



**HAL**  
open science

## Auto-focalisation laser et photoréfractivité: des modélisations aux applications.

Nicolas Fressengeas

► **To cite this version:**

Nicolas Fressengeas. Auto-focalisation laser et photoréfractivité: des modélisations aux applications.. Physique [physics]. Université de Metz, 2001. tel-00107251

**HAL Id: tel-00107251**

**<https://theses.hal.science/tel-00107251>**

Submitted on 17 Oct 2006

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

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



Laboratoire Matériaux Optiques,  
Photonique et Systèmes  
Unité de recherche commune à l'Université de Metz et Supélec  
**CNRS FRE-2304**



## MEMOIRE

### *Auto-focalisation laser et photoréfractivité: des modélisations aux applications.*

présenté dans le cadre de l'école doctorale EMMA pour l'obtention  
de l'Habilitation à Diriger des Recherches  
Université de Metz

Nicolas Fressengeas

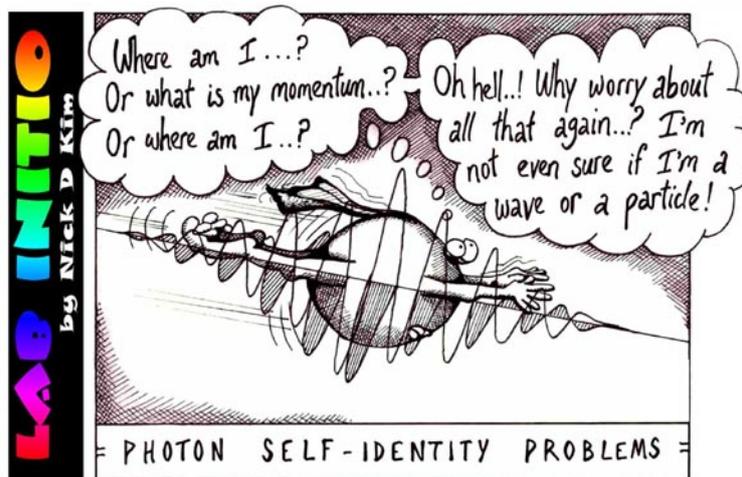
présenté et soutenu publiquement le 20 décembre 2001

devant le jury composé de

Cornelia Denz — Professeur à l'Université de Münster, Allemagne . . . . . Rapporteur  
Claude Froehly — Directeur de Recherche CNRS à l'IRCOM (Limoges) . . . . . Rapporteur  
Romano Rupp — Professeur à l'Université de Vienne, Autriche . . . . . Rapporteur et Président  
Hervé Maillotte — CR CNRS au Laboratoire P.M. Duffieux de Besançon . . . . . Examineur  
Germano Montemezzani — Chercheur à l'ETH Zurich, Suisse . . . . . Examineur  
Godefroy Kugel — Professeur à l'Université de Metz . . . . . Examineur  
Detlef Kip — Professeur à l'Université de Osnabrück, Allemagne . . . . . Membre invité

Cet ouvrage est dédié à Anaëlle et sa Maman.

Qu'il soit aussi un hommage à Mamie, trop tôt disparue.



# Table des matières

<b>I</b>	<b>Une nouvelle approche de la photoréfractivité</b>	<b>13</b>
<b>1</b>	<b>Parcours scientifique</b>	<b>15</b>
1.1	Mesure de la longueur d'une tuyère . . . . .	19
1.2	Simulations au Laboratoire d'Étude des Microstructures . . . . .	24
1.3	Notre approche de la photoréfractivité . . . . .	25
1.4	Calcul formel en électromagnétisme . . . . .	31
<b>2</b>	<b>L'auto-focalisation photoréfractive</b>	<b>37</b>
2.1	Auto-focalisation et solitons . . . . .	41
2.2	Faisabilité théorique . . . . .	47
2.3	Validations expérimentales . . . . .	57
2.4	Petite bibliographie sur les solitons photoréfractifs . . . . .	61
2.5	Post Scriptum . . . . .	63
<b>3</b>	<b>L'autofocalisation rapide</b>	<b>65</b>
3.1	A l'origine : la limitation optique . . . . .	69
3.2	Validations expérimentales . . . . .	73
3.3	Interprétation théorique . . . . .	77
3.4	Facteur de limitation obtenu . . . . .	81
<b>II</b>	<b>Expérimentations physiques et numériques</b>	<b>83</b>
<b>4</b>	<b>Simulation et calcul parallèle</b>	<b>85</b>
4.1	Nécessité et moyens . . . . .	89
4.2	Optimisations algorithmiques indispensables . . . . .	92
4.3	Résultats . . . . .	98
4.4	Le champ des possibles . . . . .	101
<b>5</b>	<b>Approfondissement expérimental</b>	<b>103</b>
5.1	Motivations et état de l'art . . . . .	107
5.2	KNbO <sub>3</sub> . . . . .	109
5.3	LiNbO <sub>3</sub> . . . . .	113
5.4	Perspectives . . . . .	117

5.5	Post Scriptum . . . . .	117
<b>III Photoréfractivité et auto-focalisation : ouvertures</b>		<b>119</b>
<b>6</b>	<b>La double conjugaison de phase</b>	<b>121</b>
6.1	La conjugaison de phase . . . . .	125
6.2	Gyroscope à fibre optique et DPCM . . . . .	128
6.3	Une nouvelle modélisation du beam-fanning . . . . .	129
6.4	La stabilisation du DPCM . . . . .	136
<b>7</b>	<b>La Micro-Pointe Optique</b>	<b>139</b>
7.1	Une pointe polymère en bout de fibre . . . . .	143
7.2	Formation de la pointe . . . . .	147
7.3	Modélisation . . . . .	148
7.4	Mais ce n'est qu'un début. . . . .	152
7.5	Post Scriptum . . . . .	152
<b>IV Annexes</b>		<b>153</b>
<b>A</b>	<b>Annexe mathématique</b>	<b>155</b>
A.1	The solution of equation 2.19 . . . . .	155
A.2	Evaluation du facteur de limitation . . . . .	157
<b>B</b>	<b>Fiche d'action CPER</b>	<b>161</b>
B.1	Titre et responsable . . . . .	161
B.2	Etablissement porteur du projet et établissements associés . . . . .	161
B.3	Laboratoires et équipes au sein des laboratoires . . . . .	161
B.4	Durée du projet . . . . .	162
B.5	Financements globaux demandés (par année) . . . . .	162
B.6	Résumé du projet . . . . .	162
B.7	Présentation détaillée du projet . . . . .	163
B.8	Présentation détaillée des coûts et justification . . . . .	164
<b>C</b>	<b>Curriculum Vitæ</b>	<b>165</b>
<b>D</b>	<b>Publications et Communications : liste complète</b>	<b>167</b>
D.1	Publications . . . . .	167
D.2	Communications internationales . . . . .	170
D.3	Communications nationales . . . . .	171
D.4	Communications régionales . . . . .	172
D.5	Brevet . . . . .	172

<b>E</b>	<b>Encadrements de recherches</b>	<b>173</b>
E.1	Action Coordonnée Optique . . . . .	173
E.2	Contrat SYnergie REcherche DEfense . . . . .	173
E.3	Études Post-Doctorales . . . . .	174
E.4	Thèses . . . . .	174
E.5	Stages de D.E.A. . . . .	175
E.6	Stage I.U.P. . . . .	175
E.7	Projets de Fin d'Étude à Supélec . . . . .	175
E.8	Projets de première et deuxième année à Supélec . . . . .	175
E.9	Travaux d'Études et de Recherche . . . . .	176
E.10	Stage D.E.U.S.T. . . . .	176
<b>F</b>	<b>Autofocalisation : publications</b>	<b>177</b>
F.1	Phys. Rev. E <b>54</b> , 6866 (1996) . . . . .	179
F.2	Opt. Commun. <b>145</b> , 393 (1998) . . . . .	191
F.3	Journ. Appl. Phys. <b>85</b> 2062 (1999) . . . . .	201
F.4	Phys.Rev.E <b>59</b> , 6116 (1999) . . . . .	209
<b>G</b>	<b>Autofocalisation rapide : publications</b>	<b>217</b>
G.1	Phys.Rev.E <b>62</b> , 8700 (2000) . . . . .	219
G.2	Journ.App.Phys <b>89</b> , 2511 (2001) . . . . .	227
G.3	Journal of Nonlinear Optical Physics & Materials <b>9</b> , 441 (2000) . . . . .	235
<b>H</b>	<b>Double conjugaison de phase : publications</b>	<b>247</b>
H.1	Journ.Opt.Soc.Am.B <b>18</b> , 64 (2001) . . . . .	249
<b>I</b>	<b>A qui de droit...</b>	<b>263</b>



# Table des figures

1.1	Coupe de la tuyère munies de ses deux fibres optiques . . . . .	22
1.2	Tuyère instrumentée insérée dans le convertisseur . . . . .	22
2.1	Principe du routage tout optique à l'aide de solitons spatiaux. A gauche, un faisceau soliton se propageant seul dans un milieu non linéaire. A droite, le point de sortie du faisceau est modifié par la présence d'un autre soliton. Du fait de leur interaction répulsive, ils <i>rebondissent</i> l'un sur l'autre. . . . .	43
2.2	Principe de la limitation optique par auto-focalisation. Si l'on place un milieu non linéaire dans le Plan Focal Intermédiaire d'un système optique de visualisation, les faisceaux en dessous du seuil d'auto-focalisation se propagent linéairement et sont focalisés sur le détecteur afin de former une image, alors que les faisceaux au-dessus du seuil sont auto-focalisés dans le milieu non linéaire. Pour ces derniers, la mise au point du système est mise à mal et le faisceau n'est plus focalisé sur le détecteur. Ce dernier est ainsi protégé. . . . .	44
2.3	Profil du faisceau pouvant se propager sous forme de soliton spatial pour $r = 100$ et pour plusieurs valeurs de temps $\tau$ , normalisées au temps de relaxation diélectrique $\tau_{di}$ . . . . .	54
2.4	Evolution de la largeur à mi-hauteur (FWHM) dans les mêmes conditions que pour la figure 2.3 page 54 . . . . .	54
2.5	Demi-largeur à mi-hauteur du soliton stationnaire (trait pointillé) et du soliton transitoire (trait plein). . . . .	55
2.6	Temps normalisé mis pour atteindre la largeur à mi-hauteur minimum. Les points sont calculés et la droite est un guide pour les yeux. . . . .	56
2.7	Simulations de la propagation d'un faisceau dans un matériau photoréfractif utilisant l'équation de propagation 2.14 page 52 : à gauche, un faisceau dont le profil à l'entrée du matériau correspond à celui d'un soliton transitoire évolue transitoirement vers un soliton spatial —en haut— puis vers l'état stationnaire —en bas— ; et à droite, un faisceau dont le profil correspond initialement à un soliton stationnaire évolue vers ce dernier —en bas— en passant par un maximum d'auto-focalisation se traduisant par un étranglement provisoire —marqué par une flèche, en haut. . .	56

2.8	Montage expérimental pour la mesure de l'auto-focalisation. Une illumination uniforme, non représentée sur cette figure, produite par un laser He-Ne, est dirigée sur l'échantillon photoréfractif sous une incidence perpendiculaire au faisceau incident. Par ailleurs, un champ électrique est appliqué à l'échantillon, dans la direction perpendiculaire au deux précédentes. . . . .	57
2.9	Echantillon caractéristique de la campagne de mesure réalisée sur un cristal photoréfractif de $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ de 6mm de long et 3mm de large dans la direction d'application du champ électrique. . . . .	59
2.10	Comparaison des prévisions du modèle développé au cours de ce chapitre —traits pleins— et des résultats expérimentaux —barres d'erreurs terminées par des carrés pleins. Sont comparés les diamètres minimums transitoires —en bas sur chaque figure— et les états stationnaires —en haut sur chaque figure. La ligne horizontale représente le coefficient de diffraction lorsque le cristal peut être considéré comme linéaire . . . . .	60
3.1	Profil typique des impulsions reçues par la photodiode —en terme de tension mesurée, avec et sans champ électrique appliqué. Les pointillés délimitent la largeur de l'impulsion à mi-hauteur. Ils sont reportés sur la figure 3.2 page 76. . . . .	75
3.2	Evolution temporelle du diamètre du faisceau en sortie du cristal en termes de coefficient de diffraction. Ce dernier est le rapport du diamètre du faisceau en sortie du cristal sur le diamètre en entrée. Les pointillés, placés comme sur la figure 3.1 page 75, délimitent l'impulsion à sa mi-hauteur, le trait pointillé central marquant le maximum de l'impulsion. . . . .	76
3.3	Coefficient de diffraction $\alpha$ mesuré au cours de la durée de l'impulsion et comparé aux prévisions du modèle théorique pour différentes valeurs de la mobilité $\mu$ —exprimée en $\text{V}^2/\text{ms}$ — dans un échantillon de $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ de 6mm de long. . . . .	80
3.4	Comparaison des mesures et des prévisions du coefficient de diffraction $\alpha$ normalisé — $\alpha_r$ étant le coefficient de diffraction <i>linéaire</i> —. La droite pointillée est l'approximation linéaire des points expérimentaux par la méthode des moindres carrés. . . .	81
4.1	Temps d'exécutions comparés des calculs du champ de charge d'espace avant optimisation séquentielle —programme NSPR 3.2—, après optimisation du calcul matriciel —version NSPR 3.3— et après optimisation de la communication inter-processus —NSPR 3.4. . . . .	94
4.2	<i>Speed-up</i> comparés des codes de calcul du champ de charge d'espace avant optimisation séquentielle —version NSPR 3.2—, après optimisation du calcul matriciel —NSPR 3.3— et après optimisation de la communication inter-processus —NSPR 3.4. . . . .	95
4.3	Evaluation du <i>speed-up</i> généré par la parallélisation du calcul de la transformée de Fourier, le <i>speed-up</i> étant défini comme l'inverse du temps de calcul réel rapporté au temps de calcul sur un unique processeur. . . . .	97

4.4	Evolution caractéristique du coefficient de diffraction pour des valeurs de la mobilité électronique $\mu$ allant de 3 à 300mm <sup>2</sup> /Vs — dans le sens de la flèche. Quand la saturation est atteinte, le coefficient de diffraction minimum réalisé est indépendant de cette mobilité : il ne dépend que de l'indice de réfraction et du coefficient électro-optique. . . . .	99
4.5	Détermination de la mobilité électronique d'un échantillon de Bi <sub>12</sub> TiO <sub>20</sub> de 3mm de longueur, réalisée à l'aide d'une comparaison entre l'expérience et les simulations correspondantes, une fois l'indice de réfraction et/ou le coefficient électro-optique estimés en accord avec la littérature. . . . .	99
4.6	Influence du champ électrique appliqué sur le coefficient de diffraction pour un échantillon de 3,17mm de long et pour deux temps caractéristiques : à la première mi-hauteur de l'impulsion et à son maximum. . . . .	100
5.1	Autofocalisation du faisceau provoquée par l'application d'un champ électrique. Le diamètre du faisceau est représenté en trait plein et le champ électrique en pointillés. La longueur du cristal de KNbO <sub>3</sub> est de 1cm et le col du faisceau sur la face d'entrée est de 14 $\mu$ m. . . . .	109
5.2	Autodéfocalisation du faisceau provoquée par l'application d'un champ électrique, toutes choses étant égales par ailleurs aux conditions de la figure 5.1 page 109. . .	110
5.3	Mise en évidence, au cours du temps de la transition entre autofocalisation et autodéfocalisation provoquée par l'application d'un champ électrique. Il apparaît une dimension seuil pour laquelle cette application n'a aucun effet — représentée en trait pointillé. . . . .	111
5.4	Oscillation spontanée du diamètre du faisceau, mesurée pendant plusieurs heures. .	111
5.5	Modification de la fréquence des oscillations spontanées par l'apport d'un flux d'air chaud —50°C— sur le cristal. La première flèche marque la mise en route du flux et la deuxième son arrêt. . . . .	112
5.6	Autofocalisation spontanée <i>apparente</i> d'un faisceau dont le col mesure 14 $\mu$ m, mesurée dans un cristal initialement <i>vierge</i> . . . . .	114
5.7	Prises de vue de la face de sortie aux temps 0, 10 min et 30 min —de gauche à droite— dans les conditions de la figure 5.6 page 114. . . . .	114
5.8	Effet de l'application d'un champ de 1,6kV/cm lors de l'autofocalisation spontanée mesurée dans LiNbO <sub>3</sub> dans les mêmes conditions expérimentales que précédemment. 116	116
6.1	Rétablissement de front d'onde par conjugaison de phase et comparaison avec l'action qu'aurait un miroir classique. La forme grisée représente le milieu réfractant —pouvant être quelconque— responsable de la déformation du front d'onde du faisceau incident. . . . .	126
6.2	Représentation du miroir CAT dans BaTiO <sub>3</sub> et de la boucle de lumière qui lui donne naissance. . . . .	127
6.3	Mécanisme d'établissement du DPCM : les deux faisceaux subissent simultanément, mais indépendamment, les fanning photoréfractif. Lorsqu'ils illuminent simultanément le cristal, la double conjugaison de phases s'établit dans une direction commune <i>a priori</i> différente des deux directions de fanning. . . . .	131

