargissement significatif du guide, comme on peut le voir sur la Figure 5.14(c), qui s'applique à la même situation. La figure 5.14(b) montre la même propagation mais pour un temps normalisé $t = 5$ après la suppression du champ électrique, ce qui correspond au maximum de la séparation. La Figure 5.14(d) montre la distribution du profil de l'indice de réfraction pour ce même temps. Comme dans le cas du SBN, on observe, une séparation de l'onde sonde en deux lobes. Cependant, la distance de séparation entre les deux lobes est plus petite que dans le SBN, ce qui est en accord avec les observations dans les deux cristaux (comparaison de la Figure 5.3 et la Figure 5.5) et la modélisation dans le cas SBN (Figures 5.6 à 5.12).

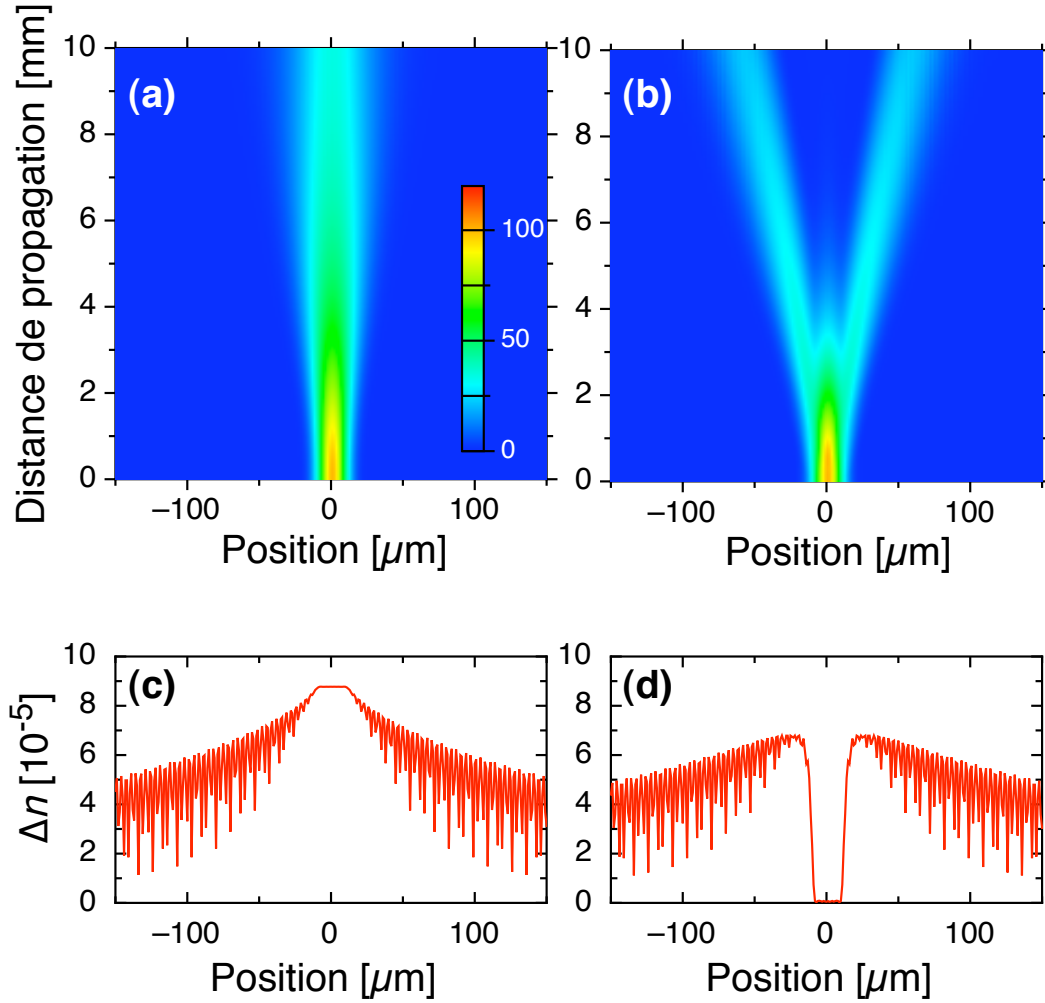


FIGURE 5.14 – Modélisation de la propagation et de l'indice de réfraction dans le cas du LiTaO_3 en utilisant les Equations (3.30) et (5.4) avec les paramètres $\Delta n_0 = 8.8 \times 10^{-5}$, $2a = 20 \mu\text{m}$, $n = 2.72$ et avec un waist de $15 \mu\text{m}$ pour le faisceau sonde, à l'entrée du cristal. (a) Propagation du faisceau sonde dans le guide élargi, dans l'état stationnaire à $t = 0$ pour $I_D = 10^{-5}$ et $d_1 = 45 \mu\text{m}$. (b) Similaire à (a) mais pour un temps $t = 5$ après la séparation du guide. (c) et (d) Profils des indices pour les cas (a) et (b), respectivement.

Comme nous l'avons discuté précédemment, les observations expérimentales en champ proche dans le LiTaO_3 (Figure 5.5) montrent que les deux lobes sont légèrement inclinés avec une plus grande distance de séparation au niveau de la région proche de la surface d'entrée de la lumière de contrôle. En raison de la grande absorption, un changement en profondeur est lié à un changement de l'intensité d'obscurité normalisée I_D . Nous discutons de l'inclinaison du lobe à l'aide de la Figure 5.15, où nous avons calculé le profil d'intensité de sortie du faisceau sonde pour trois valeurs différentes de I_D , correspondant à trois

profondeurs qui sont mutuellement séparées de $35\ \mu\text{m}$. Avec I_D , nous avons aussi changé la valeur de la distance d'imagerie d_1 en l'augmentant de $10\ \mu\text{m}$ pour le diagramme du haut de la Figure 5.15, à $45\ \mu\text{m}$ pour celui du milieu, et à $80\ \mu\text{m}$ pour celui du bas. En général, des valeurs élevées de d_1 entraînent un élargissement plus grand de la distribution d'intensité et peut conduire à une distance de séparation entre les deux lobes plus grande. Cependant, dans nos simulations nous avons vu que pour la plage d'intensité correspondante aux ratios I/I_D où nous travaillons expérimentalement, le changement du paramètre d_1 n'a qu'une influence minime sur l'obliquité des deux lobes par rapport à l'influence de la valeur de I_D normalisée. En effet les simulations de la Figure 5.15 prédisent une distance de séparation plus grande pour le diagramme du haut⁹, cela correspond à la couche la plus proche de la surface. Cette séparation est plus grande en raison de l'élargissement qui est accentué pour la plus grande des valeurs du ratio I/I_D . Les calculs prédisent une diminution de la distance de séparation de l'ordre de $25\text{-}30\ \mu\text{m}$ pour une augmentation de la profondeur de $70\ \mu\text{m}$, ce qui est en assez bon accord avec les observations de la Figure 5.15. La différence de la valeur absolue de la distance séparation entre les expériences et les simulations est de l'ordre de $20\ \%$. Il convient de noter que, si nous effectuons des simulations utilisant l'Equation (5.2) plutôt que l'Equation (5.4), on obtient une plus forte dépendance de la distance de séparation à l'égard de la valeur normalisée de I_D . L'obliquité des lobes prédite par l'Equation (5.2) est à peu près doublée, ce qui empêche de faire correspondre les données expérimentales. Cela prouve la nécessité de prendre en compte la dépendance en racine carrée de la photoconductivité sur l'intensité de la lumière dans notre modèle pour le LiTaO_3 .

9. Suivre les deux lignes vertes en pointillés

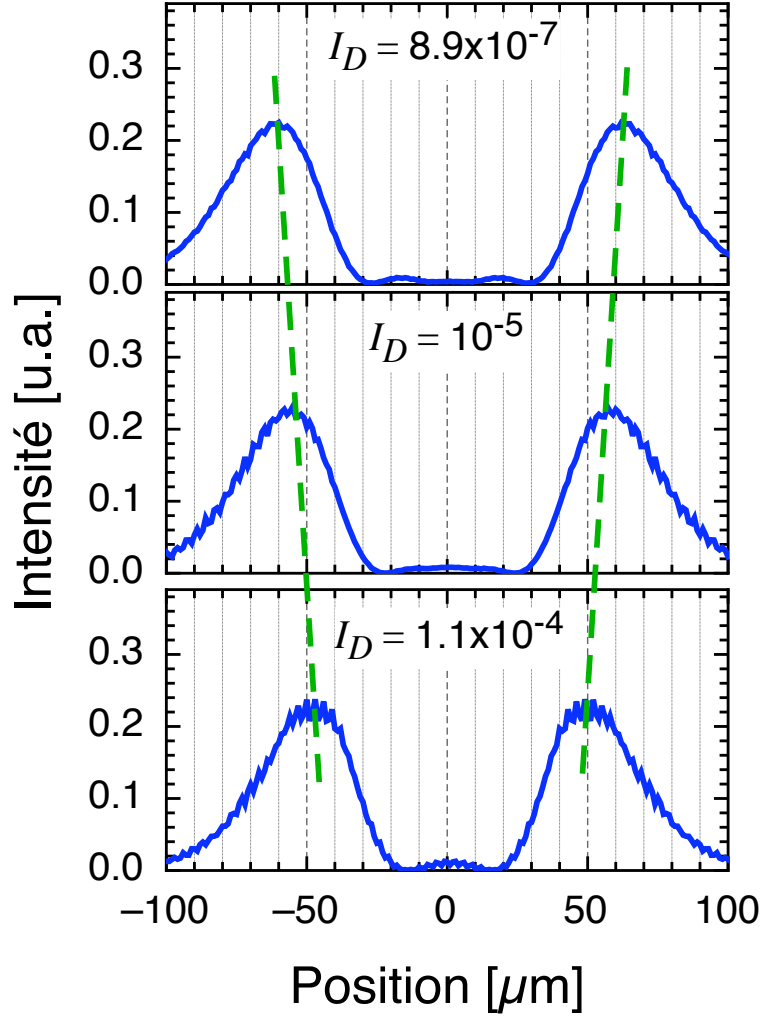


FIGURE 5.15 – Modélisation du profil d'intensité de sortie du faisceau sonde à trois profondeurs différentes pour $t = 5$. Le diagramme du milieu correspond au cas de la figure 5.14(b), ($I_D = 10^{-5}$, $d_1 = 45 \mu\text{m}$). Celui du haut à une couche $35 \mu\text{m}$ moins profonde par rapport au diagramme du milieu ($I_D = 8.9 \times 10^{-7}$, $d_1 = 10 \mu\text{m}$). Le diagramme du bas correspond à une profondeur plus grande de $35 \mu\text{m}$ par rapport au diagramme du milieu ($I_D = 1.1 \times 10^{-4}$, $d_1 = 80 \mu\text{m}$). La ligne verte en pointillé est un guide pour les yeux mettant en évidence l'obliquité des lobes représentés sur la Figure 5.5.

5.5 Modulation

5.5.1 Introduction

Le phénomène de déflexion de la lumière qui a été observé et modélisé avec succès ci-dessus, peut-être utilisé pour une nouvelle méthode de modulation de la lumière. L'application d'une tension périodique au cristal conduit à la formation d'un guide et d'un anti-guide de manière cyclique à l'endroit éclairé par la lumière du faisceau de contrôle. La modulation a lieu par un couplage de l'endroit de sortie du faisceau sonde avec le champ électrique, sans modifier les conditions d'éclairage. Cette nouvelle méthode de modulation a été démontrée pour des basses fréquences du champ électrique appliqué. Des vitesses plus rapides sont attendus en augmentant l'intensité locale du faisceau de contrôle.

5.5.2 Expériences dans le $\text{Sr}_x\text{Ba}_{1-x}\text{Nb}_2\text{O}_6$ et le LiTaO_3

La Figure 5.16 montre un exemple de cette modulation obtenue dans le SBN dans le cadre d'un champ électrique appliqué de forme triangulaire. Notez que dans l'expérience de la Figure 5.16, nous avons délibérément désaligné légèrement la direction d'incidence du faisceau sonde. De cette façon, après la suppression du champ électrique, la lumière est expulsé que sur un côté du guide d'onde. Dans l'exemple donné dans la Figure 5.16, dans les conditions séparées par une demi-période en tension, le faisceau sonde est dévié d'environ $90\ \mu\text{m}$. Quand on répète le même genre d'expériences avec le LiTaO_3 les résultats obtenus sont similaires, mais la déviation n'est que de l'ordre de $40\ \mu\text{m}$.

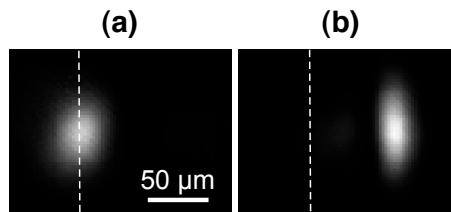


FIGURE 5.16 – Modulation de la position du faisceau sonde à la sortie du cristal dans le cas d'un champ électrique périodique. La forme du champ électrique est triangulaire avec une amplitude de $2\ \text{kV/cm}$ et une fréquence de $1\ \text{Hz}$. L'alternance du guide et de l'anti-guide correspond à une variation périodique du faisceau sonde à la sortie de cristal. Les deux images ci-dessus sont séparées par une demi-période, les déplacements entre les deux positions est d'environ $90\ \mu\text{m}$. Cristal utilisé : SBN. L'intensité du faisceau de contrôle est $\approx 0.4\ \text{W/cm}^2$. La largeur de la région imagée est de $480\ \mu\text{m}$ (voir lien suivant : <http://www.opticsinfobase.org/oe/viewmedia.cfm?uri=oe-16-21-16646&seq=3>).

Afin de mieux caractériser la dynamique de cet effet, nous avons inséré une fente étroite dans le plan image de la surface de sortie du cristal et la transmission à travers la fente est détectée par le biais d'une photodiode. La Figure 5.17 montre un exemple de la dépendance en temps dans le cas de LiTaO_3 à trois fréquences différentes, du champ électrique. Le diamètre du diaphragme mesure la moitié de la largeur du guide d'onde photo-induit. L'intensité de la lumière UV de contrôle à la surface du cristal est de 1.1 W/cm^2 . En considérant que le guide d'onde a été induit à une profondeur de $\approx 90 \text{ }\mu\text{m}$, l'intensité de la lumière UV de la région sondée est $\approx 2 \text{ mW/cm}^2$. La dynamique de la Figure 5.17 fait suite à la forme particulière de la tension délivrée par le générateur haute tension qui a été utilisé. Néanmoins, aux deux fréquences les plus élevées, on distingue un léger retard entre le maximum de la tension appliquée et le maximum de l'intensité transmise. Dans ces conditions, le champ électrique peut conduire à une augmentation de l'amplitude du guide d'onde même au début de la demi-période où il décroît. Par rapport à la période T du champ appliqué, le retard entre la courbe rouge et la courbe bleue est environ de $0.15 \times T$ pour $T = 100 \text{ ms}$, de $0.04 \times T$ pour $T = 335 \text{ ms}$, alors qu'il devient presque sans importance à plus basse fréquence. Comme on peut s'y attendre en raison d'un ralentissement de la dynamique, ce retard augmente si l'intensité de la lumière de contrôle est réduite. Par exemple, pour une intensité 40 fois plus faible, nous avons un retard de phase de $0.35 \times T$ à $T = 100 \text{ ms}$. La modulation d'amplitude maximale de la lumière sonde transmise est constatée pour les conditions expérimentales ci-dessus dans le LiTaO_3 quand la période du champ électrique est de l'ordre de 200-350 ms.

Des expériences similaires ont été effectuées dans le SBN et nous obtenons le même type de résultats (Figure 5.18). Les oscillations vues dans la Figure 5.18(a) sont dues au fait que pour les faibles fréquences de modulation du champ, le phénomène de séparation décrit dans la Section 5.3 affecte ce genre de mesure. Dans le SBN, la modulation d'amplitude optimale est constatée pour un champ électrique appliqué ayant une période de l'ordre de 1 seconde (l'intensité du faisceau de contrôle est $\approx 90 \text{ mW/cm}^2$). À cette intensité le retard est de $0.2 \times T$ à $T = 400 \text{ ms}$ et se réduit à $0.002 \times T$ à $T = 10 \text{ s}$. Il convient de noter que dans le SBN, en raison de la faible absorption de la lumière de contrôle, la dynamique observée est moins dépendante de la profondeur dans le cristal que dans le cas du LiTaO_3 .

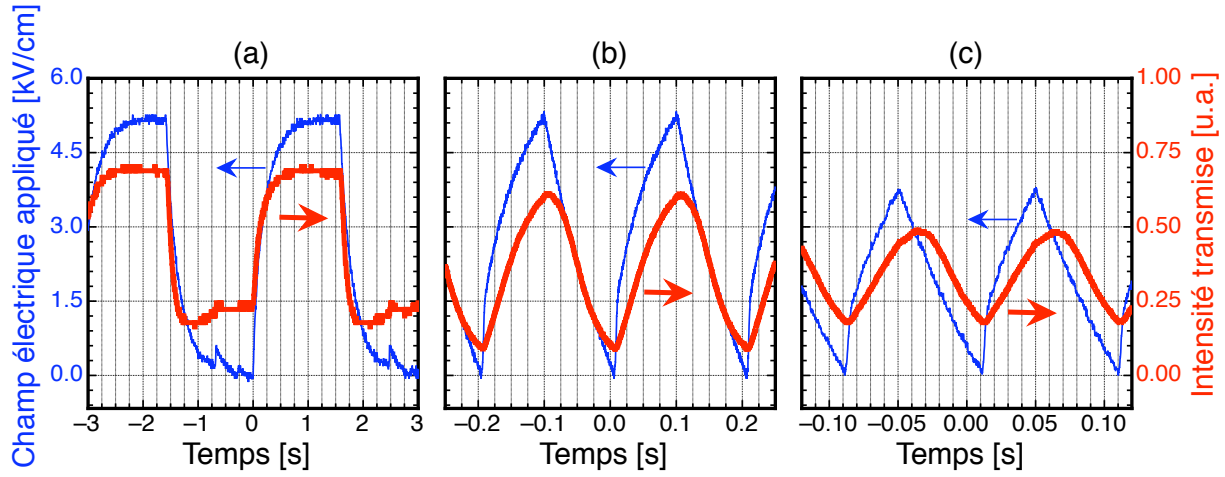


FIGURE 5.17 – Dynamique de modulation du guide dans le LiTaO₃ mesuré par transmission du faisceau sonde au travers d'un micro-trou (ligne rouge). Le champ appliqué est en bleu (a) 0.3 Hz, (b) 5 Hz, (c) 10 Hz.