6.4	Angles de fanning prévus par l'annulation de la dérivée du gain photoréfractif, en fonction de l'angle d'incidence et pour divers dopages . . . . .	132
6.5	Confrontation des angles de fanning prévus et mesurés. En noir, le cas du cristal dopé, en gris celui du cristal non intentionnellement dopé . . . . .	133
6.6	Evolution de l'angle de fanning en fonction de l'angle d'incidence dans le cristal non dopé, face $-c$ , pour des waists différents . . . . .	134
6.7	Itération du processus de détermination de l'angle de fanning dans le cas du cristal non dopé pour la face $-c$ avec un angle d'incidence de $23^\circ$ . . . . .	135
6.8	Montage utilisé pour la réalisation d'un DPCM optimisé en stabilité et en efficacité	136
6.9	Evolution temporelle des rendements $r_1$ et $r_2$ du DPCM dans le cristal non dopé pour deux faisceaux <i>fins</i> dont les angles d'incidence ont été calculés théoriquement, leur recouvrement ayant été réalisé par optimisation des rendements. La stabilité est remarquable (3%) durant les 10000s—soit presque trois heures— de mesure. . .	137
7.1	Micro-pointe optique après rinçage, attachée à sa fibre. Le diamètre de la $\mu$ PO est égal à celui du cœur de la fibre monmode à 514nm, soit quelques microns. Sa longueur est d'environ 30 microns.— <i>Cliché effectué sous le Microscope Electronique à Balayage du LNIO</i> — . . . . .	145
7.2	$\mu$ PO créée par le mode $LP_{11}$ d'une fibre légèrement multimode. La forme de la $\mu$ PO représente la distribution d'intensité dans ce mode.— <i>Cliché effectué sous le Microscope Electronique à Balayage du LNIO</i> — . . . . .	146
7.3	Courbe empirique représentant le taux de réticulation du monomère en fonction de l'énergie lumineuse absorbée en un point donné. $E_{th}$ représente l'énergie de seuil en dessous de laquelle aucune polymérisation n'a lieu. . . . .	148
7.4	Cliché de dimension $5,6\mu\text{m} \times 4,7\mu\text{m}$ représentant l'extrémité d'une $\mu$ PO.— <i>Cliché effectué sous le Microscope Electronique à Balayage du LNIO</i> — . . . . .	149
7.5	Evolution de la formation de la $\mu$ PO telle que nous l'avons simulée. Comparaison avec une $\mu$ PO réelle. . . . .	150
7.6	Comparaison des extrémités de $\mu$ PO simulées et observées pour un temps d'exposition court —à gauche— et long —à droite. . . . .	151
B.1	Limitation optique par déport du plan focal intermédiaire . . . . .	163

# Invitation

Comme son titre l'indique, cet ouvrage est le mémoire que je souhaite présenter afin d'obtenir l'Habilitation à Diriger des Recherches. Il est donc tout d'abord destiné à être jugé par mes pairs. Toutefois, malgré la valeur et l'absolue nécessité de cette évaluation, il serait dommage que les seuls lecteurs de cet ouvrage soient les membres de mon jury — que je tiens à remercier ici. C'est pourquoi j'ai tenté de le concevoir comme une présentation de l'ensemble de nos activités de recherche, dans une forme qui soit accessible aux *débutants*.

En effet, la lecture et la compréhension exhaustive d'une thèse de doctorat est souvent œuvre impossible pour l'étudiant moyen débutant le stage qui lui permettra d'obtenir son Diplôme d'Etudes Approfondies. Or, cet ouvrage recèle la description d'un travail et de résultats qui sont le fruit de plusieurs thèses de doctorats, achevées ou en cours au moment de l'écriture de ces lignes. Loin d'une simple compilation de plusieurs manuscrits de thèse, j'ai essayé de regrouper ici des présentations aussi synthétiques que possible de ces travaux, en tentant de faire ressortir leur cohérence.

Comment parcourir ces pages ? Bien au-delà de l'approche linéaire accessible au lecteur assidu, c'est un certain nombre de niveaux de lecture qui s'offrent à votre sagacité. La table des matières, tout d'abord, est abrégée : c'est en en-tête de chaque chapitre que l'on trouvera un sommaire plus détaillé. Le lecteur pressé se contentera du premier chapitre, qui, outre la présentation de mon parcours scientifique, résume aussi rapidement que possible l'ensemble des idées développées au cours des chapitres suivants.

Inutile par ailleurs de parcourir les pages dans l'ordre. Chaque chapitre peut à lui seul être cohérent, les inévitables dépendances inter-chapitres étant signalées de façon précise. Par ailleurs, les notes de bas de page sont omniprésentes, offrant l'accès au niveau de détail le plus fin, le dernier avant le recours aux sources citées dans la bibliographie. Cette dernière regroupe, dans les dernières pages, l'ensemble des références dans l'ordre de leur apparition au cours du texte.

Pour finir, il existe une version électronique de ce document à l'adresse <http://www.metz.supelec.fr/~fresseng/hdr/hdr.pdf><sup>1</sup>. Outre un accès au texte numérisé, ce format permet de profiter des multiples hyper-liens qui parsèment toutes les pages. Un simple *clic* permet alors de découvrir les détails d'une référence ou une figure que l'on cite.

Je t'invite donc, cher lecteur, à choisir le niveau de lecture et le format de document qui te conviennent et à nous rejoindre pour réfléchir avec nous autour des matériaux photoréfractifs.

---

<sup>1</sup>Si d'aventure l'adresse indiquée ne fonctionnait pas, un simple *e-mail* m'en prévenant à l'adresse Nicolas.Fressengeas@Supelec.fr devrait permettre de la rétablir.



Première partie

Une nouvelle approche de la  
photoréfractivité



Lorsque les pères s'habituent à laisser faire les enfants. Lorsque les fils ne tiennent plus compte de leur parole. Lorsque les maîtres tremblent devant leurs élèves et préfèrent les flatter. Lorsque, finalement, les jeunes méprisent les lois parce qu'ils ne reconnaissent plus d'autorité au-dessus d'eux, alors c'est là, en toute beauté et en toute jeunesse, le début de la tyrannie.

Platon

# 1

## Parcours scientifique

### Sommaire

---

<b>1.1</b>	<b>Mesure de la longueur d'une tuyère . . . . .</b>	<b>19</b>
1.1.1	Cadre de l'étude . . . . .	19
1.1.2	Procédé de mesure . . . . .	20
1.1.3	Résultats obtenus . . . . .	23
1.1.4	Conclusions . . . . .	23
<b>1.2</b>	<b>Simulations au Laboratoire d'Étude des Microstructures . . . . .</b>	<b>24</b>
1.2.1	Cadre de l'étude . . . . .	24
1.2.2	Travail réalisé . . . . .	24
<b>1.3</b>	<b>Notre approche de la photoréfractivité . . . . .</b>	<b>25</b>
1.3.1	Spécificité de notre démarche . . . . .	25
1.3.2	Auto-focalisation . . . . .	27
1.3.3	Limitation optique . . . . .	28
1.3.4	Investigations expérimentales . . . . .	28
1.3.5	Opération <i>Simulation de composants optroniques</i> . . . . .	28
1.3.6	Développements . . . . .	29
<b>1.4</b>	<b>Calcul formel en électromagnétisme . . . . .</b>	<b>31</b>
1.4.1	Origine et motivations . . . . .	32
1.4.2	Le cours . . . . .	32
1.4.3	Les Travaux Dirigés . . . . .	33
1.4.4	L'examen . . . . .	34
1.4.5	Bilan . . . . .	35
1.4.6	Extension de l'expérience . . . . .	35

---



*Laissez-moi saisir l'occasion de ce premier chapitre pour rappeler que sans l'aide et l'appui de ma famille, rien de tout ce qui sera exposé par la suite n'aurait été fait ainsi. Je pense tout d'abord à mon épouse Thérèse qui m'a soutenu, encouragé et supporté durant ces années. Je pense également à ma fille Anaëlle qui, nous ayant rejoint en cours de route, a animé et égayé nos vies autant, voire plus, que nécessaire. Il me faut également mentionner mes parents Martine et Claude, qui m'ont aidé à trouver ma voie en m'apprenant, comme il a déjà été mentionné ailleurs, que la curiosité n'est pas qu'un vilain défaut. Merci à tous.*



Ce premier chapitre sera consacré, comme son titre l'indique, à une présentation générale de mes activités en matière de recherche scientifique. Et puisque l'enseignement est indissociable de toute recherche qui se veut éviter d'être trop éthérée, quelques lignes seront consacrées à mes activités pédagogiques.

Nous débiterons ce parcours par une étude effectuée à l'occasion de mon stage de fin d'études et qui a donné lieu à un dépôt de brevet. Il s'agissait d'effectuer une mesure précise et en temps réel de l'épaisseur du fond d'un convertisseur sidérurgique, que nous avons finalement réalisée grâce à la réflectométrie sur fibre optique. Nous continuerons par un bref exposé des travaux qui ont été réalisés lors de mon séjour au Laboratoire d'Étude des Microstructures<sup>1</sup>.

Nous terminerons en portant notre attention sur l'ensemble des travaux de recherche qui ont été menés, à l'issue de ma thèse, dans le domaine de l'autofocalisation photoréfractive et dans les domaines connexes vers lesquels notre attention s'est portée. Nous nous attacherons à faire ressortir, dans cette dernière partie, la logique sous-jacente à l'ensemble de ces travaux, reléguant ainsi aux chapitres suivants les détails scientifiques et techniques.

## 1.1 Procédé et dispositif de mesure de l'évolution de la longueur d'usure d'une tuyère

### 1.1.1 Cadre de l'étude

#### Stage de fin d'études

Le travail dont il est question ici a été effectué dans le cadre d'une Étude Industrielle réalisée pour partie dans les locaux de Supélec à Metz et pour partie dans le cadre de mon stage de fin d'études du cycle d'ingénieur, dans les locaux de l'aciérie de Sollac à Florange. Mes collaborateurs lors de la réalisation de ce projet étaient Franck Bernard et Eric Heitz, alors élèves ingénieurs tout comme moi, Michel Goetz alors professeur à Supélec et encadrant de notre Étude Industrielle, André Protin et Philippe Chapelier, Ingénieurs du département de recherche de l'aciérie du site de Florange de Sollac.

---

<sup>1</sup>Laboratoire d'Étude des Microstructures, Unité mixte CNRS/ONERA, UMR 104.

## Convertisseur à soufflage par le fond

C'est plus particulièrement au mécanisme de conversion de la fonte en acier que nous nous sommes intéressés. Pour résumer, la conversion de la fonte issue du haut fourneau en acier, matière première pour la réalisation de tôles, se fait par réaction de la fonte avec un flux d'oxygène. Cette opération revient à brûler le carbone et les autres impuretés présentes dans la fonte et indésirables dans l'acier. Cette combustion permet notamment au carbone de s'échapper sous la forme de dioxyde de carbone.

La réaction de combustion est fortement exothermique. Pour qu'elle puisse être réalisée dans un convertisseur à soufflage par le fond, cette réaction nécessite d'être refroidie. Selon le procédé L.W.S.<sup>2</sup>, le refroidissement est assuré par insufflation de fuel par les tuyères servant à amener l'oxygène. Au nez des tuyères se produit une réaction endothermique locale par vaporisation et craquage des hydrocarbures, ce qui permet le refroidissement de la réaction.

## Usure des tuyères

Malgré ces précautions, les tuyères et le fond du convertisseur s'usent du fait du choc thermique et des chocs mécaniques inévitables. Il est bien évident que l'épaisseur du fond du convertisseur et donc la longueur des tuyères est une donnée sensible permettant d'éviter le perçage du fond. La réaction étant fortement exothermique au nez des tuyères, c'est à cet endroit que l'usure du fond est la plus forte. C'est donc par la mesure de la longueur des tuyères que l'épaisseur restante du fond est évaluée. A un seuil donné de sécurité, le fond est changé. Étant donné le prix de revient d'un tel fond, la mesure de l'épaisseur doit être la plus précise possible de manière à abaisser au maximum le seuil de sécurité.

## Procédé de mesure classique

Le procédé de mesure classique est le suivant : entre deux coulées de fonte, le convertisseur est basculé de manière à mettre les tuyères à l'horizontale. Leur longueur est alors mesurée à l'aide d'un *ringard*<sup>3</sup>.

Cette technique présente plusieurs inconvénients. Elle nécessite l'arrêt du convertisseur et doit se faire manuellement avec tous les risques inhérents. Par ailleurs, aucune mesure en temps réel n'est possible.

Une mesure en temps réel permettrait d'une part de diminuer le seuil de sécurité et, d'autre part, de mieux comprendre les mécanismes d'usure, dans l'espoir de pouvoir y remédier. Notre tâche a donc consisté à déterminer et à tester d'autres méthodes de mesure.

### 1.1.2 Procédé de mesure

#### Différents procédés envisagés

Les différents procédés possibles permettant une mesure en temps réel se répartissent en deux catégories : d'une part les procédés s'appuyant sur la réflectométrie, et d'autre part ceux basés sur

---

<sup>2</sup>Procédé L.W.S. : Creusot-Loire, Wendel-Sidelor, Sprunck.

<sup>3</sup>Ringard : bâton d'acier dont l'extrémité est munie d'un crochet permettant d'accrocher le bout de la tuyère.

l'insertion de pistes, électriques ou optiques, sur la tuyère elle-même et dont la rupture donne la longueur de la tuyère.

Les procédés de réflectométrie, que ce soit par ultra-sons ou par ondes électromagnétiques souffrent tous deux de l'environnement défavorable de la sidérurgie.

### Réflectométrie sur fibre optique

Le procédé que nous avons sélectionné repose sur la réflectométrie optique. Le principe en est très simple : l'insertion d'une fibre optique dans la tuyère, solidaire de celle-ci, permet, par une mesure de la longueur de la fibre, l'accès à la longueur de la tuyère.

La seule difficulté de principe réside dans la précision requise. Les ingénieurs de l'aciérie souhaitaient obtenir une précision de l'ordre du millimètre. Ce n'est pas un problème *a priori* pour les réflectomètres de type OFDR<sup>4</sup>. Malheureusement, ces réflectomètres ont une longueur limite de fibre mesurée de l'ordre de quelques dizaines de centimètres. Cette limite est rédhibitoire pour notre application car la tuyère est plus longue que ça, mais surtout car le réflectomètre ne peut être placé juste derrière la tuyère et doit être protégé dans une salle technique à une centaine de mètre du convertisseur.

La mesure à réaliser doit donc avoir une fidélité de 1mm pour une longueur de 100m soit un rapport de  $10^5$ . Par ailleurs, cette fidélité ne peut être atteinte que par l'utilisation d'un réflectomètre *ad hoc*. Il se trouve qu'il existe sur le marché un réflectomètre fabriqué par Hamamatsu et vendu en France par Photonetics répondant à ces critères. Il s'agit du modèle OFM20.

Le choix de la fibre adéquate à été réalisé selon les critères suivants : le coupleur de sortie du réflectomètre utilisé doit être compatible, le rayonnement de la fonte liquide collecté en bout de fibre ne doit pas perturber la mesure et la fibre doit résister à son insertion dans le convertisseur. C'est une fibre monomode à 1550nm gainée de Kevlar qui fut choisie. Sa gaine permet une amélioration de sa tenue mécanique et en température. Sa faible ouverture numérique garantit un faible couplage du rayonnement de la fonte liquide dans la fibre.

### Insertion dans le convertisseur existant

Afin de valider le procédé proposé ici, nous avons effectué son insertion dans le processus sidérurgique. Pour cela, nous avons muni de fibres optiques trois des tuyères du convertisseur. Cette insertion est délicate, et c'est sans doute là le point faible du procédé que nous proposons. Les tuyères sont constituées principalement de deux tubulures. L'une est en cuivre et est située à l'intérieure d'une autre en acier. Le conduit principal sert à amener l'oxygène et les autres gaz sous pression dans le convertisseur. L'espace interstitiel entre les deux tubulures permet l'acheminement du fuel dont le craquage assure le refroidissement au nez de la tuyère.

Cet espace interstitiel est donc naturellement porté à une température moins élevée que le conduit principal. Par ailleurs, les chocs mécaniques y sont moins probables. C'est cet espace qui a donc été choisi pour l'insertion des fibres dans le dispositif. Comme le montre la figure 1.1 page suivante, les tuyères ont été munies, par sécurité, de deux fibres optiques chacune.

Le montage des fibres se fait au moment de la confection d'une tuyère neuve et vient perturber ce procédé par des opérations délicates à réaliser. C'est l'origine du surcoût principal engendré par

---

<sup>4</sup>OFDR : Optical Frequency Domain Reflectometry, Réflectométrie optique dans le domaine fréquentiel. Ce procédé est fondé sur l'utilisation d'une source modulée en fréquence.

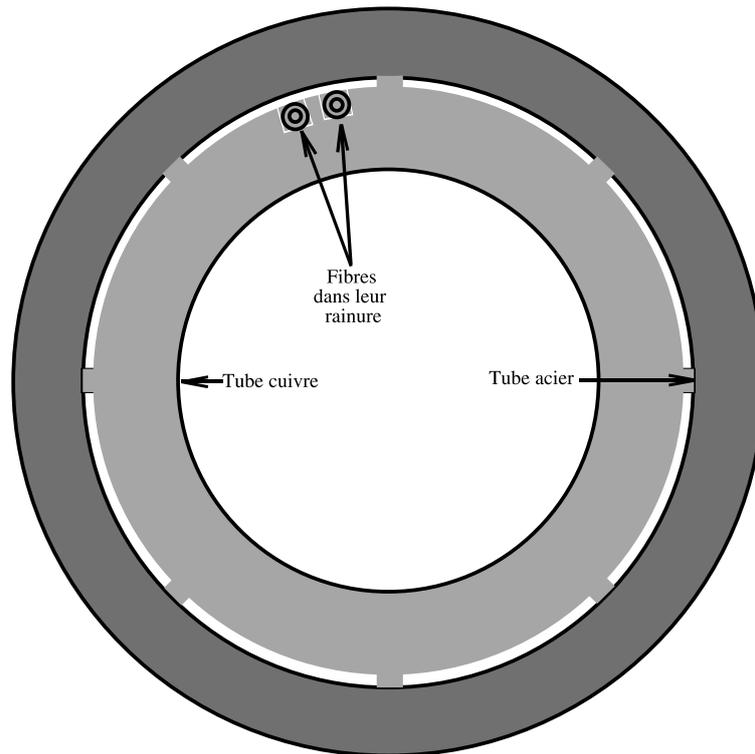


FIG. 1.1 – Coupe de la tuyère munies de ses deux fibres optiques

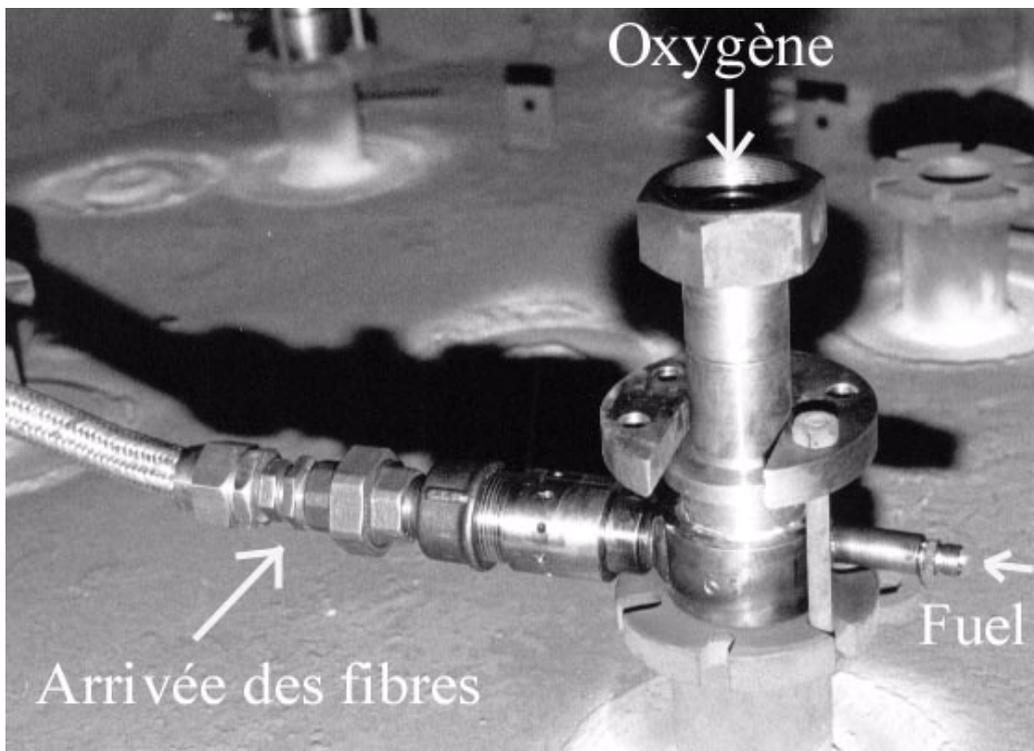


FIG. 1.2 – Tuyère instrumentée insérée dans le convertisseur

l'opération. La figure 1.2 page précédente montre une tuyère équipée insérée dans le convertisseur. Les fibres sont amenées dans un flexible parcouru par un flux d'air à température ambiante, pour éviter un surcroît de température dû à l'environnement.

### 1.1.3 Résultats obtenus

La validation du procédé que nous avons proposé a été faite au cours d'une campagne du convertisseur, soit entre deux vérifications du fond. Trois des tuyères existantes ont été remplacées par les tuyères instrumentées. Grâce au réflectomètre OFM20, gracieusement prêté par la société PSI pour le temps de l'essai, différents phénomènes ont pu être mis en évidence.

Premièrement, la précision de l'OFM20 est bien telle qu'annoncée. Il nous a été permis de mesurer en continu et en temps réel, l'évolution de la longueur des tuyères instrumentées, et ce, au millimètre près.

Nous avons suggéré que la mesure par *pigeage* à l'aide d'un *ringard* était en fait moins précise qu'initialement pensé, du fait des accumulations éventuelles de scories au nez des tuyères.

Deuxièmement, et c'est sans doute le plus important, nous avons pu analyser les mécanismes d'usure de la tuyère. Tout d'abord, nous avons mis en évidence la dilatation de la tuyère lors de la réalisation d'une conversion de fonte en acier. Par la suite, nous avons montré que la tuyère s'usait de manière discontinue, par cassure de morceaux entier, contrairement à l'idée initiale.

### 1.1.4 Conclusions

#### Généralisation du procédé

Nous avons donc démontré, au cours de cette étude de 6 mois, qu'il était possible de mesurer en temps réel et avec une précision de 1mm la longueur des tuyères d'un convertisseur sidérurgique de type L.W.S., grâce à la réflectométrie sur fibre optique.

Les essais ont été menés sur trois tuyères d'un seul convertisseur. Toutefois, cette méthode peut être aisément automatisée et généralisée à un nombre quelconque de convertisseurs équipés chacun d'un nombre quelconque de tuyères. En effet, la simple insertion d'un commutateur automatique de fibre à fibre permet au réflectomètre de mesurer successivement les longueurs de toutes les tuyères. Une simple commande automatisée du réflectomètre et du commutateur assure la la cohérence de l'ensemble.

#### Brevet

Le procédé que nous venons de décrire a fait l'objet, à l'issue de notre étude, d'un dépôt de brevet<sup>5</sup> dont je suis co-inventeur avec l'ensemble de mes collaborateurs précités.

---

<sup>5</sup>Brevet français n° 93 11765 du 09/29/1993 *Procédé et dispositif de mesure de l'évolution de la longueur d'usure d'une tuyère.*

## 1.2 Simulations au Laboratoire d'Étude des Microstructures

### 1.2.1 Cadre de l'étude

#### Collaborations

Les travaux qui sont présentés dans les lignes qui suivent ont été réalisés au Laboratoire d'Étude des Microstructures<sup>6</sup>, au sein duquel j'ai eu la chance d'effectuer mon Service National en tant que scientifique du contingent . A l'occasion de ces quelques lignes, je tiens à remercier mes collaborateurs de l'époque pour leur accueil chaleureux. Je pense tout d'abord à Ladislav Kubin, directeur de recherche CNRS au LEM, dont j'ai partagé le bureau et une petite partie des soucis pendant une année. Rien non plus n'aurait été possible sans le savoir-faire et les loisirs de Marc Condat<sup>7</sup>, à qui je dois beaucoup. Je ne peux oublier non plus Joël Douin du LEM, joyeux drille et compagnon d'infortune pour tous les problèmes, et ils sont nombreux, liés à l'informatique.

Je souhaite aussi rendre hommage ici à Gilles Canova<sup>8</sup>, aujourd'hui disparu, que j'ai connu de longue date et avec lequel j'ai eu le plus grand plaisir à travailler.

#### Programme de recherche

L'objectif du thème de recherche sur lequel il m'a été donné de travailler est la conception et l'exploitation d'un programme de simulation du mouvement et des interactions des dislocations dans un monocristal de structure cubique à faces centrées. Ceci peut permettre l'étude du comportement macroscopique des déformations plastiques engendrées par le mouvement des dislocations à partir de leur comportement microscopique. Ce but sera pleinement atteint lorsque le programme de simulation pourra être combiné à un code de calcul des déformations d'une structure macroscopique soumise à un chargement mécanique complexe. Comme en témoigne la référence [1], Ladislav Kubin et Gilles Canova sont à l'origine des premiers développements de ce programme de simulation.

### 1.2.2 Travail réalisé

#### Travail spécifique

Le travail que j'ai pu réaliser au sein de cet ambitieux programme de recherche, dont la démarche relève essentiellement des transitions d'échelle et de la non-linéarité inhérente aux mouvements des dislocations, concerne les moyens de visualisation et d'analyse des résultats de la simulation. En effet, si la simulation doit être utilisée pour analyser et modéliser le comportement de cristaux macroscopiques, le nombre de dislocations créées dans le cristal étudié peut devenir très important<sup>9</sup>. Or il s'agit d'une simulation tridimensionnelle et il est évident qu'une simple projection de ces résultats sur un plan quelconque est insuffisante pour permettre l'analyse des résultats.

---

<sup>6</sup>Laboratoire d'Étude des Microstructures, Unité mixte CNRS/ONERA, UMR 104.

<sup>7</sup>Marc Condat est actuellement directeur scientifique adjoint à la Direction du Département Sciences Chimiques du CNRS.

<sup>8</sup>Gilles Canova était directeur de recherche CNRS au laboratoire GPM2 (UMR 5010) de l'ENSPG à Grenoble.

<sup>9</sup>Les simulations réalistes réalisées à l'époque ont pu mettre en évidence la formation de plusieurs centaines de millier de dislocations.

Mon travail a donc consisté à concevoir et réaliser un moyen informatique permettant aux chercheurs d'analyser de façon aisée les résultats de la simulation. Il s'est divisé en deux parties. L'objectif de la première était l'amélioration de l'interface graphique de la simulation elle-même, laquelle était programmée pour tourner sous UNIX sur une station de travail *ad hoc*. La deuxième partie a été axée sur la conception d'un programme de visualisation sur un système plus convivial, Macintosh<sup>TM</sup> en l'occurrence. C'est une collaboration étroite avec Marc Condat qui m'a permis de mener cette tâche à bien.

### Résultats obtenus

Mon travail sur le sujet a duré un peu moins d'une année. Durant ce laps de temps, j'ai nettement amélioré l'interface graphique de la simulation sous UNIX. Cependant, le résultat principal est la réalisation d'une application dénommée *plasticité*, réalisée pour Macintosh et qui est à même de visualiser les résultats de la simulation de façon conviviale.

En effet, outre la possibilité d'observer l'évolution des dislocations à la manière d'un film<sup>10</sup>, le programme permet également de sélectionner les types de dislocations à afficher, toutes les combinaisons logiques étant possibles.

Il faut toutefois souligner que le travail réalisé est plus de l'ingénierie informatique que de la recherche à proprement parler. A ce titre, il n'a pas directement donné lieu à publication. Toutefois, à la suite de mon séjour au LEM, Benoit Devindre a été recruté au LEM sur un poste de chargé de recherche du CNRS et il a poursuivi mes travaux en y incluant la dimension scientifique qui me manquait [2].

## 1.3 Notre approche de la photoréfractivité

L'objectif de cet ouvrage est de présenter, aussi précisément que possible, la façon selon laquelle s'articule l'ensemble de nos préoccupations de recherche. Celles-ci sont en effet détaillées dans les chapitres qui suivent. Nous présenterons en détail les motivations scientifiques de nos activités, les investigations expérimentales et théoriques qui ont été entreprises, les conclusions que nous avons pu dégager et enfin les perspectives qui s'offrent à la poursuite de nos travaux.

Toutefois, cette exposé détaillé risque de masquer la logique intrinsèque de notre démarche. C'est pourquoi, dans les paragraphes qui suivent, nous nous attacherons à la résumer, en omettant les *détails* scientifiques et techniques afin de faire ressortir l'esprit général de nos recherches.

### 1.3.1 Spécificité de notre démarche

#### Effet photoréactif et *dommage optique*

L'effet photoréactif a été découvert en 1966 par Ashkin *et al.* [3] dans les cristaux de niobate de lithium ( $\text{LiNbO}_3$ ) en tant qu'inhomogénéités d'indice créées par voie optique. Le niobate de lithium est un matériau intéressant pour, notamment, ses propriétés électrooptiques, mais aussi pour ses non linéarités d'ordre supérieur. Or, l'utilisation de ses propriétés intrinsèques est limitée, aux hautes intensités, par une *inhomogénéité* d'indice photo-induite ; autrement dit, par l'effet

<sup>10</sup>Le lecteur intéressé pourra visiter la *dislocations gallery* du LEM, sur Internet à l'adresse <http://zig.onera.fr/lem/DisGallery/index.html>

photoréfractif. C'est pourquoi cet effet, auquel cet ouvrage s'intéresse, a longtemps été connu sous le nom de *dommage optique*. Il est d'ailleurs encore aujourd'hui intensivement étudié, dans des cristaux tels que le niobate de lithium, afin d'y être atténué. Les auteurs de ces études y font souvent encore référence sous le terme de *dommage optique*.

Le terme *effet photoréfractif* peut avoir, selon les auteurs, plusieurs significations. La première, et la moins usitée, recouvre l'ensemble des phénomènes où le faisceau incident sur un matériau *photoréfractif* crée une modification locale de l'indice de réfraction du matériau. Ces phénomènes peuvent être de natures diverses, comme, par exemple, un effet thermo-optique provoqué par un échauffement local du matériau dû à l'absorption du faisceau lumineux incident.