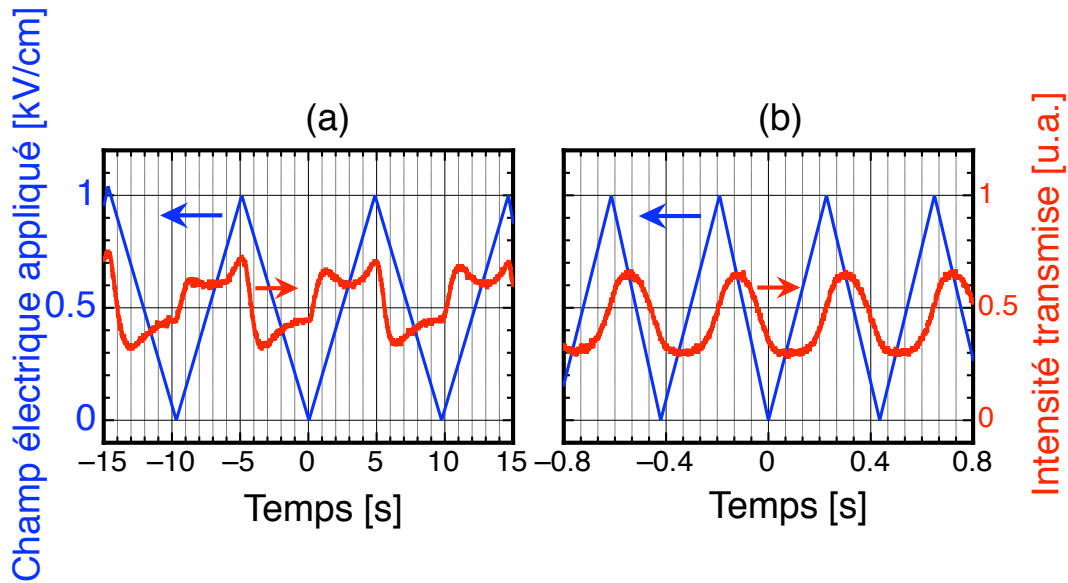


FIGURE 5.18 – Dynamique de modulation du guide dans le Sr_xBa_{1-x}Nb₂O₆ mesuré par transmission du faisceau sonde à travers d'un micro-trou (ligne rouge forme ondulée). Le champ appliqué est en bleu forme triangulaire. Fréquence de modulation (a) 0.2 Hz, (b) 2.2 Hz.

5.6 Conclusion

L'évolution du guide d'onde photo-induit 1D, lorsque le champ électrique est supprimé conduit à un nouveau type de déflexion dynamique de la lumière. Nous avons étudié cet effet dans le détail dans les cristaux de SBN et de LiTaO_3 . Les simulations de la propagation du faisceau lors de la séparation du guide d'onde sur la base d'un modèle simple est en bon accord avec les observations expérimentales. Dans le cas du SBN la distance de séparation peut dépasser la largeur initiale du guide d'onde de 10 fois. On a constaté que la lumière du faisceau de contrôle réfléchi par la deuxième surface latérale est responsable de l'élargissement supplémentaire du guide d'onde, ce qui conduit à cette grande distance de déviation. Dans le LiTaO_3 , l'élargissement du guide d'onde initial est dû uniquement à la lumière incidente et entraîne des plus petites distances de déviation. Dans ce matériau, la forte absorption mène à des lobes obliques après la séparation du guide d'onde qui ont été modélisés avec succès. L'application d'un champ électrique modulé conduit à la modulation de la lumière transmise sonde, entraînant la formation d'un guide et d'un anti-guide alternativement. Cette nouvelle méthode de modulation a été démontrée pour les basses fréquences du champ électrique appliqué. Des vitesses plus rapides sont attendus en augmentant l'intensité local du faisceau de contrôle ou en utilisant des matériaux plus rapides pour l'effet photoréfractif conventionnel.

6

Photo-inscription de guides canaux (2D)¹

6.1 Introduction

Dans ce dernier chapitre la technique de photo-inscription dédiée aux guides d'onde planaires (1D) décrite dans les chapitres précédents est étendue aux guides d'onde canaux dynamiques et reconfigurables (2D) dans le volume du cristal. Ce nouveau type de guides nécessite une modification du banc expérimental conçu pour les guides plans 1D, l'évolution principale consiste à ajouter un deuxième éclairage de contrôle dans la direction transversale au premier. Au cours de ce chapitre, nous présenterons tout d'abord dans la Section 6.2 le principe de la nouvelle technique et motiverons le choix de la structure ainsi que le rôle joué par les différents éclairages de contrôle. Par la suite, dans la Section 6.3 nous présenterons le banc expérimental décrivant la configuration dans laquelle l'obtention d'un guide canal est obtenu. La Section 6.4 abordera les résultats expérimentaux d'un guide canal dans un cristal $\text{Sr}_x\text{Ba}_{1-x}\text{Nb}_2\text{O}_6$ (SBN : 0.61 : Ce, 0.02 mol %), dans cette même section nous étudierons aussi l'influence des intensités de chacun des éclairages de contrôle et celle du champ électrique appliqué sur le guidage. Il est montré que la dynamique de

1. La majeure partie de ce chapitre est publiée dans la référence [152].

formation des guides est en général anisotrope. Pour finir dans la Section 6.5, on discutera des résultats expérimentaux obtenus que l'on comparera aux profils théoriques attendus.

6.2 Principe du guide canal par illumination latérale

Afin de mieux appréhender et de discuter de la structure des éclairagements de contrôle nécessaires à la génération de guides d'onde opérant un confinement de la lumière dans les deux directions transversales, nous jugeons nécessaire de rappeler quelques équations importantes régissant le mécanisme à l'origine des guides d'onde photo-induits de types 1D.

La Figure 6.1(a) montre le schéma simplifié de la distribution de l'éclairement dans le cas où le faisceau de contrôle d'intensité I_0 illumine un cristal photoréfractif à travers la surface y , qui est perpendiculaire à la direction x du champ appliqué E_0 . Nous avons vu dans la Section 3.3.1 du Chapitre 3, que la distribution du champ électrique d'un guide d'onde plan, pour cette configuration peut s'écrire sous la forme

$$E(x) = E_0 \frac{I_D}{I(x) + I_D}, \quad (6.1)$$

et le champ électrique externe E_0 est plus ou moins masqué suivant le ratio $I(x)/I_D$. Le changement local d'indice de réfraction correspondant est obtenu en considérant la réponse électro-optique du matériau (voir l'Equation (1.27) du Chapitre 1).

La Figure 6.1(b) montre un schéma décrivant la situation où deux éclairagements d'intensités égales $I_1 = I_2 = I_0$ se croisent suivant un angle de 90° dans le volume du cristal électro-optique. On suppose des électrodes semi-transparentes qui permettent au faisceau de contrôle horizontal ($\parallel x$) de pénétrer dans le cristal. La Figure 6.1(b) montre clairement que ce faisceau joue un rôle différent du faisceau I_1 ($\parallel$ à la direction y). Le faisceau de propageant dans la direction x produit un pseudo-court-circuit optique entre les deux électrodes. En fait, dans la région éclairée par le faisceau I_2 , l'intensité I_2 de celui-ci peut être assimilée à une intensité d'obscurité supplémentaire. Par conséquent, le masquage du champ dans le carré central est moins efficace qu'en l'absence du faisceau de contrôle I_2 (faisceau I_2). Pour $I_1 = I_2 = I_0 \gg I_D$, la distribution du champ suivant le faisceau I_2 peut être estimé facilement à partir de l'Equation (6.1) et en remplaçant I_D par I_0 , ainsi qu'en imposant $I=0$ pour les deux régions latérales, et $I=I_0$ pour le carré central. Tandis que le confinement de la lumière dans la direction x peut encore être atteint, il est facile

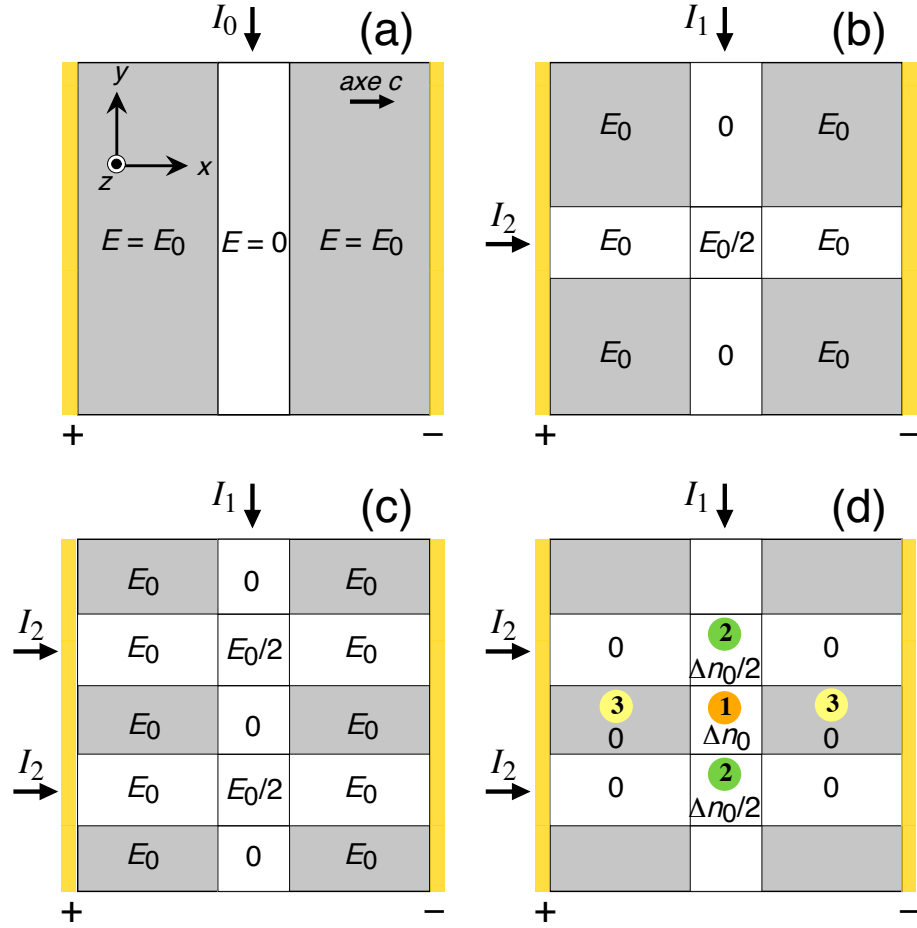


FIGURE 6.1 – Principe de la génération de guides d'onde 2D alignés le long de l'axe z à l'aide de l'illumination de contrôle. Pour des raisons de simplifications, la situation est représentée ici pour le cas particuliers où $I_1 = I_2 = I_0 \gg I_D$. (a) Illumination de contrôle pour le guide 1D plan. (b) Croisement de deux illuminations, le confinement n'a pas lieu dans la direction y ; (c)+(d) Configurations utilisées dans notre étude pour générer des guides d'onde photo-induits 2D. Pour les figures (a), (b) et (c) les valeurs du champ électriques sont données, il est à noter que les intensités des faisceaux de contrôle sont supposées égales ($I_1 = I_2$). (d) le changement d'indice de réfraction correspondant au cas (c), le niveau 0 correspond à l'indice $n - \Delta n_0$ où Δn_0 est défini par (1.27). Les zones ①, ② et ③ dans (d) sont discutées dans la section 6.5.

de voir que le faisceau sonde ne peut être confiné dans le carré central notamment dans direction verticale y , car les régions adjacentes suivant y possèdent un champ électrique moindre et par conséquent un plus grand indice de réfraction. Nous pouvons conclure que la configuration décrite par la Figure 6.1(b) n'est pas appropriée pour la création de guides d'onde permettant un confinement dans les deux dimensions transversales.

Afin de surmonter ce problème, notre approche est décrite par la Figure 6.1(c). Deux bandes de lumière se propagent dans le cristal en traversant la face x , celles-ci sont séparées par une fine bande noire. En adoptant le même raisonnement que précédemment, nous constatons que le carré central² possède un minimum local du champ. Par conséquent on s'attend à un maximum de l'indice de réfraction dans cette zone, comme le décrit la Figure 6.1(d). Les contrastes d'indice de réfraction attendus dans les directions x et y ne sont pas identiques. Ces contrastes, ainsi que leurs ratios, dépendent des intensités I_1 et I_2 des faisceaux de contrôle. Il est à noter que des approches similaires, avec de légères modifications, pourraient être proposées également pour la création de guides d'onde photo-induits 2D par éclairage latéral dans les matériaux où les mécanismes de transport des charges est basé sur l'effet photovoltaïque, plutôt que l'entraînement consécutif à l'application d'un champ extérieur.

6.3 Banc expérimental

6.3.1 Présentation générale

Les expériences ont été effectuées dans un cristal de niobate de barium et de strontium (SBN : x) avec $x=0.61$. L'échantillon est dopé en cérium (0.005 mol %) et a pour dimensions $axbxc=10\times5\times5$ mm³. Le coefficient d'absorption de l'échantillon est $\alpha=0.21$ cm⁻¹,³ à la longueur d'onde $\lambda=514$ nm et $\alpha=0.12$ cm⁻¹ à $\lambda=633$ nm. Des électrodes semi-transparentes ont été déposées sur les faces inférieure et supérieure du cristal (voir Figure 6.3) afin de permettre à la lumière d'être transmise et aussi permettre l'application d'un champ électrique extérieur dans la direction de l'axe c .

Le cristal est placé dans le dispositif expérimental schématisé dans la Figure 6.2, les deux

2. Zone délimitée par l'intersection de la bande de lumière verticale et la bande sombre horizontale.

3. La courbe décrivant l'évolution de l'absorption en fonction de la longueur d'onde λ pour ce cristal a été tracée dans la Section 2.2.5 du Chapitre 2. On pourra noter que ce cristal est moins dopé que celui utilisé dans les chapitres 4 et 5.

faisceaux de contrôle 1 et 2, à la longueur d'onde $\lambda = 514$ nm, sont représentés sans considérer les effets de diffraction. Le faisceau de contrôle 1 (Figure 6.3) est la lumière transmise par un masque défini par une fente de largeur $100 \mu\text{m}$ qui est imagée par une lentille cylindrique CL ($f = 75$ mm) dans un plan situé à 2 mm de la face y , dans le cristal. La bande de lumière imagée possède une largeur de $25 \mu\text{m}$ le long de l'axe c et est

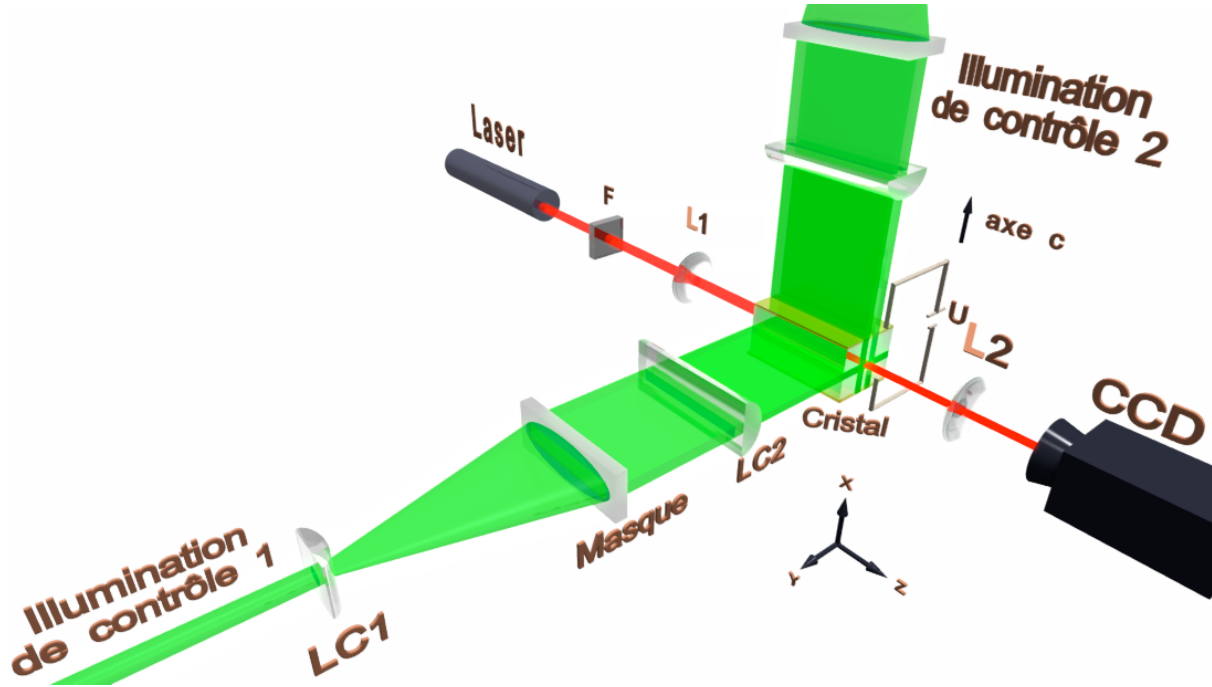


FIGURE 6.2 – Schéma simplifié du banc expérimental pour la génération de guides d'onde dynamiques et reconfigurables induits par lumière dans les deux directions transversales. LC : lentille cylindrique; L1, L2 lentilles sphériques; F : filtre de densité, U : tension appliquée.

alignée parallèlement à l'axe z . Le faisceau de contrôle 2 (Figure 6.3) est composé d'une région sombre⁴ intercalée entre deux régions éclairées. Cette illumination se propage dans la direction parallèle à l'axe c du cristal et est partiellement transmise par les électrodes semi-transparentes. Elle est également imagée par une lentille cylindrique ($f = 75$ mm) dans un plan situé à une profondeur de 2 mm dans le cristal en-dessous de la face c . La bande sombre centrale possède une largeur de $25 \mu\text{m}$ dans le plan image. Nous verrons dans la Section 6.4 décrivant les résultats expérimentaux, que cette configuration induit un indice de réfraction maximum local à l'intersection de la bande claire et de la bande sombre. En négligeant les effets dus aux imperfections de l'imagerie et à la diffusion de

4. Cette région est produite à l'aide d'un fil métallique fin

la lumière dans le cristal photoréfractif aux bords des zones éclairées, la section du guide d'onde canal résultant est estimée à $25 \times 25 \mu\text{m}^2$. Cependant, il est à noter en général que le contraste d'indice diffère dans les deux directions transversales x et y .