Toutefois, nous nous limiterons, dans cet ouvrage, à l'acception la plus courante du terme *photoréfractif* qui est décrite en détail dans la chapitre 2. Dans ce cas la modulation d'indice est produite par effet électro-optique linéaire (effet Pockels). Le champ électrique qui en est responsable est appelé *champ de charge d'espace*. Il est lui-même créé par une modulation de densité de charge induite par le faisceau incident selon le procédé suivant : lorsque la longueur d'onde du faisceau est suffisamment petite, celui-ci est à même d'ioniser d'éventuels centres donneurs présents dans le matériau. Les charges ainsi créées sont alors libres de leurs mouvements et vont donc avoir tendance à migrer sous l'influence de trois effets. Le premier est lié à la diffusion naturelle de toute concentration de matière, ou de charges ; il est dû au mouvement brownien, c'est la *diffusion* naturelle. Le deuxième est connu sous le nom d'*effet photovoltaïque*. Il peut être présent naturellement dans les milieux qui nous intéressent, tels le niobate de lithium. Sous l'influence d'une excitation lumineuse, il va permettre à un courant de se créer dans le sens de la polarisation spontanée du matériau<sup>11</sup>. La dernière cause de la migration des charges n'est pas présente naturellement dans le cristal : c'est l'entraînement (en anglais *drift*) sous l'influence d'un champ électrique extérieur appliqué au matériau.

Ces trois causes de mobilité s'appliquent aux charges libres créées lors de l'illumination du matériau. Il faut toutefois garder à l'esprit que, dans certains matériaux, d'autres effets, connus ou non, peuvent entrer en jeu. Par exemple, certains matériaux, tels  $\text{Bi}_2\text{TeO}_5$  [4], contiennent des ions mobiles. Sous l'effet du champ de charge d'espace, ces ions peuvent se déplacer et masquer le champ de charge d'espace. Ainsi, lorsque l'illumination a disparu, le champ est *inscrit* dans le matériau sous la forme d'une modulation de densité qui crée une modulation d'indice... et ce dernier phénomène n'est qu'un exemple de la complexité que peut atteindre l'effet photoréfractif.

Toute cette complexité potentielle est la raison qui a orienté la plupart des études de la photoréfractivité [5–9], à l'instar de notre chapitre 6, vers la recherche d'une plus grande simplicité. Cette simplification s'obtient par la linéarisation de la réponse de l'effet photoréfractif. Cette linéarisation suppose de petites variations de l'excitation (*i.e. de l'illumination*) autour d'une valeur moyenne.

Or, il se trouve que des franges d'interférence sont justement, pour de faibles valeurs du taux de modulation<sup>12</sup>, une illumination qui varie sinusoidalement autour d'une valeur moyenne grande

<sup>11</sup>Les matériaux présentant un effet photovoltaïque sont en général des matériaux ferroélectriques présentant un axe  $\vec{c}$  de polarisation spontanée. Certains matériaux non ferroélectriques présentent également un effet photovoltaïque, généralement plus faible. Dans ce cas, il n'y a pas de direction privilégiée de création du courant et il faut analyser le tenseur photovoltaïque pour la déterminer. Par ailleurs, si le matériau n'est pas relié à un circuit électrique, le courant ne pourra pas exister, c'est une tension qui sera créée. Elle se manifestera par la création d'un champ électrique interne appelé *champ photovoltaïque*.

<sup>12</sup>Un faible taux de modulation des franges d'interférences créées par deux faisceaux cohérents entre eux est

devant sa variation périodique. Cette hypothèse dite *du faible taux de modulation* est le fondement de la plupart des interprétations de l'effet photoréfractif. En effet, ces théories sont basées, comme notre chapitre 6, sur la création de réseaux d'interférences créant des réseaux d'indices. . . nous voyons bien que nous parlons ici de modulations quasi-sinusoidales autour d'une valeur moyenne.

Certes, l'hypothèse du faible taux de modulation n'est pas toujours valable. Pour tenir compte de ce défaut, les théories *classiques* ont ajouté des ordres supérieurs à la linéarisation, pour permettre la prise en compte de plus grandes profondeurs de modulation. Dans le cadre de cet ouvrage, nous proposons une approche radicalement différente, en rejetant *a priori* toute tentative de linéarisation du phénomène, afin de pouvoir étudier des profondeurs de modulation importantes, voire *infinies*.

Il est intéressant de remarquer que, malgré tout, les premières approches de ce type de phénomène ont été tout d'abord menées dans le cadre de la linéarisation de l'effet photoréfractif [10], pour être reprises par la suite.

### 1.3.2 Auto-focalisation

Les phénomènes que nous souhaitons étudier sont, au moins dans un premier temps, liés à la propagation d'un faisceau fin unique. En conséquence, il n'est pas possible, dans ce cas, de parler, ni de réseau, ni de taux de modulation — celui-ci est infini — de l'intensité lumineuse.

Nous souhaitons en effet nous intéresser à la possibilité, pour un faisceau laser se propageant dans un milieu photoréfractif, d'être autofocalisé lors de sa propagation [11]. Cette étude sera développée au chapitre 2 et poursuivie dans les chapitres ultérieurs. Retenons pour l'instant que, en reprenant les premières modélisations de l'effet photoréfractif dans son acception la plus simple [12, 13], nous avons pu, ainsi que détaillé au chapitre 2, montrer la propriété que possède tout matériau photoréfractif, d'autofocaliser, sous certaines conditions, un faisceau laser incident.

Cette propriété rappelle celle qu'ont les matériaux de type Kerr, exhibant une forte non linéarité d'ordre 3, de permettre la propagation de faisceaux autofocalisés ou *solitons spatiaux* [14]. Nous avons cependant démontré l'auto-focalisation de faisceaux lasers de quelques nW focalisés à des éclaircissements de quelques mW/cm<sup>2</sup>, soit 10<sup>9</sup> fois moins que dans les milieux Kerr.

Par ailleurs, le lecteur attentif du chapitre 2 s'apercevra que nous avons réalisé une modélisation bidimensionnelle du phénomène et effectué une étude expérimentale systématique dans un cristal de Bi<sub>12</sub>TiO<sub>20</sub> de la famille des sillénites. Les différents régimes d'auto-focalisation prévus par la littérature : les solitons stationnaires [15–17], transitoires [18] et photovoltaïques [19] ont été unifiés sous une seule et même description théorique.

Rappelons par ailleurs que le travail décrit dans le chapitre 2 est de nature exploratoire. En effet, les publications internationales parues sur le sujet à la date du début de nos travaux étaient au nombre de 4 [10, 15, 17, 20]. Leur nombre a aujourd'hui changé d'ordre de grandeur et tourne autour de la centaine. Notre contribution propre au sein de ces études concerne essentiellement l'étude du régime transitoire d'un point de vue théorique [21, 22] aussi bien qu'expérimental [23], sans oublier les applications de type simulation de nos travaux [24].

---

obtenus lorsque les intensités des deux faisceaux son fortement différentes.

### 1.3.3 Limitation optique

Parmi les applications de cette propriété des matériaux photoréfractifs qui seront détaillées au chapitre 2, nous avons choisi, à la faveur d'un contrat CIFRE, de nous intéresser tout particulièrement à la limitation optique. Cette thématique a tout d'abord été développée par la thèse de D.Wolfersberger [25], dont le chapitre 3 s'efforcera de donner les résultats essentiels.

L'objectif que nous nous sommes alors fixé était de démontrer la faisabilité d'un dispositif de limitation optique basé sur l'utilisation de l'auto-focalisation du faisceau dans un plan focal intermédiaire du système de formation d'image. L'auto-focalisation d'un faisceau de forte puissance dans un matériau photoréfractif situé au plan focal intermédiaire permet de déplacer ce plan focal d'une longueur de l'ordre de la dimension du cristal et ainsi de mettre à mal la mise au point du dispositif de visualisation dans son ensemble. Ainsi, le faisceau incident de forte puissance n'est plus focalisé sur le détecteur et son énergie est étalée. En conséquence, la fluence incidente localement est diminuée : le détecteur est protégé.

Retenons ici que, lorsque nous avons débuté nos investigations, la plage de fluence et de durée d'impulsion intéressante pour l'industrie de la limitation optique correspondait à des impulsions de l'ordre de quelques mJ réparties sur quelques ns. Par ailleurs, la bibliographie sur le sujet de l'auto-focalisation photoréfractive en régime pulsé était, à l'époque, inexistante. Notons au passage que même aujourd'hui, elle n'est pas très abondante : outre nos propres travaux [25–29], nous ne pouvons citer que les travaux de M.Segev *et.al.* [30, 31].

### 1.3.4 Investigations expérimentales

Afin de valider le principe de fonctionnement de la limitation optique photoréfractive telle qu'il a été décrit ci-dessus, nous avons procédé à une campagne intensive et systématique de mesure du pouvoir auto-focalisant d'un cristal de  $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$  sur une impulsion de 5ns et de quelques mJ, focalisée sur un diamètre avoisinant les 20 $\mu\text{m}$ .

Nous avons ainsi pu démontrer l'auto-focalisation d'une unique impulsion laser dans un matériau photoréfractif. Nous avons obtenu un facteur de protection de 1,5. Cette valeur reste certes insuffisante, mais le principe est validé. Par ailleurs, de récents résultats, non encore publiés, obtenus sur des cristaux de  $\text{Sr}_x\text{Ba}_{1-x}\text{Nb}_2\text{O}_6$  sont extrêmement encourageants, malgré une certaine résistance à l'analyse quantitative, encore d'actualité aujourd'hui.

Ce sont en partie ces résultats qui nous ont poussés à poursuivre nos investigations expérimentales, afin d'élargir le champ de nos connaissances de l'effet d'auto-focalisation photoréfractive. Nous avons pour cela poursuivi nos études sur d'autres matériaux photoréfractifs bien connus tels  $\text{KNbO}_3$ ,  $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$ , ainsi que cela est détaillé au chapitre 5.

### 1.3.5 Opération *Simulation de composants optroniques*

Afin de comprendre et d'optimiser le phénomène d'auto-focalisation que nous utilisons ici, nous avons tenté une modélisation de l'auto-focalisation photoréfractive à l'échelle de la nanoseconde. Il se trouve que, contrairement à l'étude développée au chapitre 2, en régime quasi-continu, le régime nanoseconde du chapitre 3 ne peut se mettre sous la forme d'une équation de propagation.

La résolution numérique itérative de l'équation liant l'intensité incidente au champ de charge d'espace a donc été entreprise. Sa complexité et la lourdeur des calculs entrepris nous ont natu-

rellement amenés à étudier les moyens d'accélérer les calculs. L'un d'entre eux est d'utiliser des ordinateurs parallèles. Dans cet esprit, nous avons pu développer une collaboration avec le Centre Charles Hermite<sup>13</sup>. Cette collaboration a tout d'abord pris la forme d'une *opération* dont le but était la modélisation de la propagation de la lumière dans les matériaux photoréfractifs, sous la direction de M.Goetz<sup>14</sup>. Après des débuts autour de la thématique *conjugaison de phase*, cette opération a permis le développement de nos modèles. Par la suite, avec l'avènement du nouveau Contrat Plan État Region, nous avons inscrit nos préoccupations au sein de la thématique *Intelligence Logicielle*, en tant qu'une des six fiches d'actions de la thématique *Calculs, Réseaux et Graphisme à Hautes Performances*. Tout ceci s'est concrétisé par l'ouverture d'une opération dans le cadre du nouveau CPER ; opération dénommée *Simulateur de composants optiques* dont j'ai pris la responsabilité.

Ces moyens de calcul nous ont permis de développer notre modèle en procédant à la simulation —bidimensionnelle— de la propagation d'une impulsion laser dans un matériau photoréfractif. Le lecteur attentif du chapitre 3 s'apercevra de l'excellent accord obtenu entre le modèle développé et les résultats expérimentaux dans  $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ . Ces résultats encourageants nous ont amenés à développer le modèle plus avant, que cela soit en termes physiques —dimensionnalité du modèle, affinement du modèle du matériau— ou en termes informatiques —amélioration du code de simulation : optimisation séquentielle et réflexions sur la parallélisation. Ces résultats seront détaillés au chapitre 4.

### 1.3.6 Développements

Les activités présentées dans les paragraphes précédents forment, pour ainsi dire, l'épine dorsale de nos activités de recherche car elles ont une logique interne inhérente. Malgré tout, les développements que nous avons effectués, tant en termes de simulation qu'en termes de photoréfractivité, ont *débordé* de leur cadre originel, grâce à des collaborations internes et externes au laboratoire. Les compétences que nous avons ainsi acquises dans le domaine de la photoréfractivité ont pu être mises à profit dans une étude du Double Miroir à Conjugaison de Phase (DPCM), développée par C.Mailhan au cours de sa thèse [32]. Par ailleurs, les compétences en simulation numérique que nous avons également acquises en développant notre thématique propre ont été jugées intéressantes *a priori* dans la perspective du développement d'un procédé de fabrication de composants optiques photopolymérisés en bout de fibre. Ces activités sont résumées ci-dessous et décrites en détail dans les chapitres 6 et 7.

#### Double conjugaison de phase

Au cours de la thèse de C.Mailhan [32], nous avons développé une série d'études autour du DPCM dans  $\text{BaTiO}_3$ . Ces études font à la fois suites à celles menées par M.Goetz [33] et ont

<sup>13</sup>Le Centre Charles Hermite est basé dans le bâtiment du LORIA à Nancy. Il a pour vocation de fédérer un certain nombre de laboratoires lorrains autour du thème de l'accélération des codes de calculs par la voie de la parallélisation. Dans le cadre de ce centre, nous avons pu utiliser une machine parallèle de Silicon Graphics, dénommée Origin2000, dotée de 64 processeurs et 24Go de mémoire vive.. Une description complète du CCH sera trouvée sur Internet à l'adresse <http://cch.loria.fr>.

<sup>14</sup>Michel Goetz est à présent directeur de la Recherche, de l'Enseignement Supérieur et du Transfert de Technologies à la région Alsace.

émergé en relation avec des besoins exprimés par nos partenaires industriels<sup>15</sup> dans le cadre de la fabrication de gyroscopes à fibres optiques.

La fabrication de tels gyroscopes nécessite l'emploi de grandes longueurs de fibre monomode à maintien de polarisation. En effet, les gyroscopes à fibre optique utilisent le principe de l'effet Sagnac<sup>16</sup> à l'intérieur d'un enroulement d'une grande longueur de fibre. La variation de chemin optique est détectée grâce à l'interférence des faisceaux se propageant en sens inverse dans la fibre. Il faut pour cela qu'ils soient polarisés de la même façon à leur sortie de la fibre, d'où l'importance essentielle de la fibre à maintien de polarisation.

Malheureusement, ce genre de fibre est utilisé principalement pour ce type d'application et ne dispose donc pas d'un marché important. De ce fait, ces fibres sont chères et les fabricants de gyroscopes à fibre optique sont dépendant des fournisseurs de fibre à maintien de polarisation.

Le souhait de nos partenaires industriels est donc de supprimer l'emploi de ces fibres à maintien de polarisation en les remplaçant par des fibres utilisées dans le domaine des télécommunications et disposant donc d'un large marché. Afin d'assurer que les interférences pourront être faites entre les deux faisceaux issus du rouleau de fibre, il est envisagé d'introduire un DPCM au milieu de la fibre. Ce miroir permettra de conjuguer le front d'onde en milieu de fibre et ainsi d'obtenir une polarisation en sortie de fibre identique à la polarisation d'entrée, du fait de la correction induite par le DPCM<sup>17</sup>.

Nous avons donc entrepris, au sein de notre laboratoire, une étude sur la faisabilité d'un DPCM dont les réflectivités soient optimisées, reproductibles et stables dans le temps. Ces études ont été menées avec succès grâce à C.Mailhan [32]. L'utilisation du cristal de BaTiO<sub>3</sub> découle essentiellement des travaux de M.Goetz [33] et plus généralement de la littérature [34]. Les études originales que nous avons effectuées sont fondées sur la modélisation du DPCM selon laquelle ce phénomène se produit grâce à deux zones de Mélange à Quatre Ondes, chacune issue d'un faisceau incident et du fanning qu'il génère, chaque réseau étant relu par le fanning du faisceau contrapropageant [35].

Selon cette modélisation, les réseaux contribuant à l'établissement du fanning et à celui du DPCM entrent en compétition. C'est la stabilisation de cette compétition qui donne lieu à la naissance du phénomène de double conjugaison de phase. L'idée que nous avons mise en application est de supprimer cette compétition en faisant en sorte que les directions de fanning et la direction utilisée par la conjugaison de phase soient identiques.

Ceci a été réalisé par une modélisation du phénomène expliquée au chapitre 6 et détaillée dans les références [32] et [36]. Cette modélisation a permis la prévision des directions principales de fanning à partir de l'angle d'incidence du faisceau sur le cristal, de son diamètre, et des caractéristiques de l'échantillon de BaTiO<sub>3</sub> utilisé.

Les directions principales de fanning ainsi déterminées, il suffit alors de disposer les angles des faisceaux incidents de telle sorte que les directions de fanning soient identiques. Une optimisation du montage par translation des faisceaux l'un par rapport à l'autre assure alors un recouvrement des faisceaux fannés et donc, selon l'hypothèse, assure une stabilité et une optimisation du DPCM

<sup>15</sup>Ces besoins ont à l'origine été exprimés par la Société de Fabrication d'Instruments de Mesure, maintenant filiale de SAGEM.

<sup>16</sup>L'effet Sagnac est un effet relativiste tel que la lumière se propageant dans un milieu en rotation sur lui même voit un chemin optique différent selon le sens de propagation.

<sup>17</sup>Une explication plus détaillée du phénomène de la conjugaison de phase et de son application au gyroscope à fibre optique sera apportée au chapitre 6.

ainsi formé.

Nous avons alors pu vérifier la validité de l'hypothèse de départ grâce à une série d'expérimentations systématiques qui sont venues confirmer, d'une part que le fait de fixer les angles de la façon déterminée par C.Mailhan assure bien la stabilité de la conjugaison de phase et, d'autre part, que la réflectivité ainsi obtenue correspond à un optimum dans l'échantillon considéré. Elle ne dépend plus que du gain photoréfractif que permet l'échantillon, et croît avec ce gain.

### Micro-Pointe Optique

Les diverses présentations de nos activités de simulation de la propagation de faisceaux lumineux dans les matériaux photoréfractifs, en particulier dans le cadre de notre collaboration avec le Centre Charles Hermite —voir en particulier la section 1.3.5 page 28 et le chapitre 4— nous ont apporté une certaine reconnaissance dans le domaine. Ceci nous a permis de nouer une collaboration qui s'annonce des plus fructueuses avec d'une part le Laboratoire de Photochimie Générale de l'ENS-Chimie de Mulhouse et d'autre part le Laboratoire de Nanotechnologie et d'Instrumentation Optique de l'Université de Technologie de Troyes. Cette collaboration, dont la thématique scientifique sera détaillée au chapitre 7, a pour objectif la réalisation d'études théoriques et expérimentales de la croissance de micro-pointes optiques — $\mu$ PO— photopolymères en bout de fibre optique.

Ces  $\mu$ PO sont fabriquées par le dépôt d'une goutte de solution photopolymérisable<sup>18</sup> en bout de fibre optique —monomode, multimode voire plastique— qui est par la suite polymérisée par l'injection de lumière à l'autre extrémité de la fibre. Les premières expériences<sup>19</sup> ont permis de mettre en évidence d'une part la simplicité de réalisation de ce procédé, et d'autre part les nombreuses applications potentielles des  $\mu$ PO. En effet une fibre munie d'une  $\mu$ PO peut par exemple servir de sonde SNOM<sup>20</sup> et permet une résolution bien supérieure qu'une fibre nue.

D'autres applications sont envisageables, telles que la création d'un *pont optique* polymère entre deux fibres, la réalisation d'une connectique performante pour fibres plastiques ainsi que toute application dans le domaine du couplage ou dans la réalisation de fonctions optiques particulières.

Ce projet émergent est pour l'instant matérialisé par le démarrage de la thèse de Malik Hocine, détaillée au chapitre 7. L'objectif de ce travail est la compréhension et la maîtrise de la photopolymérisation en bout de fibre optique, de manière à pouvoir prévoir et déterminer temps d'exposition, formulation de la solution, excitation de la fibre...

## 1.4 Calcul formel automatique en électromagnétisme : un Nouvel Outil pour Enseigner

Dans le cadre du programme Nouveaux Outils pour l'Enseignement de Supélec, j'ai participé à la réalisation d'une expérience pilote dans le cadre du cours d'électromagnétisme de première année du tronc commun du cycle ingénieur, dont j'assure maintenant l'enseignement. Je remercie à cette occasion Michel Goetz<sup>21</sup> pour son impulsion et son soutien aux débuts de cette expérience.

<sup>18</sup>La solution photopolymérisable est fabriquée au LPG par C.Ecoffet, à Mulhouse.

<sup>19</sup>Ces premières expériences ont été effectuées dans le cadre du stage de DEA de Denis Delœil au LNIO de l'UTT.

<sup>20</sup>SNOM : Scanning Near-field Optical Microscopy ou Microscopie Optique en Champ Proche.

<sup>21</sup>Michel Goetz est à présent chef du service enseignement supérieur et recherche à la région Champagne Ardenne. Il était mon collègue au moment du démarrage de l'expérience

Nos travaux ont fait l'objet d'une conférence aux ateliers de TICE2000 [37].

### 1.4.1 Origine et motivations

La plupart des étudiants ayant suivi les filières scientifiques ont pu s'en rendre compte : l'enseignement de l'électromagnétisme est souvent associé à une multitude d'équations plus ou moins compliquées, d'intégrales triples et autres rotationnels. Il est certain que ces outils mathématiques sont indispensables à toute personne voulant comprendre les fondements de l'électromagnétisme, au moins dans l'acception qui était celle de Maxwell et qui est enseignée en première année à Supélec.

En revanche, les méthodes modernes de calcul formel permettent d'effectuer rapidement et sans erreur un certain nombre de calculs par l'intermédiaire d'un logiciel adéquat<sup>22</sup>. C'est ce postulat que nous avons adopté. L'idée principale de notre expérience est donc d'abolir les difficultés de l'électromagnétisme liées aux difficultés calculatoires, afin de permettre aux étudiants de se concentrer sur les aspects physiques enseignés.

Comme nous allons le voir, le principal inconvénient de l'utilisation de ces logiciels réside dans l'apprentissage de la maîtrise du logiciel lui-même : il s'agit de ne pas remplacer les difficultés calculatoires par des difficultés liées au maniement du logiciel.

Comme dans beaucoup d'autres institutions, l'enseignement à Supélec est classiquement divisé en 3 parties ayant chacune leur fonction propre : cours, travaux dirigés et examen. Dans les sections qui suivent, nous aborderons successivement ces trois aspects du problème, en s'attachant aux apports du calcul formel automatique, aux problèmes rencontrés et aux solutions envisagées.

### 1.4.2 Le cours

Le cours est la pièce maîtresse du dispositif d'enseignement. C'est un cours de type *magistral* pendant lequel un enseignant présente, sous une forme à définir, ce qu'il désire que les étudiants apprennent. Il ne nous a pas paru essentiel que le calcul formel forme le noyau de la présentation en cours.

En effet, il s'agit d'éviter que, dans l'esprit des étudiants, le cours d'électromagnétisme se transforme en cours sur tel ou tel logiciel. Ce serait hors de propos et un signe de l'échec de l'expérience. En revanche, puisque les étudiants seront amenés à manier avec dextérité un ordinateur, il paraît raisonnable de penser qu'ils s'attendent à ce que l'enseignant fasse de même et présente un cours faisant appel aux nouvelles méthodes de présentation fondées sur la vidéoprojection.

C'est l'approche que nous avons essayé de mettre en œuvre. Le cours est présenté, autant que faire se peut, grâce à un logiciel adapté à la réalisation de présentations animées. En effet, il suffit de regarder une de nos chaînes nationales à un horaire adéquat pour s'apercevoir que les animations permettent de structurer visuellement un exposé ou une démonstration. La structuration de la représentation mentale que peut se faire l'étudiant de ce qui lui est proposé est orientée inconsciemment par l'ordre des animations qui accompagnent l'exposé.

<sup>22</sup>Citons pêle-mêle quelques logiciels effectuant du calcul formel :

- Mathematica de Wolfram Research
- Maple par Waterloo Maple Software
- MuPad, logiciel libre

Ces techniques vidéo, longtemps l'apanage des seules chaînes de télévisions, du fait de leur coût élevé, sont aujourd'hui, au moins pour partie, accessibles à un enseignant équipé d'un simple ordinateur de bureau.

Toutefois, le cours représente tout de même aussi une sensibilisation aux méthodes de travail que l'on préconise pour la résolution de telle ou telle catégorie de problèmes liés à l'enseignement dispensé. C'est pourquoi il nous a semblé néanmoins indispensable de proposer, au cours de la présentation magistrale, des exemples d'utilisation du logiciel de calcul formel permettant la résolution simple, efficace, et surtout sans erreurs liées à des fautes de calcul, de problèmes donnés. Notons par ailleurs que ces logiciels de calcul formel offrent naturellement la possibilité de représentations graphiques performantes, permettant ainsi un accès plus intuitif à certains résultats.

Pour résumer, le cours d'électromagnétisme présenté en première année sur le campus de Metz de Supélec tire partie des outils informatiques de présentation et de calcul formel afin d'améliorer l'accès des étudiants aux principes physiques sous-tendant le cours.

La mise en œuvre de ces technologies vise à tirer partie de l'ensemble des outils qui sont à notre disposition. Il y a une composante d'un cours magistral qu'il ne faut cependant pas méconnaître et qui peut faire la différence entre un cours attrayant et celui qui l'est moins : la spontanéité. Au cours d'un développement, un enseignant doit pouvoir se permettre une digression, soit pour répondre à une question, soit pour suivre son idée. Les outils informatiques décrits ci-dessus, de part la préparation qu'ils nécessitent, ne permettent pas une telle liberté. C'est pourquoi le tableau noir et la craie restent et doivent rester à la disposition de l'enseignant, en parallèle avec le vidéo-projecteur.

### 1.4.3 Les Travaux Dirigés

Les travaux dirigés, au nombre de 4 séances d'une heure et demie sont le lieu où les étudiants doivent mettre en pratique les notions apprises en cours, de manière à résoudre des problèmes particuliers. C'est donc la phase de l'enseignement où, dans le cadre de notre expérience, ils vont pouvoir mettre à profit l'outil de calcul formel pour aller plus loin et plus vite dans les calculs inévitablement associés à tout problème d'électromagnétisme.

A ce stade, se pose d'emblée le premier et plus important problème rencontré lors cette expérience : alors que les notions de calcul intégral, symbolique... sont en général acquises lors des classes notamment préalables à l'entrée en première année, l'usage d'un outil de calcul formel n'est pas complètement maîtrisé. Et ceci est d'autant plus vrai si l'on particularise à l'outil de calcul formel dont nous disposons : Mathematica de Wolfram Research.

En conséquence, si l'on ne veut pas que la première séance de travaux dirigés soit exclusivement consacrée à l'apprentissage de l'utilisation du logiciel, il faut *impérativement* faire précéder les séances de travaux dirigés d'électromagnétisme par un apprentissage, sous une forme ou sous une autre, des commandes de base de notre logiciel de calcul formel.

La solution que nous avons retenue est donc de consacrer initialement une séance de travaux dirigés à l'apprentissage des bases du logiciel, suivie de peu d'une séance de travaux pratiques permettant aux étudiants de mettre en œuvre le logiciel sur des problèmes ne faisant pas intervenir de difficultés autres que celles liées au logiciel lui-même.

Au cours de ces séances de formation au logiciel, les étudiants sont donc sensés apprendre à se servir du logiciel. Il est cependant hors de question d'attendre d'eux de maîtriser, en 6 heures, l'intégralité des fonctions du logiciel<sup>23</sup>. Il faut donc que les enseignants prennent soin de focaliser leur attention sur les fonctions qui seront utiles lors des travaux dirigés et, nous le verrons par la suite, lors de l'examen. Malgré ceci, les étudiants doivent tout de même être sensibilisés à l'utilisation de l'aide en ligne et des livres associés, seuls moyens pour eux de découvrir de manière autonome les fonctions dont ils peuvent avoir besoin.

Nous pouvons également mentionner une difficulté plus inattendue : l'encadrement nécessaire à ces travaux dirigés est plus important que pour des travaux dirigés *classiques*. En effet, à celui nécessité par les difficultés liées à l'électromagnétisme, il s'ajoute un besoin d'encadrement lié aux problèmes de mise en œuvre du logiciel, qu'ils soient de nature purement mathématique ou plutôt informatique. La question reste donc posée : faut-il augmenter le taux d'encadrement des travaux dirigés utilisant un logiciel de calcul formel ?

#### 1.4.4 L'examen

La question de l'examen, contrôle des connaissances obligatoire, est loin d'être anodine. En effet, il n'est pas pensable de continuer à proposer un examen sous la forme qu'il revêtait avant notre expérience : entièrement sur papier avec comme seul outil de calcul la calculette personnelle de chaque étudiant. Il est absolument nécessaire de proposer une mise en œuvre des connaissances et des moyens acquises lors du cours et des travaux dirigés.

Il faut, dans cette optique, considérer deux aspects distincts de la question :

- Quels sont les moyens mis en œuvre pour réaliser les calculs nécessaires à l'examen ?
- Sous quelle forme doit être rédigé le texte remis par les étudiants à l'issue de l'examen ?

La réponse à la première question peut paraître aller de soi : il est impératif que les étudiants disposent du logiciel de calcul formel lors de la réalisation de l'examen. Cette solution a un coût non négligeable. En effet, les travaux dirigés sont effectués à raison de deux étudiants par ordinateur, ce qui est inenvisageable pour un examen, nécessairement individuel. Il faut donc disposer d'autant d'ordinateurs que l'on a d'étudiants. Pour certaines institutions, cette seule condition peut être rédhibitoire. La solution que nous avons retenue pour pallier ce problème est la réalisation de l'examen en deux parties se succédant rapidement dans le temps ; ceci autorisant l'utilisation d'un sujet unique.

La deuxième question concerne la forme du document remis par l'étudiant à l'issue de l'examen. L'étudiant doit-il rédiger un document papier, écrit à la main ? Ou doit-il rendre un *notebook Mathematica*<sup>24</sup> ?

La deuxième solution présente plusieurs inconvénients. Des inconvénients techniques tout d'abord : le réseau informatique est nécessairement coupé pendant l'examen pour éviter les possibilités (innombrables) de communication entre les postes. En conséquence, les étudiants ne peuvent rendre leur examen par courrier électronique. Par ailleurs, la faible fiabilité des disquettes interdit leur utilisation pour un examen.

<sup>23</sup>A titre d'exemple, l'auteur, après plusieurs années d'expérience, n'a pas la prétention de connaître l'intégralité des possibilités de Mathematica.

<sup>24</sup>Un notebook Mathematica est le nom du document électronique produit par Mathématique lors de la réalisation de calculs.

Elle présente aussi des inconvénients pédagogiques. En effet, la réalisation d'un examen nécessite une bonne dose de rédaction et d'explication pour montrer le déroulement du raisonnement. Le logiciel *Mathematica* permet une telle mise en forme. Cependant, la rédaction d'un examen sur un logiciel de calcul formel n'est pas chose aisée et ne doit pas faire partie des difficultés imposées aux étudiants<sup>25</sup>.

Pour finir, nous pensons que le logiciel de calcul formel est et doit rester une aide, sans devenir une contrainte. Un étudiant particulièrement doué en mathématiques ne maîtrisant pas le logiciel doit pouvoir réussir l'examen au même titre qu'un étudiant passé maître dans l'art du calcul formel automatisé.