Le faisceau sonde issu d'un laser He-Ne ($\lambda = 633 \text{ nm}$) polarisé suivant l'axe c du cristal est

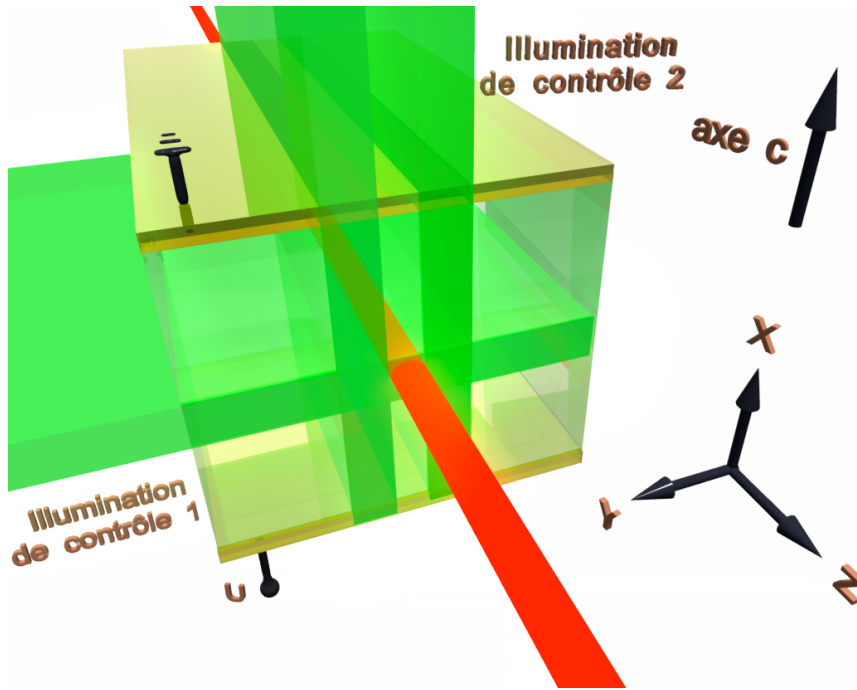


FIGURE 6.3 – Grossissement du schéma de la Figure 6.2 mettant en évidence les différents éclairagements de contrôle ainsi que du faisceau sonde au niveau de la face de sortie du cristal.

focalisé sur face z d'entrée du cristal par une lentille sphérique L1 ($f = 50 \text{ mm}$) et excite les modes guidés de la région guidante. La largeur du faisceau à l'entrée du cristal est de $30 \mu\text{m}$ (FWHM) et son intensité est assez faible afin d'éviter une auto-focalisation du faisceau par effet soliton. Après la propagation à travers le cristal, le faisceau sonde à la face de sortie est imagé par une lentille sphérique L2 ($f = 50 \text{ mm}$) sur une caméra CCD, permettant de visualiser l'effet de photoinscription du guide dans le cristal. La combinaison des deux illuminations structurées avec l'application d'un champ électrique externe conduit au confinement dans les deux directions transversales du faisceau sonde se propageant dans le cristal.

6.3.2 Préparation de l'échantillon

Afin de permettre à la lumière d'être transmise et aussi permettre l'application d'un champ électrique extérieur dans la direction de l'axe c , des électrodes fines composées d'une couche d'or et d'une couche de chrome formant une épaisseur totale de 17 nm ont été déposées sur les deux faces perpendiculaires à l'axe c (voir Figure 6.3). Dans une première étape, une couche de chrome de 3 nm d'épaisseur est déposée. Dans une seconde étape, une couche d'or de 14 nm d'épaisseur est déposée à son tour sur la couche de chrome. La couche de chrome offrant une meilleure adhérence que l'or sur les faces du cristal joue le rôle d'interface. La Figure 6.4 montre un schéma simplifié de l'ensemble du système d'évaporation sous vide de couches minces utilisées pour les dépôts. Ce système est le modèle E306A de chez Edwards.

Le système est constitué d'une chambre à vide ① contenant une tourelle à quatre positions

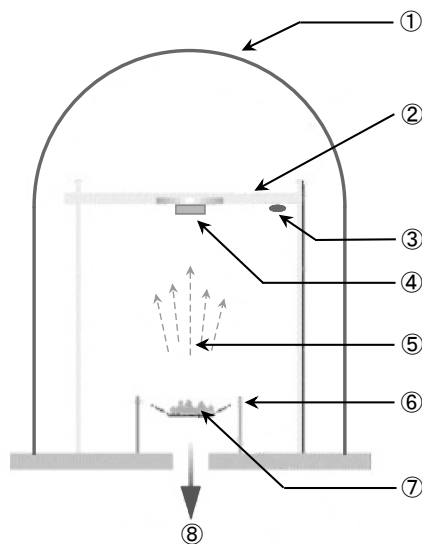


FIGURE 6.4 – Procédé sous vide thermique utilisé pour le dépôt des électrodes semi-transparentes. ① : Chambre sous-vide, ② : Table support, ③ : Contrôleur d'épaisseur, ④ : échantillon (cristal), ⑤ : Chemins empruntés par les vapeurs, ⑥ : Tiges connectées à une source de courant puissante, ⑦ : Filament contenant l'évaporant, ⑧ : Vide poussé $\simeq 5 \times 10^{-7}$ mbar.

capable de contenir quatre échantillons. Un obturateur est également intégré, qui protège le substrat des évaporants pendant le dégazage. Ce système contient un cristal de quartz Edwards FTM5 permettant de contrôler la vitesse de dépôt du film formant chacune des électrodes ainsi que son épaisseur. Le cristal de quartz est aussi positionné directement

au-dessus de la source d'évaporation. La masse déposée sur le cristal de quartz au cours de l'évaporation modifie sa fréquence naturelle de vibration. Ce changement de fréquence est

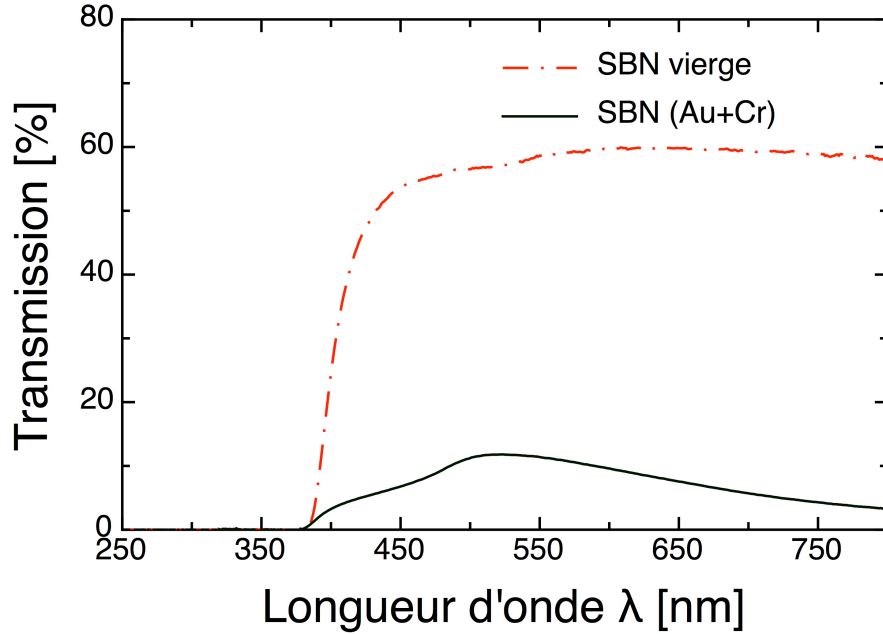


FIGURE 6.5 – Transmission du cristal vierge de SBN (courbe rouge discontinue) et du même cristal muni des deux électrodes (courbe noire continue) en fonction de la longueur d'onde λ .

enregistrée par le contrôleur d'épaisseur ③ du film connecté au cristal de quartz. Ainsi, ce contrôleur peut enregistrer à la fois l'épaisseur et la vitesse de dépôt correspondant à un décalage de fréquence. La Figure 6.5 décrit l'évolution du taux de la lumière transmise en fonction de la longueur d'onde λ à travers le cristal vierge (courbe rouge discontinue) et le cristal muni des deux électrodes (courbe noire continue).

6.3.3 Le porte échantillon

Contrairement aux guides d'onde 1D par photo-inscription latérale étudiés dans les chapitres précédents, l'obtention du confinement de la lumière dans les deux directions transversales nécessite la propagation d'un deuxième éclaircissement (illumination de contrôle 2 : Figure 6.2) transversal au premier (illumination de contrôle 1 : Figure 6.2). Pour y arriver, un porte-échantillon représenté dans la Figure 6.6 a été conçu et réalisé. Le cristal est collé par l'intermédiaire d'une seule face sur la base supérieure du porte échantillon ③ laissant ainsi libre les autres faces pour la propagation du faisceau sonde et des deux

faisceaux de contrôle. L'application du champ électrique se fait par l'intermédiaire d'un fil conducteur ① soudé⁵ à l'un des coins de chacune des électrodes afin de ne pas perturber les différents éclairagements.

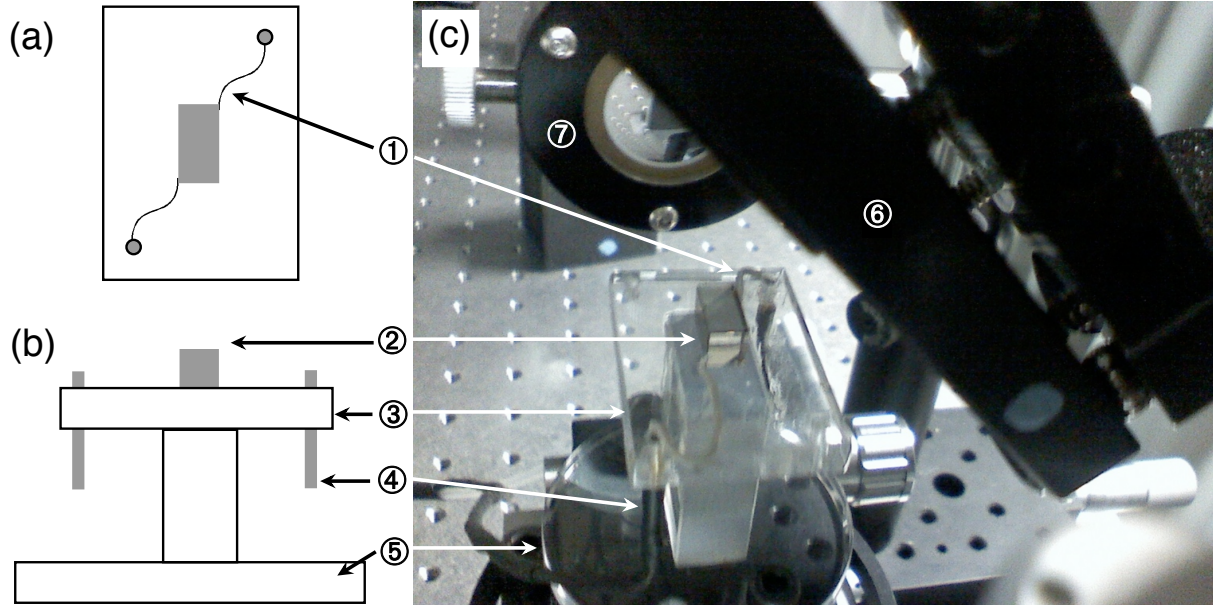


FIGURE 6.6 – Porte échantillon permettant l'obtention des guides d'onde dynamiques et reconfigurables à deux dimensions : les schémas (a) et (b) décrivent respectivement la vue de dessus et la vue de profil, la figure (c) est une vue générale du porte échantillon utilisé pour la génération de guides 2D. ① Fil conducteur soudé aux électrodes, ② Cristal, ③ Base supérieure, ④ Connecteur, ⑤ Base inférieure, ⑥ Miroir placé à 45° permettant de réfléchir et orienter l'illumination de contrôle 1 (voir Figure 6.3) vers le cristal, ⑦ Lentille permettant de focaliser (L1 de la Figure 6.2) le faisceau sonde sur la face d'entrée du cristal.

6.4 Résultats expérimentaux

6.4.1 Exemple d'un guide canal obtenu

La Figure 6.7 décrit l'évolution du profil de l'onde guidée dans les conditions particulières où les intensités des faisceaux de contrôle 1 et 2 sont respectivement $I_1 \simeq 120 \text{ mW/cm}^2$ et $I_2 \simeq 80 \text{ mW/cm}^2$. Il est à noter que ces valeurs correspondent aux intensités dans le plan image du cristal. Elles prennent en compte les pertes par réflexion des surfaces

5. Sur chacune des électrodes, le soudage a été effectué à l'aide d'une minuscule goutte de laque d'argent.

pour les deux faisceaux.

Quand le champ électrique externe est appliqué (6 kV/cm) et les deux faisceaux de contrôle restent éteints, on observe la diffraction naturelle du faisceau sonde, dont la largeur à mi-hauteur (FWHM) est de 45 μm après avoir traversé le cristal (Figure 6.7(a)). Après avoir activé les deux faisceaux de contrôle, le faisceau sonde commence à se confiner uniquement dans la direction parallèle à l'axe c et au champ électrique appliqué, comme le montre la Figure 6.7(b) 2 secondes après l'activation des deux faisceaux de contrôles. Par la suite l'évolution du champ de charge d'espace conduit à la formation d'un guide confinant la lumière dans les deux dimensions transversales, comme le montre la Figure 6.7(c) qui correspond à l'état stationnaire. Dans cet état final, l'onde sonde dont la largeur (FWHM) initiale était de 45 μm est désormais de 13 μm et 15 μm respectivement dans les directions x et y .

6.4.2 Influence des paramètres intensité et champ électrique

Dans cette section nous analysons l'influence des paramètres sur les propriétés de guidage à l'état stationnaire en faisant varier les intensités des deux faisceaux de contrôle et du champ appliqué. La Figure 6.8(a) décrit l'évolution de la largeur à mi-hauteur (FWHM) du faisceau sonde dans les deux directions transverses x et y , en fonction de l'intensité I_1 du faisceau de contrôle 1. L'intensité du faisceau de contrôle 2 est fixée à $I_2 \simeq 80 \text{ mW/cm}^2$. On voit clairement que la présence du faisceau de contrôle 1 est absolument nécessaire pour le guidage dans les directions x et y . Pour $I_1 = 0$, l'onde sonde diffracte naturellement dans les deux directions. En fait, la seule présence du faisceau de contrôle 2 conduit à la formation de deux courants "canaux" (la lumière induit des pseudo courts-circuits) joignant les deux électrodes. Cependant cette situation ne conduit pas à une modulation significative du champ électrique dans aucune des deux directions. La Figure 6.8(a) montre aussi que si l'intensité de contrôle 1 est supérieure à $I_1 \simeq 20 \text{ mW/cm}^2$, les largeurs w_x et w_y restent respectivement constantes autour de 13 et 15 μm , avec une légère augmentation de w_y pour des valeurs de I_1 grandes. Ces aspects seront discutés dans le détail dans la Section 6.5. Dans la Figure 6.8(b) ; les largeurs w_x et w_y sont tracées en fonction de l'intensité I_2 , tandis que I_1 est maintenue constante. La comparaison de la Figure 6.8(b) et de la Figure 6.8(a) confirme le rôle différent joué par les deux faisceaux de contrôle orthogonaux. L'absence du faisceau de contrôle 2 n'est pas un obstacle pour le confinement du faisceau sonde dans la direction x . En fait, la situation où $I_2 = 0$, correspond à celle décrite dans le Chapitre

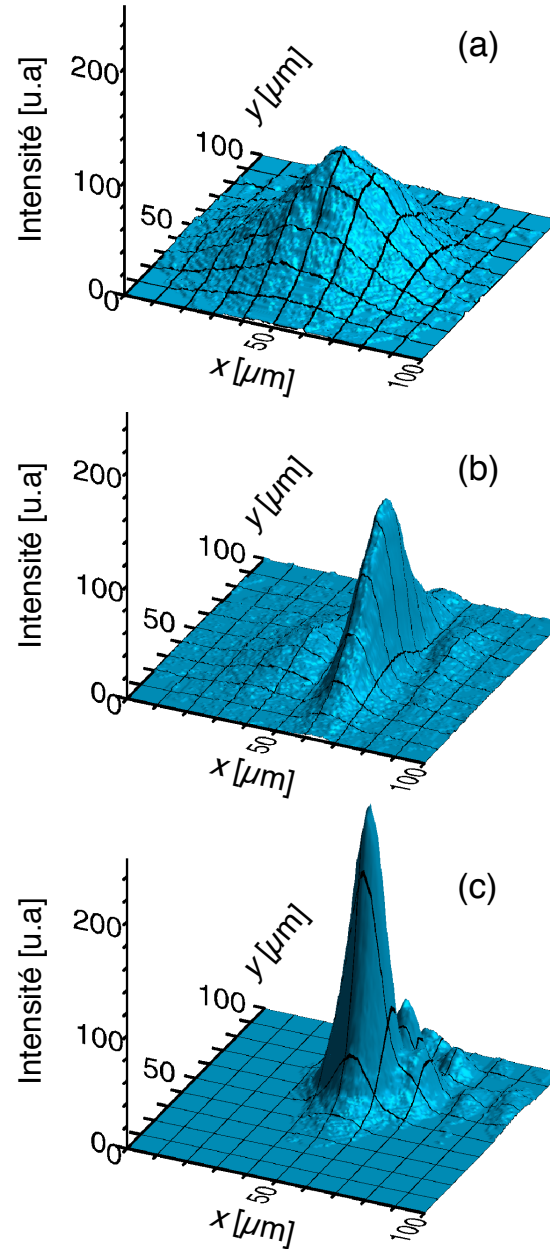


FIGURE 6.7 – Distribution du profil du faisceau sonde à la face de sortie du cristal. (a) sans guide d'onde photo-induit ; (b) Deux secondes après avoir activé les deux faisceaux de contrôle ; (c) après 60 secondes (état stationnaire). Intensités des faisceaux de contrôle : $I_1 \simeq 120 \text{ mW/cm}^2$, $I_2 \simeq 80 \text{ mW/cm}^2$, champ électrique appliqué : $E_0 = 6 \text{ kV/cm}$.

4 concernant les guides 1D. La présence de la seconde illumination influence peu le confinement dans la direction parallèle au champ appliqué car la largeur w_x reste quasiment constante avec la variation de I_2 . Au contraire, la largeur w_y dépend essentiellement du faisceau de contrôle 2. La valeur de largeur w_y baisse de façon continue de 45 μm pour $I_2 = 0$ pour atteindre 15 μm pour $I_2 \simeq 80 \text{ mW/cm}^2$.

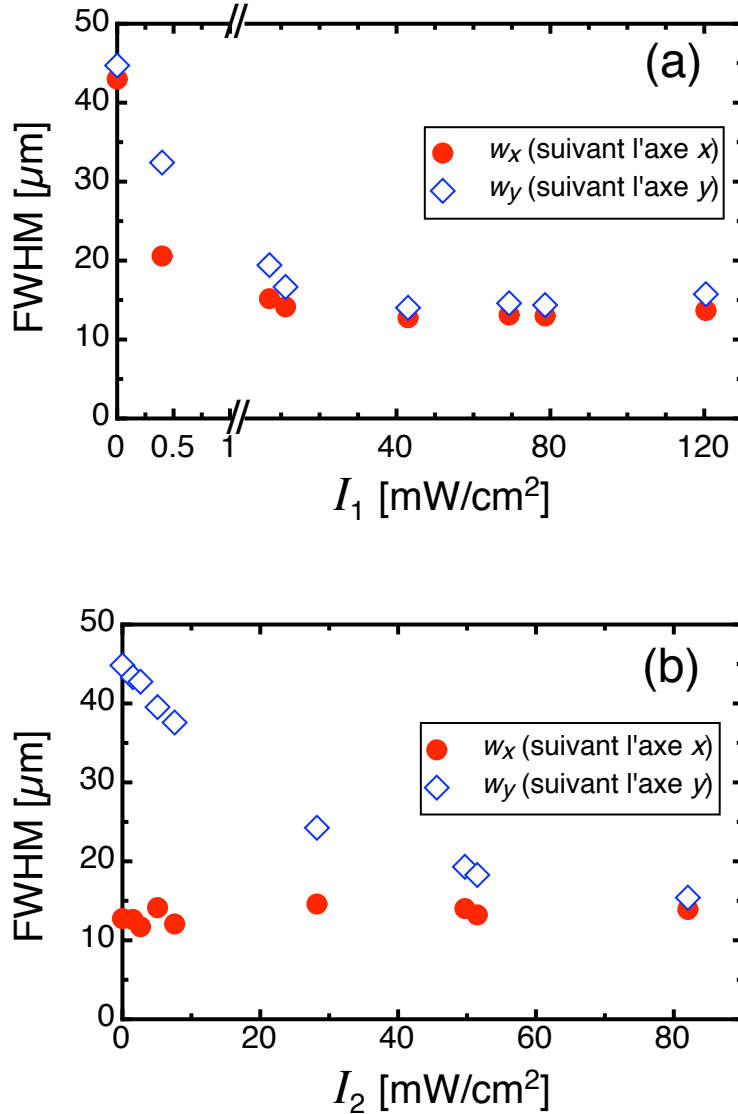


FIGURE 6.8 – Dépendance des largeurs w_x et w_y (FWHM) du faisceau sonde en fonction de l'intensité I_1 du faisceau de contrôle 1 (a), et de l'intensité I_2 du faisceau de contrôle 2 (b). L'intensité du deuxième faisceau de contrôle est fixée à $I_2 \simeq 80 \text{ mW/cm}^2$ pour (a), et à $I_1 \simeq 120 \text{ mW/cm}^2$ pour (b). Il est à noter le changement d'échelle de l'abscisse de (a).

La Figure 6.9 décrit l'évolution à l'état stationnaire des largeurs w_x et w_y du faisceau sonde en fonction du champ électrique appliqué. La largeur w_x du faisceau suivant l'axe x diminue vers une valeur constante autour de 13 μm pour des valeurs plus faibles du champ E_0 . Qualitativement cet effet peut s'expliquer par le fait que le contraste d'indice de réfraction atteint est plus petit dans la direction y . Il faudrait un champ plus grand pour un confinement dans la direction y que pour un confinement équivalent dans la direction x .

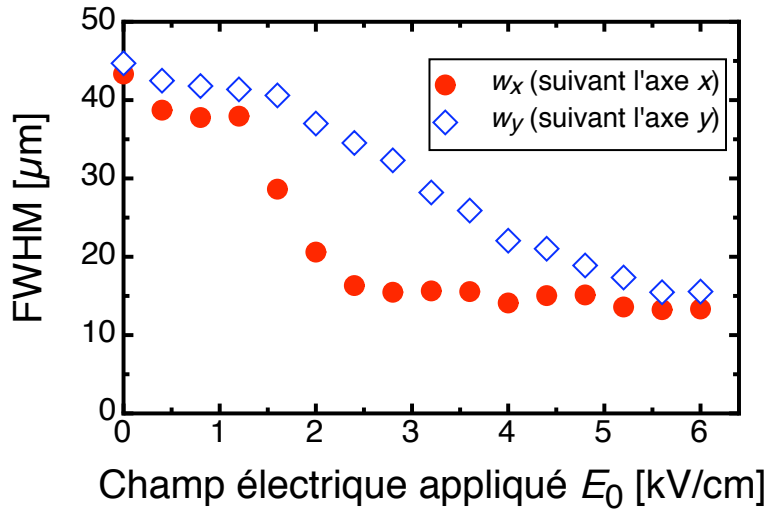


FIGURE 6.9 – Dépendance des largeurs w_x et w_y (FWHM) du faisceau sonde en fonction du champ électrique E_0 appliqué. Les intensités des faisceaux de contrôles sont $I_1 \simeq 120 \text{ mW/cm}^2$ et $I_2 \simeq 80 \text{ mW/cm}^2$.

6.5 Etude théorique des profils 2D

6.5.1 Intensité et champ électrique

Dans cette section nous allons comparer les résultats des Figures 6.8 et 6.9 aux largeurs théoriques du mode fondamental du guide d'onde diélectrique ayant un contraste d'indice et une section carrée correspondants. Dans le cas général où $I_1 \neq I_2$, la structure de l'indice de réfraction est un peu plus complexe que celle illustrée sur la Figure 6.1(d). Nous allons donc nous intéresser au champ électrique local et à l'indice de réfraction dans les régions ①, ② et ③ de la Figure 6.1(d).

Dans les régions proches des électrodes (région ③), compte tenu du fait que la distance

entre les électrodes (taille de l'échantillon dans la direction x) est beaucoup plus grande que la largeur du faisceau de contrôle 1 dans la direction x , le champ local E_3 a pour valeur le champ électrique appliqué E_0 , peu importe la valeur de l'intensité d'obscurité I_D . En se basant sur un raisonnement similaire à celui de la Section 6.2, les champs locaux correspondant aux régions ① et ② sont respectivement

$$E_1 = \frac{I_D}{I_D + I_1} E_0 \quad (6.2)$$

et

$$E_2 = \frac{I_D + I_2}{I_D + I_2 + I_1} E_0. \quad (6.3)$$

Ces expressions ne prennent pas en compte les réflexions possibles des différents faisceaux, dues à la seconde surface du cristal. Ces réflexions peuvent entraîner une diminution du champ local E_0 . Avec les Equations (6.1), (6.2) et (6.3) la différence d'indice de réfraction $\Delta n_{1 \rightarrow 3} = \Delta n_1 - \Delta n_3$ entre la zone ① et la zone ③, et $\Delta n_{1 \rightarrow 2} = \Delta n_1 - \Delta n_2$, entre la zone ① et ② sont respectivement

$$\Delta n_{1 \rightarrow 3} = \Delta n_0 \frac{I_1}{I_D + I_1} \quad (6.4)$$

et

$$\Delta n_{1 \rightarrow 2} = \Delta n_0 \frac{I_1 I_2}{(I_D + I_1)(I_D + I_2 + I_1)} = \Delta n_{1 \rightarrow 3} \frac{I_2}{I_D + I_1 + I_2}, \quad (6.5)$$

où $\Delta n_0 = (n^3/2)r_{eff}E_0$. Tout en sachant que $r_{eff} = 235$ pm/V dans notre cas, nous avons $\Delta n_0 = 8.7 \times 10^{-4}$ pour un champ appliqué $E_0 = 6$ kV/cm. Les modes pour ce genre de guide d'onde rectangulaire diélectrique anisotrope peuvent être calculés par la méthode de Marcatili [37, 44, 45] décrite dans la Section 1.1.2, qui permet d'exprimer la distribution des modes en séparant les variables x et y . Cette technique permet de calculer les modes de deux guides plans perpendiculaires l'un par rapport à l'autre, en résolvant les équations transcendantes. Elle donne de bons résultats dans le cas où les champs modaux pénètrent peu profondément dans les régions périphériques des coins du guide entre les zones ② et ③ (voir Figure 6.1(d)).

La largeur du mode fondamental E_{11}^x obtenu a été tracée sur la Figure 6.10 pour un guide d'onde à section carré de 25×25 μm et un faisceau sonde de longueur d'onde $\lambda = 633$ nm. La Figure 6.10(a) montre l'évolution de la taille du mode dans les directions x et y en fonction de l'intensité I_1 du premier faisceau de contrôle, tandis que la Figure 6.10(b) décrit l'évolution de la taille du mode en fonction de I_2 . La comparaison des figures 6.8(a)

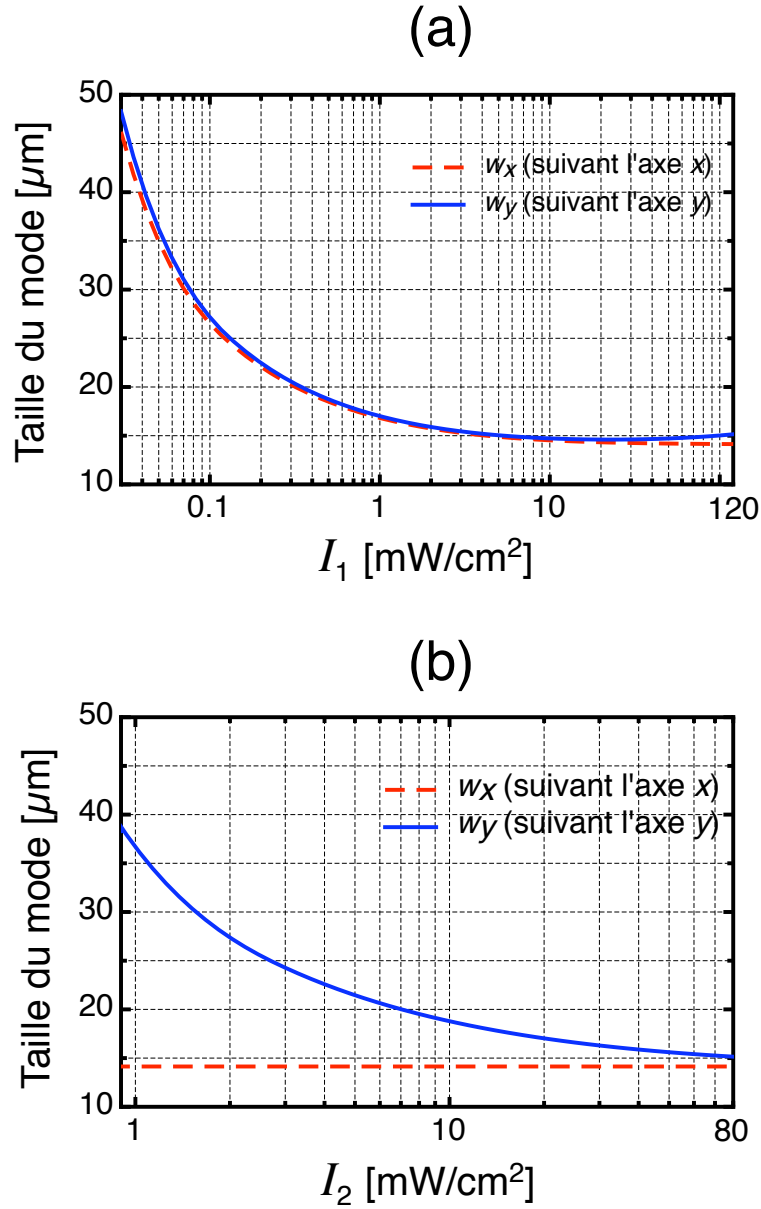


FIGURE 6.10 – Evolution de la taille (FWHM) du mode fondamental d'un guide d'onde photo-induit de section $25 \times 25 \mu\text{m}$ en fonction de l'intensité I_1 avec $I_2 = 80 \text{ mW}/\text{cm}^2$ (a), et en fonction de l'intensité I_2 avec $I_1 = 120 \text{ mW}/\text{cm}^2$ (b). L'intensité d'obscurité est $I_D = 6 \text{ mW}/\text{cm}^2$ et le champ électrique est $E_0 = 6 \text{ kV}/\text{cm}$.

et 6.10(a) montre que les largeurs observées pour l'onde guidée (13-15 μm) correspondent bien aux largeurs des modes calculés pour des valeurs de l'intensité I_1 supérieures à $\approx 10 \text{ mW/cm}^2$. L'augmentation légère de w_y pour I_1 grand a été également observée sur les courbes théoriques, celle-ci est due à une diminution du contraste d'indice $\Delta n_{1 \rightarrow 2}$ quand I_1 est supérieure à I_2 (voir Equation (6.5)). Pour I_1 faible, les courbes de la Figure 6.8(a) et la Figure 6.10(a) ne peuvent être comparées d'une manière directe. Puisque la taille du mode du guide tend vers ∞ pour $I_1 \rightarrow 0$, on s'attend à ce que le profil du faisceau sonde observé ne soit pas influencé par le guide dans ce régime. En outre, pour de faibles contrastes d'indice de réfraction, le faisceau sonde peut-être encore dans un régime transitoire et pourrait donc ne pas encore avoir atteint l'état stationnaire spatial pour les modes.

La comparaison des Figures 6.8(b) et 6.10(b) indique un bon accord entre l'observation expérimentale et la dépendance des largeurs de faisceaux en fonction de l'intensité I_2 du second faisceau de contrôle. Comme on l'a observé expérimentalement, I_2 n'a aucune influence sur la largeur w_x horizontale, par contre sa présence est indispensable pour le confinement dans la direction y .

La Figure 6.11 décrit la taille dans les directions x et y , du mode fondamental attendue en fonction du champ électrique appliqué. Cela confirme que si I_1 et I_2 sont à peu près égales, la largeur w_x est plus petite que la largeur de w_y , pour toutes les valeurs de E_0 (voir Figure 6.9). Une fois de plus, une comparaison directe des courbes expérimentales et théoriques pour un guidage faible (E_0 petit) n'est pas possible du fait de l'argumentation évoquée plus haut relative au régime transitoire et à la divergence de la largeur du mode pour $E_0 \rightarrow 0$. Au niveau expérimental, les réflexions et la diffusion de la lumière peuvent conduire à une diminution du champ électrique effectif local par rapport au champ électrique appliqué. Il est à noter aussi, que la précision de la méthode de Marcatili diminue pour des modes élargis.

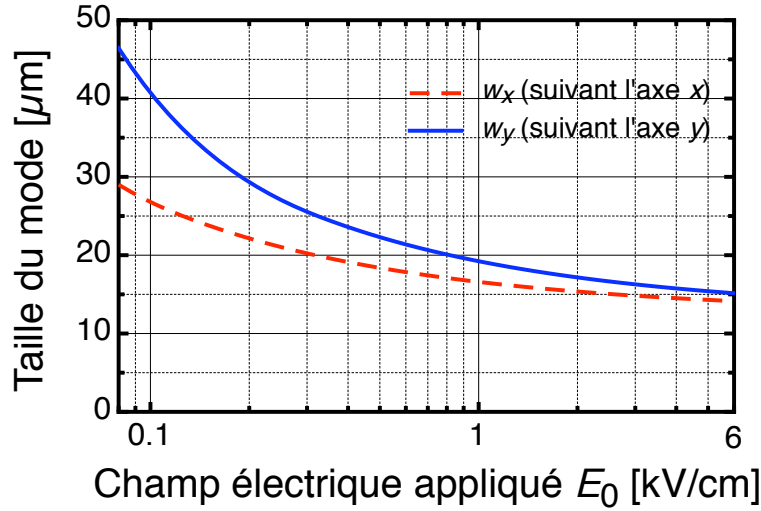


FIGURE 6.11 – Evolution de la taille (FWHM) du mode fondamental d'un guide d'onde photo-induit de section $25 \times 25 \mu\text{m}$ en fonction du champ électrique E_0 . L'intensité d'obscurité est $I_D = 6 \text{ mW/cm}^2$, $I_1 = 120 \text{ mW/cm}^2$ et $I_2 = 80 \text{ mW/cm}^2$.

6.5.2 Dynamique de formation

Cette section a pour but de discuter la dynamique formation des guides d'onde 2D. On notera que la formation des guides photo-induits est relativement lente. La première raison est le dopage faible de notre cristal de SBN. D'autres matériaux, comme le $\text{Sn}_2\text{P}_2\text{S}_6$, le KNbO_3 ou le $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$, ont des temps de réponses photoréfractifs de l'ordre la milliseconde dans le régime photoréfractif conventionnel (non interbande) [153–155] et sont mieux appropriés que le SBN dans le cas où le temps de réponse serait un problème.

Les raisons de l'anisotropie observée lors de la dynamique de formation sur la Figure 6.7, ne sont pas complètement claires à ce stade. Nous pensons qu'au moins deux ou trois effets jouent un rôle dans la dynamique observée. Tout d'abord, nous pouvons noter que les régions proches du carré central dans la direction y (zone ② de la Figure 6.1) présentent une intensité locale plus élevée que l'intensité du carré central (zone ①). On peut alors s'attendre à ce que le changement d'indice de réfraction dans l'état stationnaire soit atteint plus rapidement dans cette région que dans la région centrale. Parallèlement, on remarque que le changement d'indice de réfraction total dans l'état stationnaire est plus grand au centre. Les effets opposés de l'amplitude du changement d'indice de réfraction et de sa vitesse dynamique peuvent conduire à contre balancer les changements d'indice de réfraction instantanés dans la direction y . Cela peut donner initialement un faible contraste d'indice dans cette direction. Dans le même temps le contraste d'indice dans la direction x peut

être déjà suffisant pour confiner convenablement la lumière dans cette direction, comme on l'observe dans les expériences. Cette situation est décrite sur la Figure 6.12 pour le cas où $I_1 = I_2 = I_0$ et pour laquelle l'évolution temporelle

$$\Delta n_2(t) = \Delta n_2(1 - e^{-\frac{t}{\tau}}) \quad (6.6)$$

dans la zone ② attendue est deux fois plus rapide que celle de la zone ①, tandis que l'indice de réfraction de la zone ③ reste inchangé.