C'est pourquoi nous avons choisi de maintenir la tradition de l'examen rendu sur papier et rédigé à la main. Le correcteur devra garder à l'esprit que les calculs formels peuvent avoir été faits automatiquement. Il pourra ainsi privilégier d'autant plus les aspects liés à la clarté du raisonnement, sans oublier de récompenser également et à leur juste valeur, une bonne maîtrise du logiciel, tout aussi bien qu'une bonne aptitude au calcul formel manuel.

### 1.4.5 Bilan

Le but de notre expérience était de gommer l'aridité mathématiques liées aux concepts de la théorie ondulatoire de l'électromagnétisme. Nous y sommes partiellement arrivés. En effet, bien que nous ayons atténué les difficultés liées aux calculs *à la main*, nous les avons, malgré nos efforts, partiellement remplacées par des difficultés liées à l'utilisation d'un logiciel de calcul formel.

Il apparaît donc clairement que ces difficultés sont dues au fait que le calcul formel n'est pas encore *entré dans les mœurs*, que ce soit au niveau des classes dites préparatoires, qu'au niveau des écoles d'ingénieurs en général, le campus de Metz de Supélec y compris. En effet, il est concevable que les logiciels de calcul formel soient utilisés comme *super calculette* dans bien d'autres domaines que l'électromagnétisme.

La solution apparaît donc d'elle même : les étudiants doivent être sensibilisés au plus tôt à cet outil, de façon à ce qu'ils l'utilisent à bon escient dans toutes les disciplines pour lesquelles il peut apporter un allègement des difficultés calculatoires.

Nous pensons donc que les outils automatiques de calcul formel sont bien la calculette de l'avenir. Pour preuve, nous pourrions citer quelques *vraies* calculettes qui intègrent d'ores et déjà des modules élémentaires de calcul formel. Cependant, cet outil n'est pas encore d'une utilisation courante. C'est donc le cursus étudiant dans son ensemble qui devrait donc tenir compte de cet outil intéressant qui ne demande qu'à devenir indispensable<sup>26</sup>.

### 1.4.6 Extension de l'expérience

La suite naturelle de l'expérience consiste en l'extension des moyens techniques mis à disposition des étudiants et des enseignants dans tous les cadres du cours. Nous avons ainsi mis en place une présentation du cours entièrement réalisée par vidéoprojection, à laquelle restent néanmoins

<sup>25</sup>On pourrait ici argumenter que la rédaction pourrait se faire sous un logiciel de traitement de texte plus connu. Ce serait négliger les problèmes liés à la compatibilité entre logiciels de concepteurs différents.

<sup>26</sup>Bien que cela ne soit pas l'objet ici, il nous semble intéressant d'ouvrir un débat : Mathematica et Maple sont des logiciels commerciaux alors que MuPad est un logiciel libre. Si le calcul formel est appelé à devenir indispensable à tout un chacun, l'un des trois logiciels cités prendra peut être le pas sur les autres... à moins qu'un format d'échange tel que MathML ne soit consensuellement adopté

associés le tableau et la craie, partenaires indispensables d'une réelle interactivité humaine du cours.

Nous avons ainsi pu mettre en place un serveur W3 interne rassemblant l'ensemble des documents présentés ou utilisés pour le cours, tels les diapositives projetées, les textes de Travaux Dirigés ou des pointeurs vers d'autres ressources. Nous envisageons maintenant la distribution de ce site sous forme de CD, qui viendrait en complément du photocopié traditionnel.

*J'observais le mouvement d'un bateau que deux chevaux tiraient rapidement dans un canal étroit, lorsque ce bateau vient à s'arrêter tout à coup; mais il n'en fut pas de même pour la masse d'eau qu'il avait mise en mouvement dans le canal; elle s'accumula autour de la proue dans un état de violente agitation, puis, laissant tout à coup le bateau en arrière, se mit à cheminer en avant avec une grande vitesse sous la forme d'une seule grande ondulation, dont la surface était arrondie, lisse et parfaitement déterminée. Cette onde continua sa marche dans le canal sans que sa forme et sa vitesse parussent s'altérer en rien. Je la suivis à cheval et la retrouvai cheminant encore avec une vitesse de 8 à 9 miles à l'heure et conservant sa figure initiale (environ 300 pieds de longueur sur 1 pied à 1 pied  $\frac{1}{2}$  de hauteur). La hauteur de l'onde diminuait graduellement, et après l'avoir suivie pendant un mille ou deux, je la perdis dans les sinuosités du canal. Ainsi, le mois d'août 1834 ai-je eu la chance de ma première rencontre avec ce phénomène étrange et beau [38].*

Scott Russel

# 2

## Réalité de l'auto-focalisation photoréfractive

### Sommaire

---

<b>2.1</b>	<b>Auto-focalisation et solitons</b> . . . . .	<b>41</b>
2.1.1	L'effet soliton . . . . .	41
2.1.2	Quelques applications . . . . .	43
2.1.3	Solitons spatiaux Kerr . . . . .	45
2.1.4	Solitons spatiaux photoréfractifs . . . . .	46
<b>2.2</b>	<b>Faisabilité théorique</b> . . . . .	<b>47</b>
2.2.1	Fondements de la photoréfractivité . . . . .	47
2.2.2	Détermination du champ de charge d'espace . . . . .	48
2.2.3	Equation de propagation générale . . . . .	50
2.2.4	Propagation sous forme de soliton spatial . . . . .	53
2.2.5	Beam Propagation Method . . . . .	55
<b>2.3</b>	<b>Validations expérimentales</b> . . . . .	<b>57</b>
2.3.1	Montage expérimental . . . . .	57
2.3.2	Mesures réalisées . . . . .	58
2.3.3	Validation du modèle . . . . .	58
<b>2.4</b>	<b>Petite bibliographie sur les solitons photoréfractifs</b> . . . . .	<b>61</b>
2.4.1	Interactions et guides induits . . . . .	61
2.4.2	Instabilités de l'auto-focalisation : la filamentation et l'effet gyrotoire . . . . .	62
2.4.3	Autres faisceaux : cohérence, longueur d'onde. . . . .	63
<b>2.5</b>	<b>Post Scriptum</b> . . . . .	<b>63</b>

---



*Le travail qui sera présenté au cours de ce chapitre a en grande partie été réalisé au cours de ma propre thèse. Je tiens ici à remercier chaleureusement Godefroy Kugel, qui a non seulement encadré mon travail de thèse mais qui m'a également apporté une aide précieuse pour l'ensemble des travaux qui sont présentés dans cet ouvrage. Merci Godefroy pour ton aide et ton soutien. Je ne peux non plus oublier Jean Maufoy, sans qui rien de tout cela n'aurait eu lieu : il a su donner l'impulsion originelle à l'ensemble de ces travaux.*



Ce chapitre sera consacré aux travaux qui ont été développés au cours de ma thèse et à certains approfondissements qui leur sont directement liés. Nous commencerons par exposer les motivations initiales qui nous ont amenés à débiter nos travaux sur l'auto-focalisation dans les matériaux photoréfractifs. Cela passera par une introduction à la propagation *soliton* dans les milieux non linéaires. Nous aborderons ensuite la notion de *soliton spatial*. Nos travaux spécifiques seront alors développés. Après une brève présentation de l'effet photoréfractif, nous étudierons les mécanismes d'obtention du phénomène d'auto-focalisation dans les matériaux photoréfractifs, prélude indispensable à la prévision et à l'observation de solitons spatiaux photoréfractifs. Une approche théorique fondée sur un modèle simple de l'effet photoréfractif sera développée et des validations expérimentales seront proposées.

## 2.1 Auto-focalisation : intérêt et état de l'art en 1994

### 2.1.1 L'effet soliton

La première manifestation physique observée de l'effet soliton est donnée en citation introductive de ce chapitre. Scott Russel a ainsi observé, en 1865, la formation d'une onde solitaire hydrodynamique dans un canal de navigation étroit. Il a fallu attendre 30 ans pour qu'en 1895, deux scientifiques néerlandais, Korteweg et de Vries, partant des équations de la mécanique des fluides, et négligeant au deuxième ordre la profondeur du canal devant la longueur d'onde, établissent que la surface de l'eau du canal devait obéir à l'équation suivante :

$$\frac{\partial u}{\partial t} + \frac{\partial u}{\partial x} + 12u \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial^3 u}{\partial x^3} = 0, \quad (2.1)$$

où  $u$ ,  $x$  et  $t$  désignent respectivement la hauteur de l'eau, le temps et l'espace, tous normalisés de telle façon que la vitesse caractéristique soit normalisée à l'unité. Cette équation admet des solutions de la forme de l'expression 2.2, et ce pour toutes les valeurs des paramètres  $a$  et  $d$ .

$$u_a(t, x) = \frac{a^2}{\cosh^2(ax - a(a + a^3)t + ad)} \quad (2.2)$$

Les ondes décrites par cette expression sont spatialement localisées et présentent quelques différences fondamentales par rapport aux ondes progressives linéaires. Dans le cas décrit par l'équation 2.1,

la vitesse d'une onde d'amplitude  $a$  est  $1 + a^2$ . La vitesse de propagation d'une telle impulsion non linéaire dépend donc de son amplitude. Notons au passage que cette vitesse est supérieure à la vitesse caractéristique 1. Ces ondes non linéaires ont été baptisées, au début des années 1960, *solitons*.

Les solitons décrits par l'équation 2.1 page précédente présentent tout de même quelques similitudes avec les ondes progressives linéaires. Par exemple, deux solitons d'amplitudes différentes, et donc de vitesses différentes, peuvent se *traverser* sans déformation. Cette interaction donne toutefois lieu à une accélération transitoire du plus rapide des deux et une décélération transitoire du plus lent. Le lecteur intéressé par une analyse plus détaillée de la théorie générale des solitons pourra utilement se reporter à la référence [39].

### Solitons temporels dans les fibres optiques

Les canaux de navigation et l'équation de Korteweg et de Vries (2.1) ne sont pas les seuls à autoriser la propagation d'ondes solitaires. En 1973, Hasegawa et Tappert [40] ont montré théoriquement la propriété qu'ont les fibres optiques de permettre une propagation non linéaire de type *soliton*. La non linéarité mise en jeu est ici l'effet Kerr qui est un effet non linéaire d'ordre 3 et qui introduit donc, pour simplifier, une variation d'indice directement proportionnelle à l'intensité lumineuse locale. Ce type de propagation a été mis en évidence expérimentalement 7 ans plus tard, en 1980, par Mollenauer *et.al.* [41].

Les avantages de la propagation de type soliton par rapport à la propagation classique subissant la dispersion chromatique sont considérables. En effet, cette dernière provoque l'élargissement des impulsions se propageant de manière classique, alors que les solitons restent confinés spatialement. Cette propriété permet d'augmenter de manière importante le débit d'information dans la fibre. Ces techniques sont d'ailleurs déjà utilisées commercialement [42].

D'après G.P.Agrawal [43], la propagation non linéaire dans les fibres optiques est obtenue par l'équation 2.3.

$$i \frac{\partial q}{\partial Z} + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 q}{\partial T^2} + |q|^2 q = i\epsilon \left( \beta_1 \frac{\partial q^3}{\partial T^3} + \beta_2 \frac{\partial}{\partial T} (|q|^2 q) + i\sigma_R q \frac{\partial}{\partial T} |q|^2 \right) - i\Gamma q + O(\epsilon^2) \quad (2.3)$$

$q$ ,  $Z$  et  $T$  sont respectivement l'amplitude du champ électrique de l'onde, la distance de propagation et le temps, tous normalisés.  $\beta_1$  et  $\beta_2$  représentent respectivement la dispersion linéaire d'ordre 3 et la dispersion non linéaire issue de la dépendance des coefficients Kerr par rapport à la longueur d'onde.  $\sigma_R$  et  $\Gamma$  représentent respectivement le gain d'auto-effet Raman et les pertes dans la fibre. Le cas idéal étudié par G.P.Agrawal correspond au cas où le terme de droite de l'équation 2.3 est nul. En effet, ce terme est traité comme une perturbation du cas idéal représenté par l'équation 2.4.

$$i \frac{\partial q}{\partial Z} + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 q}{\partial T^2} + |q|^2 q = 0 \quad (2.4)$$

Cette équation est une équation non linéaire de Schrödinger dont les solutions *solitons* sont bien connues [43]<sup>1</sup> et sont données par la formule 2.5 page ci-contre, et ce pour toute valeur des paramètres  $\eta$ ,  $\kappa$ ,  $\theta_0$  et  $\sigma_0$ , l'amplitude, la vitesse, la position et la phase initiales de l'impulsion.

<sup>1</sup>On remarquera ici que l'équation de Korteweg et de Vries 2.1 page précédente n'est pas la seule à admettre des solutions solitons.

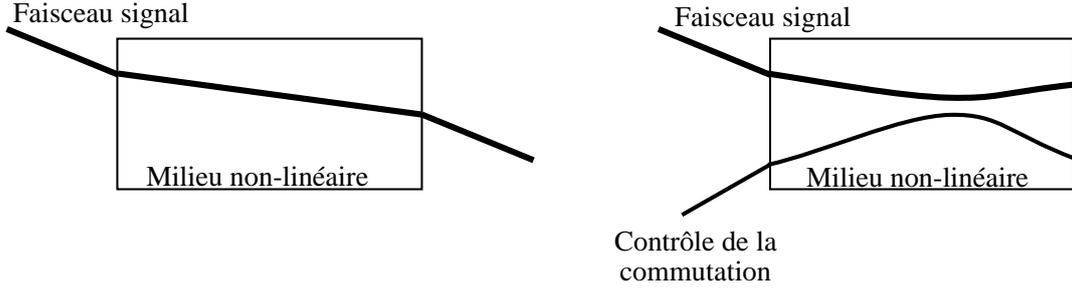


FIG. 2.1 – Principe du routage tout optique à l’aide de solitons spatiaux. A gauche, un faisceau soliton se propageant seul dans un milieu non linéaire. A droite, le point de sortie du faisceau est modifié par la présence d’un autre soliton. Du fait de leur interaction répulsive, ils *rebondissent* l’un sur l’autre.

$$q(T, Z) = \eta \operatorname{sech}[\eta(T + \kappa Z - \theta_0)] \exp\left[-i\kappa T + \frac{1}{2}(\eta^2 - \kappa^2)Z + i\sigma_0\right] \quad (2.5)$$

Le lecteur attentif de la référence [43] notera que la solution donnée par la relation 2.5 n’est pas la seule et unique solution. La méthode dénommée *Inverse Scattering* permet de trouver d’autres solutions confinées spatialement mais non invariantes avec la propagation : elles sont au contraire périodiques. Ce sont des *solitons d’ordres supérieurs*.

### Solitons spatiaux

Si nous avons pris le soin d’explicitier la notion de soliton et ses avatars en optique, c’est parce que nos travaux ont pu conduire à la formation de *solitons spatiaux*. Les solitons spatiaux sont des faisceaux auto-confinés *spatialement*. Si on leur donne cette dénomination, c’est que, comme nous allons le voir, l’équation qui gère leur propagation est similaire dans certains cas à l’équation non linéaire de Schrödinger 2.4 page ci-contre, mis à part le fait que la variable temporelle est remplacée par une variable spatiale transversale.

Ces états confinés de propagation présentent un intérêt tout à fait remarquable de par les nombreuses applications qu’ils peuvent susciter. Dans les lignes qui vont suivre, nous essaierons de dénombrer quelques applications des *solitons spatiaux*, qui ont motivé nos études de ce phénomène dans les matériaux photoréfractifs. Nous aborderons brièvement les mécanismes de formation des solitons spatiaux dans les milieux Kerr. Puis nous enchaînerons sur nos travaux spécifiques : l’obtention des solitons spatiaux dans les matériaux photoréfractifs.

### 2.1.2 Quelques applications

#### Routage tout optique

La première classe d’application des états confinés de propagation que sont les solitons spatiaux concerne la particularité que ces quasi-particules ont de pouvoir interagir entre elles de manière similaire aux particules matérielles [44].