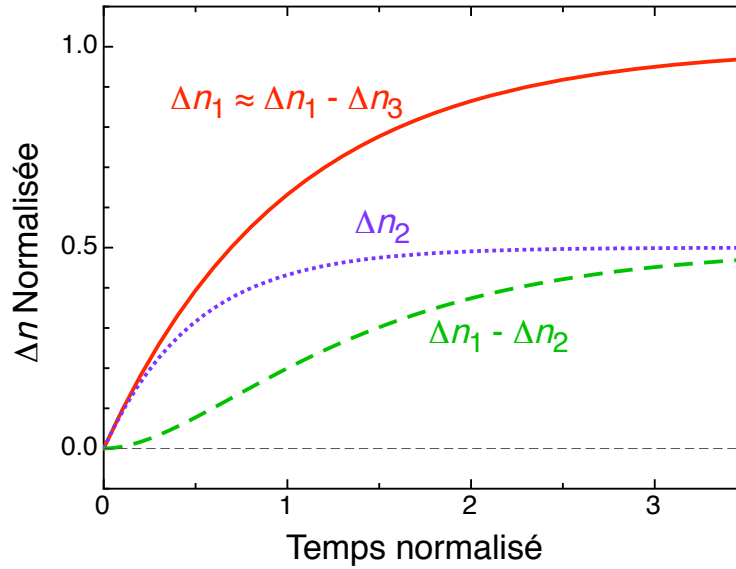


FIGURE 6.12 – Evolution temporelle attendue du contraste d'indice de réfraction dans les directions horizontale et verticale à partir du modèle de la Section 6.2 et de la Figure 6.1. Le ligne rouge continue représente la dynamique du changement d'indice de réfraction Δn_1 dans la zone 1 (voir la Figure 6.1(d)) et le contraste d'indice horizontal $\Delta n_{1 \rightarrow 3}$ entre la zone ① et ③. Le ligne en pointillés bleu représente la dynamique du changement de l'indice de réfraction Δn_2 dans la zone ② et la ligne en tirets verte représente le contraste d'indice vertical $\Delta n_{1 \rightarrow 2}$ entre la zone ① et la zone ②, qui est initialement plus lent que celui de la direction horizontale. Pour cet exemple nous avons supposé que $I_1 = I_2$.

La seconde raison possible de l'observation de ces deux phases distinctes de la dynamique de formation peuvent être liées par le fait que la direction privilégiée de la densité de courant est parallèle au champ électrique ($\parallel x$), qui favorise le masquage dans cette direction par rapport à la relaxation de toutes les charges dans la direction y , qui sont régies

principalement par la diffusion des charges. Il convient de noter que le même comportement fortement anisotrope dans la dynamique a été observée récemment dans le processus d'autofocalisation dans le LiNbO_3 dans le cas d'un champ électrique appliqué élevé [156, 157].

Toujours en comparant notre situation à celle rencontrée lors de l'auto-focalisation d'un faisceau nous aimerions mentionner que l'auto-focalisation photoréfractive d'un faisceau 2D (par exemple un faisceau de forme ronde) donne en général une distribution de champ et d'indice bien différent de celle d'un faisceau 1D (plan de lumière auto-focalisé). Dans le cas 2D, des bosses négatives pour le changement d'indice apparaissent dans la direction dominante du courant (direction x) [158, 159]. Ces bosses qui n'existent pas pour la situation 1D, augmentent ultérieurement le contraste d'indice en direction x . Ce genre d'effet pourrait être partiellement à l'oeuvre aussi dans notre cas. En effet au voisinage du carré central en Figures 6.1 (c) et (d), on peut s'attendre que la situation ne puissent plus être complètement décrite par un modèle quasi-1D.

6.6 Conclusion

Dans ce chapitre nous avons présenté pour la première fois l'inscription d'un guide canal dynamique et reconfigurable dans un matériau électro-optique et photoconducteur. Les études expérimentales de l'influence des deux intensités des faisceaux de contrôle et du champ appliqué sur le profil du faisceau sonde sont en bonne adéquation avec ce qui est prédit par les calculs de l'étude théorique du mode fondamental basée sur la méthode de Marcatili. Cette nouvelle approche permet de fabriquer des guides canaux avec un confinement de la lumière dans les deux directions transversales ayant une structure versatile. Cette propriété est un avantage certain pour la réalisation de technologie intégrant des circuits optiques 3D.

Conclusion

Nos travaux expérimentaux et théoriques établis au cours de ce travail de thèse ont porté sur l'étude des guides d'onde dynamiques et reconfigurables par une illumination perpendiculaire à la direction de propagation du signal. La méthode de photo-inscription transversale que nous avons développé permet de franchir un cap important vers la réalisation de dispositifs purement optiques dans les quels la lumière est utilisée pour guider et manipuler la lumière sans avoir recours à de complexes étapes de fabrication. La photo-inscription du guide est faite à l'aide d'une lumière de contrôle illuminant le matériau. C'est cette lumière qui définit la forme du guide ainsi que la direction et la position de sortie du faisceau signal. Un avantage majeur de ces guides est celui de pouvoir les effacer et les réécrire à tout moment dans un autre endroit, ce qui donne lieu à des structures dynamiques sans endommager de manière permanente le matériau. Un autre avantage est la grande versatilité par rapport à la forme des guides qui est conditionnée par la structure imposée à l'illumination de contrôle.

Nous avons démontré la réalité de la photoinscription latérale d'un guide d'onde unidimensionnel dans trois matériaux ferroélectriques (SBN, LiTaO₃ et SPS). Des temps de formation et de reconfiguration suffisamment rapides (inférieurs à la milliseconde) pour le routage sont obtenus dans le SPS. Des phénomènes nouveaux inattendus ont été observés et ont trouvé une explication qualitative et quantitative. Nous avons pu montrer que la forme et la largeur du guide photo-induit dépendent non seulement de la structure donnée par le masque imagé, mais aussi d'une quantité critique, qui est la conductivité thermique du matériau.

Un phénomène qui a été découvert au cours de nos études est la séparation du guide en deux, qui peut avoir lieu lorsque le guide est formé après suppression du champ électrique,

si l'illumination de contrôle est maintenue. Un simple masque composé d'une seule fente peut alors dynamiquement donner lieu à deux faisceaux à la sortie qui peuvent être séparés dans des conditions appropriées jusqu'à plusieurs centaines de micromètres. On a observé et modélisé ce phénomène dans les cas des matériaux SBN et LiTaO_3 . Une nouvelle méthode pour la déflexion et la modulation de la lumière a été proposée et démontrée expérimentalement grâce à ce phénomène.

Par ailleurs, nous avons aussi modélisé la formation des guides reconfigurables. Pour cela, nous nous sommes appuyés sur le modèle photoréfractif de transport par les bandes appelé modèle de Kukhtarev-Vinetskii. La résolution du système défini par ce modèle a permis d'établir l'équation du champ de charge d'espace. Les études numériques basées sur une BPM ont montré un bon accord avec l'ensemble des résultats expérimentaux.

Pour conclure, la réalisation de guides canaux confinés dans les deux dimensions transversales a été étudié et mis en œuvre pour la première fois dans ce travail. La création d'un guide canal nécessite l'illumination du cristal électro-optique à travers deux faces perpendiculaires. Les contrastes d'indice ont été modélisés dans les deux dimensions transversales, en fonction des paramètres expérimentaux. Les profils théoriques des modes correspondants à ces contrastes d'indice sont en bon accord avec les observations.

La technique étudiée dans ce travail permet d'envisager la création de structures tridimensionnelles reconfigurables grâce à la réalisation de guides canaux couplées à d'autres structures plus complexes (coupleurs X, Y ou 1-à-N) utiles à la réalisation de fonctions optiques. Toutes ces structures devraient être réalisables avec des méthodes développées dans ce travail en utilisant des faisceaux de contrôle avec une structure spatiale qui leur est dédiée. La compréhension des divers phénomènes mis en jeu lors de nos travaux sur les guides photo-induits peut, je l'espère, inspirer des solutions aux études futures de ce domaine.



Détermination du champ de charge d'espace pour un profil d'illumination arbitraire

Dans cette annexe, il s'agit à partir du modèle du système de Kukhtarev établi dans le Chapitre 1, Section 1.2.3, de déterminer le comportement du champ de charge d'espace dans le cas stationnaire en annulant la dérivée temporelle. Pour faire ceci nous n'allons pas supposer une forme particulière pour la distribution d'intensité. Nous réécrivons le système d'équations de Kukhtarev-Vinetskii [23, 24] sous la forme :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial N_D^+}{\partial t} = (sI + \beta)(N_D - N_D^+) - \xi n_e N_D^+ \\ \vec{J} = e\mu n_e \vec{E} + \mu k_B T \vec{\nabla} n_e + esI(N_D - N_D^+) \vec{L}_{ph} \\ \vec{\nabla} \cdot \vec{E} = \frac{e}{\epsilon_{eff} \epsilon_0} (N_D^+ - N_A - n_e) \\ \frac{\partial n_e}{\partial t} = \frac{\partial N_D^+}{\partial t} + \frac{1}{e} \nabla \cdot \vec{J} = 0 \end{array} \right. \quad (\text{A.1})$$

Pour la définition des différents termes on pourra se référer à la Section 1.2.3 du Chapitre 1. Nous supposons maintenant que le système est uni-dimensionnel, ce qui nous permet de

ne garder que les dérivées spatiales sur la coordonnée x (parallèle à l'axe polaire du cristal).

En partant du système d'équations (A.1), dans le cas stationnaire et en supposant que la densité de courant est constante on peut écrire : $\frac{1}{e} \frac{\partial J}{\partial x} = 0$, $J(x) = \text{constante}$, $\frac{\partial n_e}{\partial t} = 0$ et $\frac{\partial N_D^+}{\partial t} = 0$. La concentration n_e des électrons libres dans la bande de conduction peut alors être calculée à partir de la première équation du système (A.1) :

$$n_e = \frac{s(I + I_D)(N_D - N_D^+)}{\xi N_D^+}. \quad (\text{A.2})$$

On peut écrire I_D sous la forme $I_D = I_{D,em} + I_{D,th}$, où $I_{D,th} = \beta/s$ est l'intensité équivalente correspondante au nombre de transitions thermiques, et $I_{D,em}$ l'intensité équivalente à une possible illumination de fond. On considère maintenant le champ normalisé $\nu = E/\tilde{E}$ tel que $\tilde{E} = k_B T k_D / e$. Le terme $k_D = (e^2 N_{eff} / \epsilon_{eff} \epsilon_0 k_B T)^{1/2}$ est le module du vecteur de Debye et $N_{eff} = N_D^+(N_D - N_D^+)/N_D$ est la densité effective de pièges. Si on considère les gradients seulement le long de l'axe x , l'équation de Poisson (troisième équation du Système (A.1)) devient ¹

$$\frac{1}{k_D} \frac{\partial \nu}{\partial x} = \tilde{N} - \tilde{\xi}_0, \quad (\text{A.3})$$

où $\tilde{N} = N_D^+/N_{eff}$ et $\tilde{\xi}_0 \simeq (n + N_A)/N_{eff} = N_A/N_{eff}$. On peut ainsi exprimer la densité normalisée des pièges ionisés $\tilde{N}$ en fonction du champ sous la forme

$$\tilde{N} = \tilde{\xi}_0 + \frac{1}{k_D} \frac{\partial \nu}{\partial x}. \quad (\text{A.4})$$

On se propose maintenant de calculer la densité de courant J_0 sous une illumination homogène. On considère que l'intensité d'obscurité est due à une illumination externe de façon à ne pas devoir soustraire les charges excitées thermiquement du courant photovoltaïque, on a alors

$$J_0 = e\mu n_{e0} E_0 + es I_D (N_D - N_D^+) L_{ph}, \quad (\text{A.5})$$

où le champ E_0 est le champ appliqué. L'expression de n_{e0} est obtenue à partir de (A.2) en supposant $I = 0$. On introduit le champ photovoltaïque

$$E_{ph} = N_{eff} \tilde{\xi}_0 \frac{\xi \tilde{L}_{ph}}{\mu_e}. \quad (\text{A.6})$$

1. Il est à noter que la variable $\tilde{\xi}_0$ et la constante ξ n'ont rien à voir entre elles.

Ceci est le champ extérieur qui serait à appliquer pour mesurer un courant égal au courant photovoltaïque induit par $I_{D,em}$. On peut alors réécrire (A.5) sous la forme

$$J_0 = e\mu_e n_{e0}(E_0 + E_{ph}). \quad (\text{A.7})$$

A ce stade, l'équation générale du champ E se trouve en égalisant la seconde équation du Système (A.1) et l'Equation (A.7), qui reste valable si la taille du faisceau est assez petite par rapport à la distance entre les électrodes. En utilisant $N_D/N_{eff} = \tilde{\xi}_0^2/(\tilde{\xi}_0 - 1)$, on trouve ainsi

$$e\mu_e n_e E + \mu_e k_B T \frac{\partial n_e}{\partial x} + s(I + I_D)(N_D - N_D^+)eL_{ph} = \frac{e\mu_e s I_D}{\xi} \frac{1}{\tilde{\xi}_0 - 1} (E_0 - E_{ph}). \quad (\text{A.8})$$

On cherche la valeur de la concentration n_e à insérer dans (A.8), avec (A.2) on a

$$n = \frac{s(I + I_D)}{\xi} \left[\frac{\tilde{\xi}_0^2}{(\tilde{\xi}_0 - 1)\tilde{N}} - 1 \right], \quad (\text{A.9})$$

et en remplaçant $\tilde{N}$ dans (A.9) par l'expression (A.4) on trouve

$$n_e = \frac{s(I + I_D)}{\xi(\tilde{\xi}_0 - 1)} \left[\tilde{\xi}_0 + (1 - \tilde{\xi}_0) \left(1 + \frac{1}{k_D \tilde{\xi}_0} \frac{\partial \nu}{\partial x} \right) \right] \left[1 + \frac{1}{k_D \tilde{\xi}_0} \frac{\partial \nu}{\partial x} \right]^{-1}. \quad (\text{A.10})$$

En combinant (A.10) et (A.8), on obtient

$$\begin{aligned} & e\mu_e n_e \frac{s(I + I_D)}{\xi(\tilde{\xi}_0 - 1)} \left[\tilde{\xi}_0 + (1 - \tilde{\xi}_0) \left(1 + \frac{1}{k_D \tilde{\xi}_0} \frac{\partial \nu}{\partial x} \right) \right] \left[1 + \frac{1}{k_D \tilde{\xi}_0} \frac{\partial \nu}{\partial x} \right]^{-1} E + \\ & \mu_e k_B T \frac{s(I + I_D)}{\xi(\tilde{\xi}_0 - 1)} \left\{ (1 - \tilde{\xi}_0) \frac{1}{k_D \tilde{\xi}_0} \frac{\partial^2 \nu}{\partial x^2} \left[1 + \frac{1}{k_D \tilde{\xi}_0} \frac{\partial \nu}{\partial x} \right]^{-1} \right\} - \\ & \mu_e k_B T \frac{s(I + I_D)}{\xi(\tilde{\xi}_0 - 1)} \left[\tilde{\xi}_0 + (1 - \tilde{\xi}_0) \left(1 + \frac{1}{k_D \tilde{\xi}_0} \frac{\partial \nu}{\partial x} \right) \right] \left[1 + \frac{1}{k_D \tilde{\xi}_0} \frac{\partial \nu}{\partial x} \right]^{-2} \frac{1}{k_D \tilde{\xi}_0} \frac{\partial^2 \nu}{\partial x^2} + \\ & \mu_e k_B T \frac{s}{\xi(\tilde{\xi}_0 - 1)} \left[\tilde{\xi}_0 + (1 - \tilde{\xi}_0) \left(1 + \frac{1}{k_D \tilde{\xi}_0} \frac{\partial \nu}{\partial x} \right) \right] \left[1 + \frac{1}{k_D \tilde{\xi}_0} \frac{\partial \nu}{\partial x} \right]^{-1} \frac{\partial I}{\partial x} + \\ & sN_{eff} e L_{ph} \left[\frac{\tilde{\xi}_0^2}{\tilde{\xi}_0 - 1} - \tilde{N} \right] (I + I_D) = \frac{e\mu_e s I_D}{\xi(\tilde{\xi}_0 - 1)} (E_0 + E_{ph}) \end{aligned} \quad (\text{A.11})$$

qui représente l'équation générale à résoudre. On introduit $\nu_0 \equiv E_0/\tilde{E}$ et $\nu_{ph} \equiv E_{ph}/\tilde{E}$ qui représentent le champ appliqué normalisé et le champ photovoltaïque normalisé et après simplification, on trouve l'équation décrivant le champ électrique en réponse à une illumination $I(x)$ et une intensité d'obscurité I_D

$$\begin{aligned} \nu_0 \frac{I_D}{I + I_D} + \nu_{ph} \left\{ \frac{I_D}{I + I_D} - \left[\tilde{\xi}_0 + (1 - \tilde{\xi}_0) \left(1 + \frac{1}{k_D \tilde{\xi}_0} \frac{\partial \nu}{\partial x} \right) \right] \right\} = \quad (A.12) \\ \left[\tilde{\xi}_0 + (1 - \tilde{\xi}_0) \left(1 + \frac{1}{k_D \tilde{\xi}_0} \frac{\partial \nu}{\partial x} \right) \right] \left[1 + \frac{1}{k_D \tilde{\xi}_0} \frac{\partial \nu}{\partial x} \right]^{-1} \nu + (1 - \tilde{\xi}_0) \frac{1}{k_D^2 \tilde{\xi}_0} \frac{\partial^2 \nu}{\partial x^2} \left[1 + \frac{1}{k_D \tilde{\xi}_0} \frac{\partial \nu}{\partial x} \right]^{-1} - \\ \left[\tilde{\xi}_0 + (1 - \tilde{\xi}_0) \left(1 + \frac{1}{k_D \tilde{\xi}_0} \frac{\partial \nu}{\partial x} \right) \right] \left[1 + \frac{1}{k_D \tilde{\xi}_0} \frac{\partial \nu}{\partial x} \right]^{-2} \frac{1}{k_D^2 \tilde{\xi}_0} \frac{\partial^2 \nu}{\partial x^2} + \\ \left[\tilde{\xi}_0 + (1 - \tilde{\xi}_0) \left(1 + \frac{1}{k_D \tilde{\xi}_0} \frac{\partial \nu}{\partial x} \right) \right] \left[1 + \frac{1}{k_D \tilde{\xi}_0} \frac{\partial \nu}{\partial x} \right]^{-1} \frac{1}{k_D} \frac{\partial I / \partial x}{I + I_D}. \end{aligned}$$

Cette équation décrit le champ électrique obtenu à partir des équations de Kukhtarev-Vinetskii dans le modèle à un seul niveau d'impureté. En exprimant les quantités $\chi(z)$ et $\psi(z)$ par

$$\chi(x) = 1 + \frac{1}{k_D \tilde{\xi}_0} \frac{\partial \nu}{\partial x} \quad (A.13)$$

et

$$\psi(x) = \tilde{\xi}_0 + (1 - \tilde{\xi}_0) \chi(x), \quad (A.14)$$

respectivement, l'Equation (A.12) se réduit à

$$(\nu_0 + \nu_{ph}) \frac{I_D}{I + I_D} + \psi \nu_{ph} - \frac{\psi}{\chi} \nu + \frac{1}{\chi^2 k_D^2} \frac{\partial^2 \nu}{\partial x^2} - \frac{\psi}{\chi k_D} \frac{\partial I / \partial x}{I + I_D} = 0. \quad (A.15)$$

On peut aussi montrer par une approche similaire que si l'intensité d'obscurité I_D n'a pas une origine purement électromagnétique ($I_D = I_{D,em} + I_{D,th}$, où $I_{D,th}$ est l'intensité équivalente correspondante au nombre de transitions thermiques et $I_{D,em}$ l'intensité équivalente à l'illumination de fond) l'Equation (A.15) se réécrit :

$$(\nu_0 + \kappa \nu_{ph}) \frac{I_D}{I + I_D} + \psi \nu_{ph} \frac{I + \kappa I_D}{I + I_D} - \frac{\psi}{\chi} \nu + \frac{1}{\chi^2 k_D^2} \frac{\partial^2 \nu}{\partial x^2} - \frac{\psi}{\chi k_D} \frac{\partial I / \partial x}{I + I_D} = 0, \quad (A.16)$$

où le paramètre $\kappa = I_{D,em}/I_D$ décrit la fraction de l'illumination d'obscurité qui est de source électromagnétique.



Simulation : résolution numérique

Cette annexe présente le programme réalisé sous Matlab, qui nous a permis de résoudre l'équation différentielle obtenue en négligeant la dérivée seconde du champ dans l'Eq. (3.20).

NF=1 ; % le nombre de Fresnel pour une fente de largeur $2a= 25 \mu\text{m}$ et $\lambda= 514 \text{ nm}$;

E0=5e5 ; % [V/m], champ appliqué ;

kB=1.3806e-23 ; % [J/K], constante de Boltzmann ;

T=295 ; % [K], température en Kelvin ;

NA=1e22 ; % [m^{-3}], densité d'accepteurs ;

ND=1e23 ; % [m^{-3}], densité de donneurs ionisés ;

$N_{eff}=N_A*(N_D - N_A)/N_D$; $\%[m^{-3}]$, nombre effectif de donneurs ;

$S=1e-4$; $\%$ constante de photoionisation des donneurs ;

$\beta=0.05$; $\%[1/s]$, coefficient de photo excitation thermique ;

$\gamma=1e-6$; $\%[m^{-3}s]$, coefficient de recombinaison des porteurs de charges ;

$L_{ph}=0$; $\%$ longueur photovoltaïque ;

$\epsilon_0=8.8541e-12$; $\%$ $[F/m]$, permittivité du vide ;

$\epsilon=900$; $\%$ permittivité du matériau ;

$q=1.6e-19$; $\%[C]$, la valeur absolue de la charge élémentaire d'un électron ;

$\mu=1e-5$; $\%[m^2/v.s]$, mobilité des porteurs de charges ;

$k_D=\sqrt{q^2*N_{eff}/(\epsilon*\epsilon_0*k_B*T)}$; $\%[1/m]$, vecteur d'onde de Debye ;

$E_{tilde}=k_B*k_D*T/q$; $\%[v/m]$, champ de normalisation ;

$L_0_{tilde}=N_A/N_{eff}$; $\%$ nombre d'accepteurs normalisés ;

$Nu_0=E_0/E_{tilde}$; $\%$ le champ initial normalisé ;

$E_{ph}=N_{eff}*L_0_{tilde}*\gamma*L_{ph}/\mu$; $\%$ le pseudo champ électrique normalisé (dû à l'effet photovoltaïque) ;

$N_{ph}=E_{ph}/E_{tilde}$; $\%$ champ normalisé de E_{ph} ;

$I_D=\beta/S$; $\%[W.m^{-2}]$, l'intensité d'obscurité ;

$x_n=(\sqrt{NF})/a*x$; $\%$ la position normalisée ;

```
x1=sqrt(2)*(xn-sqrt(NF)) ; %borne inférieur d'intégration dans le calcul de l'inten-
sité I(x) de la lumière sur le cristal ;
```

```
x2=sqrt(2)*(xn+sqrt(NF)) ; %borne supérieur d'intégration dans le calcul de l'intensité
I de la lumière sur le cristal ;
```

```
C1 = mfun('FresnelC',x1) ; %cosinus intégrale de Fresnel pour la borne x1 ;
```

```
C2 = mfun('FresnelC',x2) ; %cosinus intégrale de Fresnel pour la borne x2 ;
```

```
S1 = mfun('FresnelS',x1) ; %cosinus intégrale de Fresnel pour la borne x1 ;
```

```
S2 = mfun('FresnelS',x2) ; %cosinus intégrale de Fresnel pour la borne x2 ;
```

```
T(x)=(C2-C1).^2+(S2-S1).^2 ; %Intensité de la lumière non normalisée ;
```

```
I(x)=T*1e4/3,1579 ; %intensité I(x) de la lumière sur le cristal ;
```

```
F=Nu01*ID*(I+ID).^(-1) ; %définition du paramètre F
```

```
G=gradient(I).*(I+ID).^(-1) ; %définition du paramètre G
```

```
dudx=kD*(1/F'*Nu01).*(Nu01*u+(1/kD)*G'-F') ; %équation différentielle obtenue en
négligeant la dérivée seconde du champ dans l'Equation (3.20) ;
```

Pour compiler le programme on doit utiliser le script suivant :

```
x=-500e-6 :1e-7 :500e-6 ; Nu0=0.999991938 ; % intervalle et pas d'intégration
```

```
[x, u]=ode15s ('nom du fichier à compiler', x, Nu0) ; plot(x, u) ; % fonction du
solver ODE15s de Matlab permettant de résoudre et d'afficher la courbe de l'équation.
```


Bibliographie

- [1] D. Kip, “Photorefractive waveguides in oxide crystals : fabrication, properties, and applications,” Appl. Phys. B **67**, 131-150 (1998).
- [2] R. G. Hunsperger, *Integrated Optics : Theory and Technology* (Springer-Verlag, New York, 2009).
- [3] A. A. Wernberga, H. Gysling, A. Filo T. Blanton, “ Epitaxial growth of lithium niobate thin films from a single-source organometallic precursor using metalorganic chemical vapor deposition,” Appl. Phys. Lett. **62**, 946-948 (1993).
- [4] M. Takahashi, K. Yamauchi, T. Yagi A. Nishiwaki K. Wakita N. Ohnishi K. Hotta I. Sahashi, “Preparation and characterization of high-quality stoichiometric LiNbO₃ thick films prepared by the sol gel method,” Thin Solid Films **458**, 108-113 (2004).
- [5] P. D. Townsend, “Development of ion implantation for optical applications,” Vacuum **51**, 301-304 (1998).
- [6] M. L. Shah, “Optical waveguides in LiNbO₃ by ion exchange technique,” Appl. Phys. Lett. **11**, 652-653 (1975).
- [7] J. L. Jackel, C. E. Rice and J. J. Veselka, “Proton exchange for high-index waveguides in LiNbO₃,” Appl. Phys. Lett. **41**, 607-608 (1982).
- [8] *Photorefractive Materials and Their Applications 1 : Basic Effects*, edited by J. P. Huignard P. Günter (Springer, New York, 2006).
- [9] M. F. Shih, M. Segev and G. Salamo, “Circular waveguides induced by two-dimensional bright steady-state photorefractive spatial screening solitons,” Opt. Lett. **21**, 931-933 (1996).

- [10] M. F. Shih, Z. G. Chen, M. Mitchell, M. Segev, H. Lee, R. S. Feigelson and J. P. Wilde, "Waveguides induced by photorefractive screening solitons," *J. Opt. Soc. Am. B* **14**, 3091-3101 (1997).
- [11] M. Klotz, M. Crosser, A. Guo, M. Henry, G. J. Salamo, M. Segev and G. L. Wood, "Fixing solitonic Y-junctions in photorefractive strontium barium niobate," *Appl. Phys. Lett.* **79**, 1423 (2001).
- [12] J. Petter, C. Denz, A. Steppen and F. Kaiser, "Anisotropic waveguides induced by photorefractive (2+1)D solitons," *J. Opt. Soc. Am. B* **19**, 1145-1149 (2002).
- [13] E. Fazio, F. Renzi, R. Rinaldi, M. Bertolotti, M. Chauvet, W. Ramadan, A. Petris and V. I. Vlad, "2-D screening-photovoltaic bright solitons in lithium niobate and associated single-mode waveguides," *Appl. Phys. Lett.* **85**, 2193-2195 (2004).
- [14] Y. Lu, S. Liu, G. Zhang, R. Guo, N. Zhu and L. Yang, "Waveguides and directional coupler induced by white-light photovoltaic dark spatial solitons," *J. Opt. Soc. Am. B* **21**, 1674-1678 (2004).
- [15] C. Dan, D. Wolfersberger, N. Fressengeas, G. Montemezzani and A. A. Grabar, "Near infrared photorefractive self focusing in $\text{Sn}_2\text{P}_2\text{S}_6$:Te crystals," *Opt. Express* **15**, 12777-12782 (2007).
- [16] M. Tiemann, J. Petter and T. Tschudi, "Infrared guiding behavior in a 1XN spatial soliton switch," *Opt. Commun.* **281**, 175-180 (2008).
- [17] A. Pierangelo, E. DelRe, A. Ciattoni, E. Palange, A. J. Agranat, B. Crosignani, "Linear writing of waveguides in bulk photorefractive crystals through a two-step polarization sequence," *J. Opt. A* **10**, 064005 (2008).
- [18] Ph. Dittrich, G. Montemezzani, P. Bernasconi and P. Günter, "Fast, reconfigurable light-induced waveguides," *Opt. Lett.* **24**, 1508-1510 (1999).
- [19] P. Zhang, D. Yang, J. Z. and M. Wang, "Photo-written waveguides in iron-doped lithium niobate crystal employing binary optical masks," *Opt. Eng.* **45**, 074603 (2006).
- [20] F. Juvalta, B. Koziarska-Glinka, M. Jazbinsek, G. Montemezzani, K. Kitamura and P. Günter, "Deep UV light induced, fast reconfigurable and fixed waveguides in Mg doped LiTaO_3 ," *Opt. Express* **14**, 8278-8289 (2006).

- [21] Y. Tan, F. Chen, M. Stepic, X. L. Wang, L. Wang, V. M. Shandarov and D. Kip ,
“Formation of reconfigurable optical channel waveguides and beam splitters on top of
proton-implanted lithium niobate crystals using spatial dark soliton-like structures,”
J. Phys. D : Appl. Phys. **41**, 102001 (2008).
- [22] Y. Tan, F. Chen, M. Stepic V. Shandarov D. Kip, “Reconfigurable optical channel
waveguides in lithium niobate crystals produced by combination of low-dose O^{3+} ion
implantation and selective white light illumination,” Opt. Express **16**, 10465-10470
(2008).
- [23] N. V. Kukhtarev, V. B. Markov, S. G. Odulov M. S. Soskin and V. L. Vinetskii,
“Holographic storage in electrooptic crystals. I. Steady state ,” Ferroelectrics **22**,
949-960 (1979).
- [24] N. V. Kukhtarev, V. B. Markov, S. G. Odulov, M. S. Soskin and V. L. Vinetskii,
“Holographic storage in electrooptic crystals. II. Beam coupling-light amplification,”
Ferroelectrics **22**, 961-964 (1979).
- [25] K. Okamoto, *Fundamentals of optical waveguides* (Academic Press, San Diego, 2000).
- [26] G. P. Agrawal, *Nonlinear fiber optics* (4th Ed., Academic Press, Boston, 2007).
- [27] D. L. Lee, *Electromagnetic principles of integrated optics* (John Wiley and sons,
New-York, 1986).
- [28] D. Marcuse, *Theory of dielectric optical waveguides* (Academic Press, New York,
1974).
- [29] A.W. Snyder and J.D. Love, *Optical waveguide theory* (Chapman and Hall, London,
1983).
- [30] A. Yariv, *Optical electronics in modern communications* (Oxford University Press,
New York, 1997).
- [31] S. Ducharme, J. Feinberg, R. Neurgaonkar, “Electrooptic and piezoelectric measure-
ments in photorefractive barium titanate and strontium barium niobate,” J. Quan-
tum Electron. **23**, 2116-2121 (1987).

- [32] H.Y. Zhang, X.H. He and Y.H. Shih, "A new method for measuring the electro-optic coefficients with higher sensitivity and higher accuracy," *Opt. Commun.* **86**, 509-512 (1991).
- [33] J. E. Goell, "A circular harmonic computer analysis of rectangular dielectric waveguides," *Bell Syst. Tech. J.* **48**, 2133-2160 (1969).
- [34] D. Marcuse, "Solution of the vector wave equation for general dielectric waveguides by the Galerkin method," *J. Quantum Electron.* **28**, 459-465 (1992).
- [35] M. Koshiba and Y. Tsuji, "Curvilinear hybrid edge/nodal elements with triangular shape for guided-wave problems," *J. Lightwave Technol.* **18**, 737-743 (2000).
- [36] K. Kawano and T. Kitoh, *Introduction to optical waveguide analysis solving Maxwell's equations and the Schrödinger equation* (Wiley, New-York, 2001).
- [37] E. A. J. Marcetili, "Dielectric rectangular waveguide and directional coupler for integrated optics," *Bell Syst. Tech. J.* **48**, 2071-2102 (1969).
- [38] G. B. Hocker and W. K. Burns, "Mode dispersion in diffused channel waveguides by the effective index method," *Appl. Opt.* **16**, 113-118 (1977).
- [39] S. Akiba and H. A. Haus, "Variational analysis of optical waveguides with rectangular cross section," *Appl. Opt.* **21**, 804-808 (1982).
- [40] A. Kumar, K. Thyagarajan and A. K. Ghatak, "Analysis of rectangular-core dielectric waveguides : an accurate perturbation approach," *Opt. Lett.* **8**, 63-65 (1983).
- [41] K. Chang, "Dual effective-index method for the analysis of rectangular waveguides," *Appl. Opt.* **25**, 2169-2174 (1986).
- [42] A. Sharma and S. Barai, "Improved optimal variational method to analyze optical rib waveguides," *Opt. Commun.* **271**, 81-86 (2007).
- [43] K. M. Lo and E. H. Li, "Solutions of the quasi-vector wave equation for optical waveguides in a mapped infinite domains by the Galerkin's method," *J. Lightwave Technol.* **16**, 937-944 (1998).
- [44] H. Kogelnik, in *Theory of optical waveguides*, edited by T. Tamir Ed. (Springer-Verlag, Berlin, 1988).

- [45] C. Yeh and F. I. Shimabukuro, *The essence of dielectric waveguides* (Springer-Verlag, New York, 2008).
- [46] A. A. Zozulya and D. Z. Anderson, "Nonstationary self-focusing in photorefractive media," *Opt. Lett.* **20**, 837-839 (1995).
- [47] P. Franken, A. Hill, C. Peters G. Weinreich, "Generation of optical harmonics," *Phys. Rev. Lett.* **7**, 118 (1961).
- [48] P. Günter and M. Zgonik, "Clamped-unclamped electro-optic coefficient dilemma in photorefractive phenomena," *Opt. Lett.* **16**, 1826-1828 (1991).
- [49] M. Zgonik, R. Schlessner, I. Biaggio, E. Voit, J. Tscherry, and P. Günter, "Materials constants of KNbO_3 relevant for electro-and acousto-optics," *J. Appl. Phys.* **74**, 1287-1297 (1993).
- [50] G. Montemezzani, "Optimization of photorefractive two-wave mixing by accounting for material anisotropies : KNbO_3 and BaTiO_3 ," *Phys. Rev. A* **62**, 053803 (2000).
- [51] A. Ashkin, G. D. Boyd, J. M. Dziedzic, R. G. Smith, A. A. Ballman, J. J. Levinstein and K. Nassau , "Optically-induced refractive index inhomogeneities in LiNbO_3 and LiTaO_3 ," *Appl. Phys. Lett.* **9**, 72 (1966).
- [52] F.S. Chen, "Optically induced change of refractive indices in LiNbO_3 and LiTaO_3 ," *J. Appl. Phys.* **40**, 3389 (1969).
- [53] *Photorefractive materials and their applications 3 : applications* , edited by J. P. Hui-gnard P. Günter (Springer-Verlag, New York, 2007).
- [54] Ph. Delaye, J. M. C.-Jonathan, G. Pauliat and G. Roosen, "Photorefractive materials : specifications relevant to applications," *P. Appl. Opt.* **5**, 541-559 (1996).
- [55] G. Montemezzani, C. Medrano, M. Zgonik, P. Günter, in "*The Photorefractive Effect in Inorganic and Organic Materials*", *Chap. 4 in "Nonlinear Optical Effects and Materials"*, edited by P. Günter (Springer Verlag, Berlin, 2000).
- [56] F. P. Strohkendl, J. M. C. Jonathan and R. W. Hellwarth, "Hole-electron competition in photorefractive gratings," *Opt. Lett.* **11**, 312-314 (1986).