Grâce à cette propriété, il devient possible de réaliser des dispositifs de routage tout optique basés sur des solitons spatiaux [45–47], comme représenté sur la figure 2.1. Dans ce dispositif, la

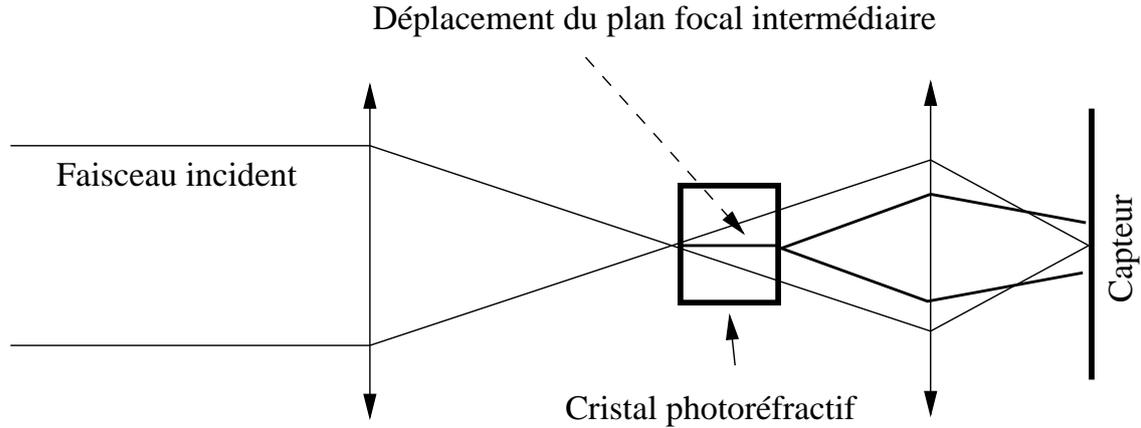


FIG. 2.2 – Principe de la limitation optique par auto-focalisation. Si l'on place un milieu non linéaire dans le Plan Focal Intermédiaire d'un système optique de visualisation, les faisceaux en dessous du seuil d'auto-focalisation se propagent linéairement et sont focalisés sur le détecteur afin de former une image, alors que les faisceaux au-dessus du seuil sont auto-focalisés dans le milieu non linéaire. Pour ces derniers, la mise au point du système est mise à mal et le faisceau n'est plus focalisé sur le détecteur. Ce dernier est ainsi protégé.

vitesse de commutation dépend du temps de formation des solitons spatiaux, alors que le débit de communication à travers le dispositif commuté ne dépend lui que de la dispersion chromatique dans le milieu non linéaire.

Afin d'améliorer également le débit à travers le dispositif, on peut envisager la réalisation d'un dispositif de commutation tout optique utilisant des impulsions ultracourtes et réalisant ainsi des solitons spatiaux auto-confinés également dans la direction de propagation : des solitons spatiaux se propageant sous forme de soliton temporel ; une bulle optique, comme l'ont suggéré K.Wagner *et.al.* [48, 49].

### Limitation optique

Une autre application intéressante de l'auto-focalisation et des solitons spatiaux est la limitation optique par réfraction non linéaire. Ainsi que représenté par la figure 2.2, un milieu non linéaire conduisant à l'auto-focalisation et aux solitons spatiaux, placé au plan focal intermédiaire d'un système optique de visualisation, permet de protéger le détecteur contre les agressions à l'aide de faisceaux intenses tels que des lasers.

Ainsi que nous le verrons au chapitre 3, cette application a bénéficié, dans notre laboratoire, d'une étude de faisabilité complète et fait maintenant l'objet d'approfondissements théoriques et expérimentaux qui seront développés aux chapitres 5 et 4.

### Amélioration du rendement des processus d'ordre 3

Ainsi que nous l'avons suggéré [50], les phénomènes d'auto-focalisation et de solitons spatiaux, de par l'auto-confinement de l'énergie qu'ils permettent, sont à même d'améliorer le rendement des processus d'ordre 3 tels que l'amplification paramétrique et surtout la Génération de Seconde Harmonique (SHG) [51].

Non seulement le rendement de ces processus peut être amélioré, mais certaines difficultés liées à la biréfringence nécessaire des milieux non linéaires employés peuvent être amoindries [52]. Ainsi, grâce au guide auto-induit dans le matériau, le *walk-off*<sup>2</sup>, qui réduit l'efficacité de conversion dans le processus de SHG, est réduit, de même que la criticité de l'accord de phase.

Le lecteur attentif aura déjà remarqué que les solitons spatiaux peuvent également être le fait de processus d'ordre 3, ainsi que nous le détaillerons dans les lignes qui suivent. C'est pourquoi, pour pouvoir accéder aux propriétés évoquées ci-dessus il faut, soit que les conditions d'obtention des solitons spatiaux et des processus d'ordre 3 désirés soient les mêmes, soit que les solitons spatiaux soient obtenus par d'autres procédés, tels que la photoréfractivité. Cette dernière technique est l'objet du présent ouvrage.

Nous n'avons pas ici la prétention de présenter de manière exhaustive toutes les applications potentielles des solitons spatiaux et du phénomène d'auto-focalisation en général. D'ailleurs, pour être tout à fait honnête, la dernière application décrite ci-dessus a été suggérée par D.Rytz<sup>3</sup> lors de ma propre soutenance de thèse et donc bien après le début de nos travaux.

### 2.1.3 Solitons spatiaux Kerr

La réalisation de faisceaux auto-confinés ou auto-focalisés passe par la création d'un guide d'onde local à l'endroit du faisceau, création qui doit être effectuée par le faisceau lui-même. L'effet Kerr, effet non linéaire lié à la susceptibilité d'ordre 3, présente justement cette propriété de faire varier l'indice de réfraction en fonction de l'intensité lumineuse incidente de manière quasi-instantanée.

Examinons brièvement, pour les néophytes, les mécanismes mis en jeu : le faisceau se propage dans un milieu matériel. Son champ électrique induit une polarisation  $\vec{P}$  du matériau. Le déplacement électrique  $\vec{D}$ , dont il est question dans les équations de Maxwell-Gauss et Maxwell-Ampère s'exprime, en fonction du champ électrique de l'onde, par une composante qui est le déplacement créé dans le vide,  $\epsilon_0 \vec{E}$ , auquel s'ajoute la polarisation du matériau  $\vec{P}$  :  $\vec{D} = \epsilon_0 \vec{E} + \vec{P}$ . Cette dernière peut s'exprimer, par un développement limité, en fonction des susceptibilités non linéaires  $\chi$  et du champ électrique de l'onde, en utilisant les conventions sur les sommations d'indices répétés d'Einstein [53] :

$$P_i = P_{0,i} + \epsilon_0 \left( \chi_{1,i} + \chi_{2,i}^j E_j + \chi_{3,i}^{jk} E_j E_k \right) E_i + o(E^3) \quad (2.6)$$

$P_{0,i}$  est la polarisation spontanée. La susceptibilité linéaire,  $\chi_1$ , est à l'origine de la permittivité diélectrique  $\epsilon$  du matériau, supérieure à celle du vide  $\epsilon_0$ . Le terme entre parenthèses de l'équation 2.6 peut alors s'interpréter comme une perturbation de la susceptibilité linéaire induite par le champ électrique de l'onde électromagnétique<sup>4</sup>. La susceptibilité d'ordre 2,  $\chi_2$ , est donc res-

<sup>2</sup>Le *walk-off*, littéralement *déviaton*, est lié à la différence de l'angle de réfraction du faisceau fondamental et de son harmonique, du fait des différents indices vus par chacun. Il induit, après une certaine distance de propagation, une séparation des faisceaux, originellement superposés, réduisant puis annulant l'efficacité de conversion de la SHG.

<sup>3</sup>Daniel Rytz est directeur de la société F.E.E. à Idar Oberstein, Allemagne. F.E.E. est une société spécialisée dans la croissance de cristaux non linéaires pour l'optique. C'est sur des cristaux de très bonne qualité réalisés à F.E.E. que nous avons conduit la majeure partie de nos études.

<sup>4</sup>Rappelons que, dans le cas fréquent ou la permittivité magnétique du matériau est égale à celle du vide, une modification de la susceptibilité linéaire  $\chi_1$  est équivalente à une modification de l'indice de réfraction  $n$  par la formule suivante :  $n = \sqrt{\epsilon_r} = \sqrt{1 + \chi_1}$ .

ponsable de l'effet électro-optique linéaire, ou effet Pockels. Dans le cas où le seul champ électrique présent est celui de l'onde électromagnétique, alors cet effet est de valeur moyenne nulle. La susceptibilité d'ordre 3,  $\chi_3$ , est à l'origine de l'effet Kerr, ou effet électro-optique quadratique. Dans le cas où le seul champ électrique présent est celui de l'onde, l'équation 2.6 page précédente montre clairement que l'effet Kerr peut être interprété comme une variation d'indice fonction de l'intensité du faisceau incident, figurée par le carré du champ.

A.Barthélémy *et.al.* ont montré [14] que l'effet Kerr pouvait être à l'origine de l'autoconfinement de faisceaux lasers et de leur propagation sous la forme d'un soliton spatial. La même équipe a par ailleurs établi la faisabilité de dispositifs de routage tout optique s'appuyant sur des interactions de solitons spatiaux [54]. Ils ont pu déterminer que le raisonnement intuitif que nous avons mené ci-dessus est correct tant que l'on s'en tient à des faisceaux *ruban* qui ne diffractent que dans une dimension : dans ce cas, l'équation qui régit la propagation de ces faisceaux est une équation non linéaire de Schrödinger du type de l'équation 2.4 page 42 et admet donc des solutions du type de 2.5 page 43. Dans le cas de faisceaux bi-dimensionnels, la théorie et l'expérience prouvent que les phénomènes d'auto-focalisation sont instables et conduisent à de multiples foyers d'auto-focalisation formant des *filaments*, chacun pouvant être auto-focalisé. Cette instabilité peut toutefois être atténuée en utilisant les diverses saturations de l'effet Kerr [55]. Des précisions sur ces phénomènes pourront être trouvées entre autres dans les références [56, 57].

L'inconvénient majeur de ce type de soliton provient de la non linéarité d'ordre 3 qu'il exploite. En effet, cette non linéarité est intrinsèquement faible et des éclaircissements de l'ordre du  $\text{GW}/\text{cm}^2$  [14] sont nécessaires. La majeure partie de la suite de cet ouvrage sera consacrée à l'exploitation d'une non linéarité d'ordre inférieur : celle qui est liée au  $\chi_2$  de l'équation 2.6 page précédente. Nous avons vu que cette non linéarité n'était pas exploitable si le seul champ électrique présent était le champ de l'onde incidente. En conséquence, il faut trouver le moyen de créer un champ extérieur à l'onde elle-même. Ce moyen sera trouvé par l'intermédiaire du phénomène dit de *photoréfractivité*.

#### 2.1.4 Solitons spatiaux photoréfractifs : état de l'art en 1994

Ainsi qu'il sera détaillé dans les paragraphes ci-après, l'effet photoréfractif est fondé sur la création, par déplacement et piégeage de charges, d'un champ interne au matériau, appelé *champ de charge d'espace*. Par l'intermédiaire de l'effet électro-optique linéaire, ce champ crée une modulation d'indice qui agit en retour sur le faisceau lui-même.

Les mécanismes qui gèrent cet effet sont beaucoup plus compliqués que l'effet Kerr qui est un effet purement local. C'est pourquoi la possibilité même d'obtenir des phénomènes d'auto-focalisation de faisceau à l'intérieur de matériaux photoréfractifs n'est pas évidente *a priori*. Il faut pour cela que l'effet photoréfractif puisse être rendu *quasiment* local.

Si nous avons débuté nos travaux sur le sujet, c'est parce qu'il existait, dans la littérature, quelques indices suggérant que l'effet photoréfractif pouvait permettre l'auto-focalisation de faisceaux lasers. M.Segev *et.al.* avaient publié une étude théorique trouvant ses fondements dans une décomposition d'un faisceau unique fin en une somme infinie d'ondes planes, et exprimant la somme des couplages deux-ondes entre chaque couple de composantes [10, 15]. Bien que cette approche ait été par la suite remise en question, notamment par nos travaux, elle jeta les fondements théoriques

de l'auto-focalisation photoréfractive. Ces résultats théoriques avaient par ailleurs été confirmés expérimentalement par deux équipes indépendantes [17, 20].

Partant de ces bases, nous avons développé notre activité de recherche, autant dans le domaine de la modélisation que de sa validation expérimentale, en nous attachant tout particulièrement aux comportements temporels, domaine encore maintenant particulièrement délaissé par la littérature.

## 2.2 Faisabilité théorique

Nous allons maintenant développer notre approche particulière de la photoréfractivité et montrer comment, dans le cadre d'approximations impliquant des variations temporelles lentes—qui seront précisées ultérieurement— l'effet photoréfractif est à même de permettre la propagation de faisceaux auto-focalisés, voire de solitons spatiaux.

### 2.2.1 Fondements de la photoréfractivité

Les modèles de l'effet photoréfractif sont aussi nombreux que les matériaux qui présentent cet effet. En effet, selon le matériau que l'on considère —organique ou non, dopé ou non— les phénomènes permettant de créer un champ électrique à partir d'une illumination sont nombreux. Toutefois, un certain nombre d'ouvrages de référence, tels que ceux de P.Günter et J.P.Huignard [6–8], de P.Yeh [5] ou M.P.Petrov *et.al.* [9], développent des modèles qui, bien que légèrement différents, font tous appel aux travaux initiaux de N.V.Kukhtarev *et.al.* [12, 13]. Nous ne nous attarderons pas sur les différences entre les modèles présentés par les différents ouvrages référencés ici car notre propos est de proposer notre propre approche de la photoréfractivité, toutefois toujours fondée sur les travaux de N.V.Kukhtarev *et.al.*

Comme nous l'avons vu page 25, l'effet photoréfractif résulte de la modulation locale de l'indice de réfraction par un champ électrique local, via l'effet électro-optique linéaire, ou effet Pockels. Ce champ électrique, appelé *champ de charge d'espace*, est lui-même créé par le déplacement puis le piégeage des photo-porteurs excités par le faisceau incident. Ce déplacement s'effectue sous l'influence de trois phénomènes prépondérants. Le premier est la diffusion naturelle des porteurs excités, issu du mouvement Brownien. Le deuxième est l'effet *photovoltaïque*, présent, à des degrés divers, dans certains matériaux comme par exemple le niobate de lithium  $\text{LiNbO}_3$ . Il consiste en l'excitation des porteurs dans une direction privilégiée, ce qui a pour effet de créer un photocourant local. Ainsi, si le matériau est placé en circuit ouvert, l'on verra apparaître une tension à ses bornes. Dans les matériaux ferroélectriques, comme  $\text{LiNbO}_3$ , l'axe de polarisation spontanée  $\vec{c}$  est l'axe suivant lequel l'effet photovoltaïque est prépondérant. La troisième et dernière cause de migration des photo-porteurs est leur entraînement dans un champ électrique éventuellement appliqué.

Nous avons cité ci-dessus les trois mécanismes les plus importants et généralement pris en compte pour l'étude de la photoréfractivité. Il faut cependant garder à l'esprit que d'autres phénomènes, connus ou non, peuvent également participer à la formation du champ électrique. Par exemple, certains cristaux comme  $\text{Bi}_2\text{TeO}_5$  voire  $\text{LiNbO}_3$  contiennent des ions plus ou moins mobiles. Ces ions peuvent être entraînés par le champ électrique local créé et ainsi contribuer à le masquer ou tout au moins à en modifier la répartition spatiale. Dans  $\text{Bi}_2\text{TeO}_5$ , ce phénomène est même un fixateur du réseau photoréfractif car, après disparition de l'illumination, les ions déplacés

recopient le réseau de champ de charge d'espace et créent donc un réseau de densité superposé, qui à son tour induit une modulation d'indice...