- [57] G. C. Valley and J. F. Lam, "*Theory of photorefractive effects in electro-optic crystals*", *Chapt. in "Photorefractive Materials and their applications I"* (Springer, Berlin, 1988).
- [58] M. C. Bashaw, T. P. Ma and R. C. Barker, "Comparison of single-and two-species models of electron-hole transport in photorefractive media," *J. Opt. Soc. Am. B* **9**, 1666-1672 (1992).
- [59] K. Buse, E. Krätzig, "Three-valence charge-transport model for explanation of the photorefractive effect," *Appl. Phys. B* **61**, 27-32 (1995).
- [60] S. Bernhardt, H. Veenhuis, P. Delaye and G. Roosen, "Effect of rhodium doping on the photorefractive properties of BCT crystals," *Opt. Mater.* **18**, 13-16 (2001).
- [61] G. Montemezzani, P. Rogin, M. Zgonik and P. Günter, "Interband photorefractive effect in KNbO_3 induced by ultraviolet illumination," *Opt. Lett.* **18**, 1144-1146 (1993).
- [62] G. Montemezzani, P. Rogin, M. Zgonik and P. Günter, "Interband photorefractive effects : Theory and experiments in KNbO_3 ," *Phys. Rev. B* **49**, 2484-2502 (1994).
- [63] A. M. Glass, D. von der Linde and T. J. Negran, "High-voltage bulk photovoltaic effect and the photorefractive process in LiNbO_3 ," *Appl. Phys. Lett.* **25**, 233-235 (1974).
- [64] P. T. Moseley, A. J. Crocker, "*Dielectric materials*", *Chapt. 5 in "Sensor Materials"* (Institute of Physics, Bristol, 1996).
- [65] S. Ganesamoorthy, S. Kumaragurubaran, S. Takekawa, M. Nakamura, R. Mohankumar and K. Kitamura, "Ferroelectric studies on $\text{Sr}_{0.61}\text{Ba}_{0.39}\text{Nb}_2\text{O}_6$ single crystal grown by double-crucible stepanov technique," *Jpn. J. Appl. Phys.* **44**, 7008-7011 (2005).
- [66] E.M. Lifshitz L.D. Landau, *Physique statistique* (Mir, Moscou, 1967).
- [67] A. A. Grabar, M. Jazbinsek, A. Shumelyuk Yu. M. Vysochanskii G. Montemezzani and P. Günter, in "*Photorefractive effect in $\text{Sn}_2\text{P}_2\text{S}_6$* ", *Chapt. in "photorefractive materials and their applications"*, edited by J. P. Huignard P. Günter (Springer, New-York, 2007).

- [68] M.D. Ewbank, R.R. Neurgaonkar, W.K. Cory and J. Feinberg, "Photorefractive properties of strontium-barium niobate," J. Appl. Phys. **62**, 374-380 (1987).
- [69] R.R. Neurgaonkar, W. K. Cory, J.R. Oliver M. D. Ewbank and W.F. Hall, "Development and modification of Photorefractive Properties in the Tungsten Bronze Family Crystals," Opt. Eng. **26**, 392-405 (1987).
- [70] O. Kwon, O. Eknayan, H. F. Taylor and R. R. Neurgaonkar, "Low-voltage electro-optic modulator in SBN :60," Electron. Lett. **35**, 219-220 (1999).
- [71] H. Y. Zhang, X. H. He, Y. H. Shih and L. Yan, " Picosecond phase conjugation and two-wave coupling in strontium barium niobate," J. of Modern. Opt. **41**, 669 (1994).
- [72] J. B. Thaxter, "Electric control of holographic storage in strontium-barium-niobate," Appl. Phys. Lett. **15**, 210 (1969).
- [73] T. Kume, K. Nonaka, M. Yamamoto and S. Yagi, "Wavelength-multiplexed holographic data storage by use of reflection geometry with a cerium-doped strontium barium niobate single-crystal structure and a tunable laser diode," Appl. Opt. **37**, 334-339 (1998).
- [74] M. Wesner, C. Herden, D. Kip E. Krätzig and P. Moretti, " Photorefractive steady state solitons up to telecommunication wavelengths in planar SBN waveguides," Opt. Commun. **188**, 55-61 (2001).
- [75] A. S. Kewitsch, M. Segev, A. Yariv, G. J. Salam, T. W. Towe, E. J. Sharp and R. R. Neurgaonkar, "Tunable quasi-phase matching using dynamic ferroelectric domain gratings induced by photorefractive space-charge fields," Appl. Phys. Lett. **64**, 3068 (1994).
- [76] M. Ulex, R. Pankrath and K. Betzler , "Growth of strontium barium niobate : the liquidus-solidus phase diagram," J. Cryst. Growth **271**, 128-133 (2004).
- [77] T. Lukasiewicz, M.A. Swirkowicz, J. Dec, W. Hofman and W. Szyrski, "Strontium-barium niobate single crystals, growth and ferroelectric properties," J. Cryst. Growth **310**, 1464-1469 (2008).
- [78] L.I. Ivleva, T.R. Volk, D.V. Isakov V.V. Gladkii N.M. Polozkov and P.A. Lykov, "Growth and ferroelectric properties of Nd-doped strontium-barium niobate crystals," J. Cryst. Growth **237/239**, 700-702 (1998).

- [79] H.S. Lee, J.P. Wilde and R.S. Feigelson, "Bridgman growth of strontium barium niobate single crystals," *J. Cryst. Growth* **187**, 89-101 (1998).
- [80] M. Abarkan, J. P. Salvestrini, M. D. Fontana and M. Cuniot-Ponsard, "Frequency and wavelength dependencies of the electro-optic coefficients in SBN :60 single crystal," *Appl. Phys. B* **91**, 489-492 (2008).
- [81] P.B. Jamieson, S.C. Abrahams and J.L. Bernstein, "Ferroelectric tungsten bronze-type crystal structures. I. Barium Strontium Niobate $\text{Ba}_{0.27}\text{Sr}_{0.75}\text{Nb}_2\text{O}_{5.78}$," *J. Chem. Phys.* **48**, 5048 (1968).
- [82] M. P. Trubelja, E. Ryba and D. K. Smith, "A study of positional disorder in strontium barium niobate," *J. Mater. Sci.* **31**, 1435-1443 (1996).
- [83] T. S. Chernaya, B. A. Maksimov, I. A. Verin, L. I. Ivleva and V. I. Simonov, "Refinement of the single-crystal structure of $\text{Sr}_{0.61}\text{Ba}_{0.39}\text{Nb}_2\text{O}_6$," *Kristallografiâ* **43**, 1044-1048 (1998).
- [84] T.R. Volk, V.Y. Salobutin, L. I. Ivleva, N.M. Polozkov, R. Pankrath and M. Wöhlecke, "Ferroelectric properties of strontium barium niobate crystals doped with rare-earth metals," *Phys. Solid State* **42**, 2066-2073 (2000).
- [85] C. David, T. Granzow, A. Tunyagi, M. Wöhlecke, Th. Woike, K. Betzler, M. Ulex, M. Imlau and R. Pankrath, "Composition dependence of the phase transition temperature in $\text{Sr}_{1-x}\text{Ba}_x\text{Nb}_2\text{O}_6$," *Phys. Stat. Sol. A* **201**, 49-52 (2004).
- [86] T. Volk, L. Ivleva, P. Lykov, N. Polozkov, V. Salobutin, R. Pankrath and M. Wöhlecke, "Effects of rare-earth impurity doping on the ferroelectric and photo-refractive properties of strontium–barium niobate crystals," *Opt. Mater.* **18**, 179-182 (2001).
- [87] K. Megumi, H. Kozuka, M. Kobayashi and Y. Furuhashi, "High-sensitive holographic storage in Ce-doped SBN," *Appl. Phys. Lett.* **30**, 631-633 (1977).
- [88] M. I. Gurzan, A. P. Buturlakin, V. S. Gerasimenko, N. F. Korde and V. Y. Slivka, "Optical properties of $\text{Sn}_2\text{P}_2\text{S}_6$ crystals," *Sov. Phys. Solid State* **19**, 1794-1795 (1977).
- [89] S. G. Odoulov, A. N. Shumelyuk, G. A. Brost and K. M. Magde, "Enhancement of beam coupling in the near infrared for tin hypophosphite," *Appl. Phys. Lett.* **69**, 3665-3667 (1996).

- [90] S. G. Odoulov, A. N. Shumelyuk, U. Hellwig, R. A. Rupp, A. A. Grabar and I. M. Stoika, "Photorefraction in tin-hypothiodiphosphate in the near infrared," *J. Opt. Soc. Am. B* **13**, 2352-2360 (1996).
- [91] M. Weber, F. Rickermann, G. von Bally A. Shumelyuk and S. Odoulov, "Dynamic holography with photorefractive $\text{Sn}_2\text{P}_2\text{S}_6$," *Optik* **111**, 338-338 (2000).
- [92] D. Haertle, A. Guarino, J. Hajfler, G. Montemezzani and P. Günter, "Refractive indices of $\text{Sn}_2\text{P}_2\text{S}_6$ at visible and infrared wavelengths," *Opt. Express* **13**, 2047-2057 (2005).
- [93] D. Haertle, M. Jazbinsek, G. Montemezzani and P. Günter, "Nonlinear optical coefficients and phase-matching conditions in $\text{Sn}_2\text{P}_2\text{S}_6$," *Opt. Express* **13**, 3765-3776 (2005).
- [94] D. Haertle, G. Caimi, A. Haldi, G. Montemezzani, P. Günter A. A. Grabar, I. M. Stoika and Y. M. Vysochanskii, "Electro-optical properties of $\text{Sn}_2\text{P}_2\text{S}_6$," *Opt. Commun.* **215**, 333-343 (2003).
- [95] A. Shumelyuk, D. Barilov, S. Odoulov and E. Krätzig, "Anisotropy of the dielectric permittivity of $\text{Sn}_2\text{P}_2\text{S}_6$ measured with light-induced grating techniques," *Appl. Phys. B* **B76**, 417-422 (2003).
- [96] M. Jazbinsek, D. Haertle, G. Montemezzani, P. Günter, A. A. Grabar, I. M. Stoika and Y. M. Vysochanskii, "Wavelength dependence of visible and near infrared photorefraction and phase conjugation in $\text{Sn}_2\text{P}_2\text{S}_6$," *J. Opt. Soc. Am. B* **22**, 2459-2467 (2005).
- [97] T. Bach, M. Jazbinsek, P. Günter, A. A. Grabar, I. M. Stoika and Y. M. Vysochanskii, "Self pumped optical phase conjugation at $1.06\ \mu\text{m}$ in Te-doped $\text{Sn}_2\text{P}_2\text{S}_6$," *Opt. Express* **13**, 9890-9896 (2005).
- [98] M. Jazbinsek, G. Montemezzani, P. Günter, A. A. Grabar, I. M. Stoika and Y. M. Vysochanskii, "Fast near-infrared self-pumped phase conjugation with photorefractive $\text{Sn}_2\text{P}_2\text{S}_6$," *J. Opt. Soc. Am. B* **20**, 1241-1246 (2003).
- [99] B. Sturman, P. Mathey, Hans, R. Jauslin, S. Odoulov and A. Shumelyuk, "Modeling of the photorefractive nonlinear response in $\text{Sn}_2\text{P}_2\text{S}_6$ crystals," *J. Opt. Soc. Am. B* **24**, 1303-1309 (2007).

- [100] I.V. Kedyk, P. Mathey, G. Gadret, A.A. Grabar, K.V. Fedyo, I.M. Stoika, I.P. Prits and Y.M. Vysochanskii, "Investigation of the dielectric, optical and photorefractive properties of Sb-doped $\text{Sn}_2\text{P}_2\text{S}_6$ crystals," Appl. Phys. B **92**, 549-554 (2008).
- [101] R. Nitsche and P. Wild, "Crystal growth of metal-phosphorus-sulfur compounds by vapor transport," Mater. Res. Bull. **5**, 419-423 (1970).
- [102] A. A. Grabar, I. V. Kedyk, M. I. Gurzan I. M. Stoika A. A. Molnar and Y. M. Vysochanskii, "Enhanced photorefractive properties of modified $\text{Sn}_2\text{P}_2\text{S}_6$," Opt. Commun. **188**, 187-194 (2001).
- [103] X. Bourdon, E. Prouzet, and V. B. Cajibe, "Room temperature synthesis of $\text{Sn}_2\text{P}_2\text{S}_6$," Journal of Solid State Chemistry **129**, 157-159 (1997).
- [104] C. D. Carpentier and R. Nitsche, "Vapour growth and crystal data of the thio(seleno)-hypodiphosphates $\text{Sn}_2\text{P}_2\text{S}_6$, $\text{Sn}_2\text{P}_2\text{Se}_6$, $\text{Pb}_2\text{P}_2\text{S}_6$, $\text{Pb}_2\text{P}_2\text{Se}_6$ and their mixed crystals," Mater. Res. Bull. **9**, 401-410 (1974).
- [105] S. Odoulov, A. Volkov, A. Shumelyuk, D. R. Evans and G. Cook, "Anisotropic diffraction from photorefractive gratings and Pockels tensor of $\text{Sn}_2\text{P}_2\text{S}_6$," Opt. Express **16**, 16923-16934 (2008).
- [106] C. D. Carpentier and R. Nitsche, "Ferroelectricity in $\text{Sn}_2\text{P}_2\text{S}_6$," Mater. Res. Bull. **9**, 1097-1100 (1974).
- [107] A. A. Grabar, I. V. Kedyk, I. M. Stoika, Y. M. Vysochanskii, M. Jazbinsek, G. Montemezzani and P. Günter, "Enhanced photorefractive properties of Te-doped $\text{Sn}_2\text{P}_2\text{S}_6$, in Photorefractive Effects, Materials, and Devices," OSA Trends in Optics and Photonics **87**, 10-14 (2003).
- [108] Y. M. Vysochanskii, M. I. Gurzan, M. M. Maior, E. D. Rogach, F. I. Savenko and V. Y. Slivka, "Piezoelectric properties of single crystals of $\text{Sn}_2\text{P}_2\text{S}_6$," Sov. Phys. Cryst. **36**, 459-461 (1990).
- [109] Y. M. Vysochanskii, M. M. Maior, V. A. Medvedev, V. M. Rizak, V. Y. Slivka and E. A. Sorkin, "Low-temperature specific heat and pyroactivity of ferroelectric crystals of the system $\text{Sn}(\text{Pb})_2\text{P}_2\text{S}(\text{Se})_6$," Sov. Phys. Solid State **35**, 541-544 (1990).
- [110] G. Dittmar and H. Schäfer, "Die Struktur des Di-Zinn-Hexathiohypo-diphosphats," Zs. Naturforsch. **29B**, 312-317 (1974).

- [111] R. M. Yevych, S. I. Perechinskii, A. A. Grabar, Y. M. Vysochanskii, and V. Y. Slivka, "Temperature dependence of the Brillouin spectra in $\text{Sn}_2\text{P}_2(\text{Se})_6$ ferroelectric crystals," *Cond. Mat. Phys.* **6**, 315-323 (2003).
- [112] A. A. Vasilkevich, Y. M. Vysochanskii, P. G. Ivanitskii, V. M. Rizak, I. M. Rizak, V. Y. Slivka and V. I. Slisenko, "Density of states and thermodynamic properties of the ferroelectrics $\text{Sn}_2\text{P}_2\text{S}_6$ and $\text{Sn}_2\text{P}_2\text{Se}_6$," *Phys. Solid State* **36**, 660-663 (1994).
- [113] K. Al' Shufi, V. M. Rizak, I. M. Rizak, I. P. Prits, Y. M. Vysochanskii, and V. Y. Slivka, "Thermal conductivity of ferroelectric $\text{Sn}_2\text{P}_2\text{S}_6$ in the temperature range 4.2-370 K," *Phys. Solid State* **35**, 1055-1057 (1993).
- [114] A. A. Grabar, R. I. Muzhikash, A. D. Kostyuk and Y. M. Vysochanskii, "Investigation of the switching processes in the domain structure of ferroelectric $\text{Sn}_2\text{P}_2\text{S}_6$ by the dynamic holography method," *Sov. Phys. Solid State* **33**, 1314-1316 (1991).
- [115] Y. Furukawa, K. Kitamura, K. Niwa, H. Hatano, P. Bernasconi, G. Montemezzani and P. Günter, "Stoichiometric LiTaO_3 for dynamic holography in near UV wavelength range," *Jpn. J. Appl. Phys.* **38**, 1816-1819 (1999).
- [116] M. Jazbinsek, M. Zgonik, S. Takekawa, M. Nakamura, K. Kitamura and H. Natano, "Reduced space-charge fields in near-stoichiometric LiTaO_3 for blue, violet, and near-ultraviolet light beams," *Appl. Phys. B* **75**, 891-894 (2002).
- [117] K. Kitamura, Y. Furukawa, K. Niwa, V. Gopalan and T. E. Mitchell, "Crystal growth and low coercive field 180° domain switching characteristics of stoichiometric LiTaO_3 ," *Phys. Lett.* **73**, 3073-3075 (1998).
- [118] Y. Furukawa, K. Kitamura, E. Suzuki and K. Niwa, "Stoichiometric LiTaO_3 single crystal growth by double crucible Czochralski method using automatic powder supply system," *J. Cryst. Growth* **197**, 889-895 (1999).
- [119] F. Z. Guo, C. T. Yu, L. Chen, T. Kobayashi and Y. Chen, "Quasi-velocity-matched electrooptic phase modulator for the synthesis of ultrashort optical pulses," *J. Quantum Electron.* **33**, 879-882 (1997).
- [120] F. Juvalta, M. Jazbinsek, P. Günter and K. Kitamura, "Electro-optical properties of near-stoichiometric and congruent lithium tantalate at ultraviolet wavelengths," *J. Opt. Soc. Am. B* **23**, 276-281 (2006).

- [121] T. Fukuda, S. Matsumura, S. Hirano, T. Ito, "Growth of LiTaO_3 single crystal for SAW device applications," *J. Cryst. Growth* **46**, 179-184 (1979).
- [122] N. E. Byer, S. E. Stokowski and J. D. Venable, "Complementary domain pyroelectric detectors with sensitivity to mechanical vibrations and temperature changes," *Appl. Phys. Lett.* **27**, 639-641 (1975).
- [123] E. Krätzig and R. Orłowski, " LiTaO_3 as holographic storage material," *Appl. Phys.* **15**, 133-139 (1978).
- [124] J. P. Meyn and M. M. Fejer, "Tunable ultraviolet radiation by second-harmonic generation in periodically poled lithium tantalate," *Opt. Lett.* **22**, 1214-1216 (1997).
- [125] R. Göring, Z. Yuang-Ling and S. Steinberg, "Photoconductivity and photovoltaic behaviour of LiNbO_3 and LiTaO_3 waveguides at high optical intensities," *Appl. Phys. A* **55**, 97-100 (1992).
- [126] I. G. Kim, S. Takekawa, Y. Furukawa, M. Lee and K. Kitamura, "Growth of $\text{Li}_x\text{Ta}_{1-x}\text{O}_3$ single crystals and their optical properties," *J. Cryst. Growth* **229**, 243-247 (2001).
- [127] D. Xue and K. Kitamura, "Compositional dependence of cationic displacements in lithium niobate and lithium tantalate crystals," *J. Phys. Chem. Solids* **66**, 585-588 (2005).
- [128] X. Dongfeng and K. Kitamura, "Compositional dependence of cationic displacements in lithium niobate and lithium tantalate crystals," *J. Phys. Chem. Solids* **66**, 585-588 (2005).
- [129] A. M. Glass, "Dielectric, thermal, and pyroelectric properties of ferroelectric LiTaO_3 ," *Phys. Rev.* **172**, 564-571 (1968).
- [130] M. Nakamura, S. Higuchi, S. Takekawa, K. Terabe, Y. Furukawa and K. Kitamura, "Refractive Indices in Undoped and MgO-Doped Near-Stoichiometric LiTaO_3 Crystals," *Jpn. J. Appl. Phys.* **41**, 465-467 (2002).
- [131] R. T. Smith and F. S. Welsh, "Temperature dependence of elastic, piezoelectric and dielectric constant of lithium tantalate and lithium niobate," *J. Appl. Phys.* **42**, 2219-2230 (1971).

- [132] P. Bernasconi, G. Montemezzani, P. Günter, Y. Furukawa and K. Kitamura, "Stoichiometric LiTaO₃ for ultraviolet photorefractive," *Ferroelectrics* **223**, 373-379 (1999).
- [133] Ch. Bäumer, C. David, A. Tunyagi, K. Betzler, H. Hesse, E. Krätzig and M. Wöhlecke, "Composition dependence of the ultraviolet absorption edge in lithium tantalate," *J. Appl. Phys.* **93**, 3102-3104 (2003).
- [134] M. Born and E. Wolf, *Principles of optics* (Cambridge University Press, Cambridge, 1980).
- [135] M. Segev, G. C. Valley, B. Crosignani, P. Di Porto and A. Yariv, "Steady-state spatial screening solitons in photorefractive materials with external applied fields," *Phys. Rev. Lett.* **73**, 3211-3214 (1994).
- [136] D. N. Christodoulides and M. I. Carvalho, "Bright, dark, and gray spatial soliton states in photorefractive media," *J. Opt. Soc. Am. B* **12**, 1628-1633 (1995).
- [137] G. Montemezzani and P. Günter, "Profile of photorefractive one-dimensional bright spatial solitons," *Opt. Lett.* **22**, 451-453 (1997).
- [138] N. Fressengeas, J. Maufoy and G. Kugel, "Temporal behavior of bidimensional photorefractive bright spatial solitons," *Phys. Rev. E* **54**, 6866-6875 (1996).
- [139] M. Gorram, P. Thévenin, V. Coda, N. Fressengeas and G. Montemezzani, "Reconfigurable one and two dimensional waveguides in strontium barium niobate induced by lateral illumination," *Ferroelectrics* (to be published) (2009).
- [140] G. Montemezzani, C. Dan, M. Gorram, N. Fressengeas, D. Wolfersberger, F. Juvalta, R. Mosimann, M. Jazbinsek, P. Günter and A. A. Grabar, "Real-time photoinduced waveguides in Sn₂P₂S₆ bulk crystals with visible or near infrared light," Technical Digest of "Controlling Light with Light (PR'07)", Olympic Valley (USA) **Paper TuB3**, (October 14-16, 2007).
- [141] G. Montemezzani, M. Gorram, N. Fressengeas, F. Juvalta, M. Jazbinsek, and P. Günter, "Light deflection and modulation through dynamic evolution of photoinduced waveguides," *Opt. Express* **16**, 16646-16658 (2008).
- [142] G. Roosen and G.T. Sincerbox, "Optically generated light beam deflection," *J. Appl. Phys.* **54**, 1628-1630 (1983).

- [143] E. Voit, C. Zaldo and P. Günter, "Optically induced variable light deflection by anisotropic Bragg diffraction in photorefractive KNbO_3 ," *Opt. Lett.* **11**, 309-311 (1986).
- [144] B. Fischer and S. Sternklar, "Self Bragg matched beam steering using the double color pumped photorefractive oscillator," *Appl. Phys. Lett.* **51**, 974-975 (1987).
- [145] M.P. Petrov, A.P. Paugurt, V.V. Bryskin S. Wevering B. Andreas and E. Krätzig, "Dynamic light beam deflection caused by space charge waves in photorefractive crystals," *Appl. Phys. B* **69**, 341-344 (1999).
- [146] S. Honma, A. Okamoto and Y. Takayama, "Photorefractive duplex two-wave mixing and all-optical deflection switch," *J. Opt. Soc. Am. B* **18**, 974-975 (2001).
- [147] D. Kip, M. Wesner, E. Krätzig, V. Shandarov and P. Moretti, "All-optical beam deflection and switching in strontium-barium-niobate waveguides," *Appl. Phys. Lett.* **72**, 1960-1962 (1998).
- [148] W.L. She, Z.X. Yu and W.K. Lee, "Laser beam deflection in a photorefractive crystal induced by lateral beam movement," *Opt. Commun.* **135**, 342-346 (1997).
- [149] M. Klotz, H. Meng, G. J. Salamo, M. Segev and S. R. Montgomery, "Fixing the photorefractive soliton," *Opt. Lett.* **24**, 77-79 (1999).
- [150] R. Ryf, M. Wiki, G. Montemezzani, P. Günter and A. A. Zozulya, "Launching one-transverse-dimension photorefractive solitons in KNbO_3 crystals," *Opt. Commun.* **159**, 339-348 (1999).
- [151] I. Biaggio, in *"Recording speed and determination of basic materials properties" in "Photorefractive Materials and Their Applications 2 : Materials"*, edited by J. P. Hui-gnard P. Günter (Springer, New York, 2006).
- [152] M. Gorram, V. Coda, P. Thévenin and G. Montemezzani, "Bulk channel-type reconfigurable light-induced waveguides recorded by crossed lateral illumination ," *Appl. Phys. B* **95**, 565-572 (2009).
- [153] T. Bach, M. Jazbinsek, G. Montemezzani, P. Günter, A. A. Grabar and Yu. M. Vysochanskii, "Tailoring of infrared photorefractive properties of $\text{Sn}_2\text{P}_2\text{S}_6$ crystals by Te and Sb doping," *J. Opt. Soc. Am. B* **24**, 1535-1541 (2007).

- [154] E. Voit, M. Z. Zha, P. Amrhein and P. Günter, "Reduced KNbO_3 crystals for fast photorefractive nonlinear optics," *Appl. Phys. Lett.* **51**, 2079-2081 (1987).
- [155] M. P. Georges and P. C. Lemaire, "Real-time stroboscopic holographic interferometry using sillenite crystals for the quantitative analysis of vibrations," *Opt. Commun.* **145**, 249-257 (1998).
- [156] E. Fazio, W. Ramadan, A. Petris, M. Chauvet, A. Bosco, V.I. Vlad and M. Bertolotti, "Writing single-mode waveguides in lithium niobate by ultra-low intensity solitons," *Appl. Surf. Sci.* **248**, 97-102 (2005).
- [157] E. Fazio, M. Chauvet, V.I. Vlad, A. Petris, F. Pettazzi, V. Coda and M. Alonzo, in *"3-D integrated optical microcircuits in lithium niobate written by spatial solitons"*, in *"Ferroelectric Crystals for Photonic Applications"*, edited by P. Ferraro, S.Grilli and P. De Natale (Springer, Berlin, 2009).
- [158] A. A. Zozulya and D. Z. Anderson, "Propagation of an optical beam in a photo-refractive medium in the presence of a photogalvanic nonlinearity or an externally applied electric field," *Phys. Rev. A* **51**, 1520-1531 (1995).
- [159] Q. W. Song, C.-P. Zhang, and P. J. Talbot, "Self-defocusing, self-focusing, and speckle in LiNbO_3 and $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$ crystals," *Appl. Opt.* **32**, 7266-7271 (1993).

Résumé

La réalisation de réseaux optiques ne nécessitant pas l'intervention d'éléments électroniques pour la détection temporaire de signaux demande des éléments de routage et d'interconnexion optique, adaptables et reconfigurables en des temps courts, de l'ordre de la milliseconde dans le cas des réseaux de télécommunications. L'utilisation de guides d'onde optiques réalisés dans des matériaux actifs par des techniques conventionnelles telles que la diffusion d'ions, l'échange protonique ou l'implantation ionique se prêtent mal à ce but. Ces techniques donnent lieu exclusivement à des guides statiques, typiquement de surface qui ne sont pas facilement modifiables.

La méthode de photo-inscription transversale développée dans le cadre de cette thèse permet de franchir un cap important vers la réalisation de dispositifs purement optiques dans lesquels la lumière est utilisée pour guider et manipuler la lumière sans avoir recours à de complexes étapes de fabrication. L'avantage principal est que cet effet peut être effacé, donnant lieu à des structures dynamiques sans l'intervention d'endommagements permanents du matériau. Un autre avantage est la grande versatilité par rapport à la forme des guides qui est conditionnée par la structure imposée à l'illumination de contrôle perpendiculaire à la direction de propagation.

La formation de guides d'onde reconfigurables planaires à une dimension (1D) transversale a été réalisée dans des cristaux ferroélectriques photoréfractifs comme le $\text{Sr}_x\text{Ba}_{1-x}\text{Nb}_2\text{O}_6$ (SBN) ou le $\text{Sn}_2\text{P}_2\text{S}_6$ (SPS), dans les longueurs d'ondes du visible ($\lambda = 514 \text{ nm}$ et $\lambda = 633 \text{ nm}$). Des temps de génération et de reconfiguration des guides de l'ordre de la milliseconde ont été atteints dans le SPS. La dynamique des guides a été étudiée en s'appuyant sur des traitements théoriques et des simulations numériques. Une nouvelle méthode pour la déflexion et la modulation se basant sur la photo-inscription de guides a été proposée et démontrée expérimentalement dans les matériaux SBN et LiTaO_3 . Nous avons aussi montré pour la première fois la possibilité de réaliser à l'aide de cette technique le confinement dans

les deux dimensions (2D) transversales. Les études expérimentales concernant l'influence des intensités des illuminations de contrôle et du champ appliqué sur le profil du guide sont en bonne adéquation avec les prédictions théoriques concernant le mode fondamental attendu.

Abstract

The realization transparent achievement of optical networks that do not need electronic components for the temporary detection and regeneration of signals asks for optical routing and interconnection elements which are reconfigurable in short time, in the order of milliseconds in the case telecommunications networks. The use of optical waveguides in active materials made of active materials by conventional techniques, such as ion-indiffusion, proton exchange or ion implantation is badly suitable for this goal. These techniques give rise only to static waveguides close to the material surface and they are not easily modified.

The technique of light inducing waveguides by lateral illumination developed in this work allows to cross an important step towards purely optical devices in which light is used to guide and manipulate light without resorting to complex manufacturing steps. The main advantage is that this effect can be erased, giving rise to dynamic structures that do not cause a permanent damage of the material. Another advantage is the versatility with respect to the form of the waveguides, that is defined by the structure imposed to control the illumination perpendicular to the direction of propagation.

The feasibility of reconfigurable 1-dimensional waveguides has been experimentally demonstrated in the electro-optic ferroelectric crystals $\text{Sr}_x\text{Ba}_{1-x}\text{Nb}_2\text{O}_6$ (SBN, $x=0.61$) and $\text{Sn}_2\text{P}_2\text{S}_6$ (SPS). The illuminating wavelengths used were 514 nm for SBN and 633 nm for SPS. Response and reconfiguration times of the order of 1 ms are shown to be possible in the case of SPS. The dynamics of the waveguides has been studied on the basis of theoretical treatment and numerical simulations. The evolution of light induced one-dimensional waveguides when the sustaining electric field is switched off leads to a novel kind of dynamic light deflection. We have studied this effect in detail using SBN and LiTaO_3 crystals. Simulations of the beam propagation in the split waveguide on the base of a simple model lead to a good agreement with the experimental observations. Light modulation by the help of this effect has been demonstrated as well. Finally, we realized for the first time, the

recording of dynamically reconfigurable bulk channel waveguides confined in two dimensions using lateral illumination technique. The experimental studies of the dependence of the output probe wave profile on the intensities of two control waves and on the applied electric field were found to be in good agreement with the expectations based on a simplified step profile for the photorefractive by induced refractive index change and on mode calculations.

Publications et actes de conférences

- G. Montemezzani, C. Dan, M. Gorram, N. Fressengeas, D. Wolfersberger, F. Juvalta, R. Mosimann, M. Jazbinsek, P. Günter, and A. A. Grabar, "*Real-time photoinduced waveguides in $\text{Sn}_2\text{P}_2\text{S}_6$ bulk crystals with visible or near infrared light*" Technical Digest of "Controlling Light with Light (PR'07)", Olympic Valley (USA), October 14-16, 2007, Paper TuB3.

- G. Montemezzani, M. Gorram, F. Juvalta, M. Jazbinsek and P. Günter, "*Light deflection and modulation through dynamic evolution of photoinduced waveguides*", Optics Express **16**, 21 (2008) 16646-16658.

- M. Gorram, V. Coda, N. Fressengeas and G. Montemezzani, "*One and two-dimensional reconfigurable light-induced waveguides and their dynamics*", Technical Digest of the European Optical Society Annual Meeting (EOSAM) 2008, TOM **6**, 819 (2008).

- M. Gorram, V. Coda, P. Thévenin and G. Montemezzani, "*Bulk channel-type reconfigurable light-induced waveguides recorded by crossed lateral illumination*", Appl. Phys. B, **95**, (2009) 565-572.

- M. Gorram, P. Thévenin, V. Coda, N. Fressengeas and G. Montemezzani, "*Reconfigurable one and two dimensional waveguides in strontium barium niobate induced by lateral illumination*", Ferroelectrics (to be published).

- M. Gorram, V. Coda and G. Montemezzani, "*Dynamic channel waveguides photoinduced by crossed lateral illumination*", CLEO/Europe-EQC, Munich (Germany), 14-19 juin 2009 (to be published).

Conférences internationales

- M. Gorram and G. Montemezzani, "*Dynamic and reconfigurable waveguides in ferroelectrics*", ECAPD'8 - 8th European Conference on Applications of Polar Dielectrics, Metz, 5-8 septembre 2006 (communication par affiche).

- M. Gorram, G. Montemezzani and A. A. Grabar, "*Reconfigurable waveguides induced in photorefractive ferroelectrics by visible light*", IPSSO 2007- International Workshop on Instabilities, Patterns and Spatial SOLitons, Metz, 28-30 mars 2007 (communication par affiche).

- G. Montemezzani, C. Dan, M. Gorram, N. Fressengeas, D. Wolfersberger, F. Juvalta, Mosimann, M. Jazbinsek, P. Günter and A. A. Grabar, "*Real-time waveguides in $\text{Sn}_2\text{P}_2\text{S}_6$ bulk crystals induced by visible or near infrared light*", PR'07, Olympic Valley, (USA), 14-16 octobre 2007 (présentation orale).

- M. Gorram, G. Montemezzani and A. A. Grabar, "*Reconfigurable light induced waveguides in photorefractive ferroelectrics*", NAMES-2007-The 3rd France-Russia Seminar : New Achievements in Materials and Environmental Sciences. Metz 7-9 Novembre 2007 (communication par affiche).

- M. Gorram, G. Montemezzani and A. A. Grabar, "*One and two-dimensional reconfigurable light induced waveguides and their dynamics in ferroelectrics*", ECAPD'9 - 9th European Conference on Applications of Polar Dielectrics, Rome (Italie), 26-29 août 2008 (présentation orale).

- M. Gorram, V. Coda, N. Fressengeas and G. Montemezzani, "*One and two-dimensional reconfigurable light induced waveguides and their dynamics in ferroelectrics*", EOSAM 2008 Digest - EOS annual meeting, 29 septembre - 2 octobre 2008, Paris (communication par affiche).

- M. Gorram, V. Coda, N. Fressengeas and G. Montemezzani, "*One and two-dimensional reconfigurable light induced waveguides and their dynamics.*", A future in light - Metz, 26-27 mars 2009 (communication par affiche).

- M. Gorram, V. Coda, P.; Thévenin and G. Montemezzani, "*Reconfigurable light-induced waveguides recorded by crossed lateral illumination*", PR'09-Bad Honnef (Germany), 11-14 juin 2009 (communication par affiche).

- M. Gorram, V. Coda and G. Montemezzani, "*Dynamic channel waveguides photoinduced by crossed lateral illumination*", CLEO/Europe-EQC, Munich (Germany), 14-19 juin 2009 (communication orale).

Conférences nationales

- M. Gorram and G. Montemezzani, "*Guides d'ondes photo-induits dans le $Sr_xBa_{1-x}Nb_2O_6$ et leur dynamique*", JNOG 2006 - 25^{èmes} Journées Nationales d'Optique Guidée, Metz 7-9 Novembre 2006 (communication par affiche).

- N. Boulay, M. Cuniot-Ponsard, J. M. Desvignes, M. Gorram et G. Montemezzani, "*Guides d'ondes planaires modulables dans $Sr_xBa_{1-x}Nb_2O_6$ (SBN :x) : deux approches*", JNCO 2007- 3^{èmes} Journées Nationales des Cristaux pour l'Optique, Grenoble, 2-5 juillet 2007 (communication orale invitée).

- M. Gorram, G. Montemezzani and A. A. Grabar, "*Guides d'ondes dynamiques et reconfigurables induits par lumière dans le visible dans des cristaux ferroélectriques*", JNCO 2007- 3^{èmes} Journées Nationales des Cristaux pour l'Optique, Grenoble, 2-5 juillet 2007 (communication par affiche).