En dehors de l'identification de la façon dont la modulation d'indice est créée, l'une des plus grandes difficultés dans la modélisation précise de l'effet photoréfractif est la détermination du type de porteurs —électrons, trous, ions...— et de leur profondeur dans la bande interdite. Notons par exemple qu'à l'évidence, un cristal dopé disposera de porteurs d'espèces différentes de celles du cristal non dopé. Ils se situeront à des niveaux différents dans la bande interdite et influenceront sur le comportement du matériau en ce qui concerne l'effet photoréfractif. L'équipe du professeur Krätzig de l'université d'Osnabrück est passée maître notamment dans ce domaine [58].

En ce qui nous concerne, notre ambition n'est pas d'affiner les modèles classiques de la photoréfractivité, mais bien plus de développer notre propre approche. En effet, ainsi que nous l'avons présenté page 26, nous ne simplifierons pas la modélisation de l'effet photoréfractif par une linéarisation qui permettrait de simplifier la prise en compte d'un grand nombre de phénomènes physiques. Nous procéderons plutôt par une simplification maximum de la physique —un seul niveau de porteurs par exemple—, en évitant toute tentative de linéarisation. Ceci se veut bien entendu être une première étape avant la réintroduction de plus de complexité physique.

### 2.2.2 Détermination du champ de charge d'espace

Nous considérerons donc un modèle à un seul niveau de donneurs, en densité  $N_D$  et à un seul type de porteurs, des électrons<sup>5</sup>. La densité d'électrons libres sera notée  $n_e$ . Afin d'assurer la présence de donneurs ionisés susceptibles d'assurer la recombinaison des électrons et donc leur piégeage, nous introduirons des accepteurs en densité  $N_A$  dans la bande interdite, suffisamment profondément pour qu'ils ne participent pas à l'effet photoréfractif. Ces derniers s'ionisent en ionisant les donneurs. A l'équilibre, la densité de donneurs ionisés  $N_D^+$  est donc approximativement égale à la densité d'accepteurs introduite.

Nous pouvons donc maintenant exprimer le taux de variation de la densité de donneurs ionisés à un endroit donné en fonction de l'éclairement incident<sup>6</sup>. Celui-ci comprend de la composante liée à l'excitation thermique de donneurs potentiels. Notons  $\beta$  le taux correspondant à cette excitation *spontanée*. La deuxième composante, la plus importante *a priori*, est liée à l'effet photoélectrique, *via* la section efficace de photoexcitation<sup>7</sup>  $s$  : le taux de génération est donc  $sI$ . Par ailleurs, les

<sup>5</sup>Notons au passage que les porteurs pourraient aussi bien être des trous dans l'analyse qui va suivre, seule la mobilité peut changer, ainsi que le sens de l'effet photovoltaïque.

<sup>6</sup>Il nous faut ici lever une ambiguïté que l'on retrouve souvent en comparant des ouvrages traitant de l'effet photoélectrique —dont il est question ici— et des ouvrages traitant d'électromagnétisme. Nous appelons ici  $I$  l'éclairement incident. Quand nous y ferons référence de manière quantitative, nous le revêtrons d'une unité homogène à des  $W/m^2$ . Dans ce cas, l'éclairement  $I$  est une densité de puissance. Sa définition correspond donc au flux du vecteur de Poynting associé à l'onde incidente à travers une unité de surface. Le vecteur de Poynting est quant à lui donné par la formule  $\vec{S} = \vec{E} \wedge \vec{\mathcal{H}}$ , où  $\vec{\mathcal{H}}$  est le champ magnétique de l'onde incidente. Dans le cas d'une onde plane,  $\vec{E}$  et  $\vec{\mathcal{H}}$  sont orthogonaux entre eux et à la direction de propagation et  $|\vec{E}| = \eta|\vec{\mathcal{H}}|$ , où  $\eta = \sqrt{\mu/\epsilon}$  est l'impédance de l'onde dans le milieu —considéré linéaire— de propagation. On peut donc conclure que  $I = \frac{1}{\eta}|\vec{E}|^2$ . Toutefois, dans la suite de ce manuscrit et dans une grande partie de la littérature consacrée à l'optique et à l'effet photoélectrique, l'éclairement  $I$  est identifié au carré  $|\vec{E}|^2$  du champ électrique, l'impédance  $\eta$  étant omise. Ce raccourci est bien entendu incorrect, comme nous venons de le voir, l'homogénéité des formules étant même compromise. Il a toutefois le mérite de simplifier les expressions et de les garder quantitativement correctes tant que des relations quantitatives ne sont pas tentées entre l'éclairement  $I$  et le champ  $\vec{E}$ . Nous garderons donc cette simplification dans les formules et considérerons pourtant  $I$  comme une grandeur homogène à un éclairement. La sagacité du lecteur pourra s'exercer pour vérifier que ces abus de notations n'induisent pas d'erreurs de raisonnement, dans cet ouvrage comme dans beaucoup d'autres.

<sup>7</sup>La section efficace de photoexcitation est dénommée ainsi car elle est homogène à des  $m^2/J$ , ainsi que le lecteur

porteurs ainsi excités se recombinaient avec les donneurs ionisés avec le taux de recombinaison  $\xi$ . L'ensemble de ces processus est résumé par l'équation 2.7

$$\frac{\partial}{\partial t} N_D^+ = (\beta + sI) (N_D - N_D^+) - \xi n_e N_D^+. \quad (2.7)$$

Si maintenant nous exprimons la densité de courant  $\vec{J}$ , nous arriverons à une description quasiment complète de l'effet photoréfractif, toujours dans le cadre de notre modèle simple. La première composante est liée à la diffusion naturelle, elle est égale au produit de la température  $T$ , de la constante de Boltzmann  $\kappa_B$ , de la mobilité  $\mu$  des électrons libres et du gradient de leur concentration. La deuxième est l'effet photovoltaïque, décrit par le tenseur  $\widehat{\beta}_{ph}$ . Nous ferons cependant ici une approximation concernant ce dernier. En effet, l'effet photovoltaïque est, dans les matériaux ferroélectriques, prépondérant suivant l'axe ferroélectrique  $\vec{c}$ , nous assimilerons donc le tenseur photovoltaïque  $\widehat{\beta}_{ph}$  à sa composante  $\beta_{ph}$  suivant l'axe  $\vec{c}$ . La dernière composante est liée à l'entraînement par le champ électrique local  $\vec{E}$ , dans laquelle interviennent la mobilité des électrons  $\mu$  et leur charge  $e$ . Tout ceci est résumé par l'équation 2.8.

$$\vec{J} = e\mu n_e \vec{E} + \mu \kappa_B T \overrightarrow{\text{grad}}(n_e) + \beta_{ph} (N_D - N_D^+) I \vec{c} \quad (2.8)$$

Le modèle de Maxwell, et plus particulièrement les équations de Maxwell-Gauss  $\text{div}(\vec{D}) = \rho$  et de continuité<sup>8</sup>  $\frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div}(\vec{J}) = 0$ , fournit le complément aux équations 2.7 et 2.8, sachant que  $\rho = e(N_D^+ - N_A - n_e)$ . Le modèle qui en résulte permet théoriquement de décrire le comportement d'un matériau photoréfractif à un seul niveau de donneurs lorsqu'il est soumis à une illumination donnée. C'est le modèle originellement développé par N.V.Kukhtarev *et al.* [12, 13].

A partir de ce modèle, nous allons déterminer le comportement du champ de charge électrique interne  $\vec{E}$ . Nous appellerons ce champ le *champ de charge d'espace*, bien que cela puisse aller à l'encontre des habitudes de certains, accoutumés aux modèles où la linéarisation de l'effet photoréfractif joue un rôle prépondérant<sup>9</sup>. La première approximation concerne le nombre de dimensions du modèle. Nous ne garderons qu'une des trois dimensions décrites par l'équation 2.8, dans la direction de l'axe  $\vec{c}$ .

La deuxième approximation concerne le comportement temporel de l'équation 2.7 par comparaison avec la vitesse d'établissement des densités de courant décrites par l'équation de continuité et l'équation 2.8. Elle a notamment été utilisée par A.A.Zozulya et D.Z.Anderson [59, 60] et nous a été suggérée par eux. Elle consiste à faire l'hypothèse que la constante de temps caractéristique de l'équation 2.7 décrivant la photo-excitation des porteurs  $1/\xi n_e$  est beaucoup plus petite que le temps de relaxation diélectrique  $\epsilon/e\mu n_e$ , constante de temps géant l'établissement de la densité de courant, soit la formation d'un réseau photoréfractif. Au cours de ce chapitre,

pourra le vérifier dans l'équation 2.7.

<sup>8</sup>Rappelons ici simplement que l'équation de continuité n'est qu'une conséquence de la conservativité du flux magnétique  $\text{div}(\vec{B}) = 0$ , si l'on tient compte des équations de Maxwell-Gauss  $\text{div}(\vec{D}) = \rho$  et Maxwell-Ampère  $\overrightarrow{\text{rot}}(\vec{H}) = \vec{J} + \partial \vec{D} / \partial t$ .

<sup>9</sup>En effet, l'habitude veut que l'on distingue les deux composantes du champ électrique local qui sont, d'une part celle due au champ éventuellement appliqué et d'autre part celle due à l'effet photoréfractif. Seule cette dernière est appelée le *champ de charge d'espace*. Cette analyse est analogue à ce que l'on peut faire en électronique lorsqu'on distingue le régime de polarisation statique et le régime dit *petits signaux* qui est en fait une linéarisation des caractéristiques des composants autour de leur point de fonctionnement. Dans le cas notre analyse, nous ne pouvons pas séparer ces deux composantes car nous avons exclu *a priori* toute linéarisation. Par conséquent, nous appellerons *champ de charge d'espace* le champ local total dans le milieu de propagation.

nous considérerons donc l'équation 2.7 à son état stationnaire, en annulant la dérivée temporelle présente dans son membre de gauche. Nous appellerons cette approximation, *l'approximation de l'état quasi-stationnaire*. Ainsi que confirmé par P.Yeh [5], elle n'est pas restrictive car le rapport des deux constantes de temps est supérieur à 100 [11].

Les autres approximations nécessitent que l'éclairement incident ne soit pas trop important, pas plus que ses variations temporelles et spatiales. Nous allons supposer que la longueur de Debye  $\Lambda_D = 2\pi\sqrt{\kappa_B T \epsilon / e^2 N_A}$  est petite devant l'échelle de variation spatiale des phénomènes qui nous intéressent. Nous supposons également que la densité d'électrons libres n'est pas trop importante :  $n_e \ll N_A$ . Cette dernière approximation est d'ailleurs une implication de l'approximation de l'état quasi-stationnaire déjà faite ci-dessus. Nous supposons par ailleurs que l'éclairement incident est suffisamment peu intense :  $N_D s I \ll \xi N_A^2$ . Ainsi, en faisant encore quelques hypothèses, détaillées dans ma thèse [11], fondées sur les valeurs typiques des coefficients —notamment  $\beta_{ph}$ — données par la littérature, il est possible de dériver des équations 2.7 et 2.8 page précédente une équation liant l'éclairement généralisé  $\mathcal{J} = I + \beta/s$  et le champ de charge d'espace généralisé  $E_\tau = E + E_{ph}$  où  $E_{ph} = \beta_{ph} \xi N_A / e \mu s$ .

$$e\mu \frac{\partial (\mathcal{J} E_\tau)}{\partial x} + \kappa_B T \mu \frac{\partial^2 \mathcal{J}}{\partial x^2} + e \frac{I_0}{n_0} \frac{\partial^2 E_\tau}{\partial t \partial x} - e \frac{\partial \mathcal{J}}{\partial t} = 0 \quad (2.9)$$

L'éclairement généralisé  $\mathcal{J}$  est la somme de l'éclairement incident  $I$  et de l'intensité d'obscurité  $I_d = \beta/s$ . Cette dernière est qualifiée ainsi car elle est l'intensité qui génèrerait une excitation des porteurs équivalente à l'excitation thermique. Le champ électrique généralisé  $E_\tau$  est la somme du champ local total et du champ caractéristique de l'effet photovoltaïque  $E_{ph}$ . Si les variations temporelles de l'éclairement incident sont suffisamment faibles, alors l'équation différentielle 2.9 peut être résolue et  $E_\tau$  exprimé en fonction de  $\mathcal{J}$ , en tenant compte des conditions aux limites imposées par le fait que l'on considère le matériau comme très volumineux en regard des dimensions transversales du faisceau. Cela impose notamment que le champ électrique local tendra vers une valeur non perturbée par la présence du faisceau, celle du champ appliqué  $E_{ext}$ .

$$E_\tau = E_0(x, z) e^{-\frac{e\mu}{e} \frac{n_0}{I_0} \mathcal{J} t} + \left(1 - e^{-\frac{e\mu}{e} \frac{n_0}{I_0} \mathcal{J} t}\right) \left( (E_{ext} + E_{ph}) \frac{I_d}{\mathcal{J}} - \frac{\kappa_B T \mathcal{J}'}{e \mathcal{J}} \right) \quad (2.10)$$

Dans cette expression,  $n_0$  est la densité électronique générée à l'équilibre par un éclairement arbitraire  $I_0$  [59]. Leur rapport est donné par

$$\frac{n_0}{I_0} = \frac{s(N_D - N_A)}{\xi N_A}.$$

Par ailleurs, la mémoire de l'effet photoréfractif est prise en compte dans l'expression 2.10 par le terme  $E_0$  qui inclut l'état initial de ce champ dans le matériau. Puisqu'il est habillé d'une exponentielle décroissante, il aura tendance à disparaître avec le temps.

### 2.2.3 Equation de propagation générale

Nous avons entrepris d'étudier l'effet photoréfractif dans le but d'utiliser la non linéarité symbolisée par  $\chi_1$  dans l'équation 2.6 page 45. Cependant, l'équation 2.6 n'est pas la forme sous laquelle

on retrouve usuellement dans la littérature la description de l'effet électro-optique. Réécrivons-la sous la forme suivante :

$$\Delta\eta_j^i = \Delta\left(\frac{1}{n^2}\right)_j^i = r_j^{ik}E_k + s_j^{ikm}E_kE_m + o(E^2). \quad (2.11)$$

Le tenseur d'imperméabilité diélectrique  $\eta_j^i$  est défini comme l'inverse du tenseur de permittivité diélectrique de telle façon que  $\eta_j^i\epsilon_i^j = \epsilon_0$ . Ainsi, les tenseurs électro-optique et électro-optique quadratique, respectivement  $r_j^{ik}$  et  $s_j^{ikm}$  définissent l'effet Pockels et l'effet Kerr.

Si nous considérons que le champ de charge d'espace est scalaire, c'est à dire toujours orienté dans la même direction, et si nous considérons également la variation d'indice induite comme petite devant 1, ce qui est généralement le cas lorsqu'il s'agit de l'effet photoréfractif, alors nous pouvons simplifier l'expression de la variation d'indice exprimée par l'équation 2.11. Il est possible de l'exprimer simplement en fonction de l'indice de réfraction moyen  $n_0$  et du coefficient électro-optique effectif  $r_{eff}$ .

$$\delta n = -\frac{1}{2}n_0^3 r_{eff} E. \quad (2.12)$$

Le coefficient électro-optique effectif  $r_{eff}$  est la projection du tenseur électro-optique sur la direction du champ de charge d'espace  $E$ , ainsi lié linéairement à la variation d'indice  $\delta n$ . Pour pouvoir considérer également cette dernière comme scalaire, nous supposerons que le faisceau incident est polarisé rectilignement suivant un des axes optiques du cristal.

Pour décrire la propagation d'un faisceau laser dans un matériau photoréfractif dans les conditions d'approximation présentées ici, nous pouvons maintenant introduire l'équation 2.13 qui décrit le comportement du champ électrique  $\underline{\mathcal{E}}$  —dépouillé de sa dépendance temporelle— d'une onde électromagnétique de vecteur d'onde de module  $k$  dans les conditions d'approximation correspondant aux faisceaux gaussiens<sup>10</sup> et dans un milieu présentant une variation d'indice faible devant sa valeur moyenne. La propagation s'effectue suivant  $z$  et la diffraction est autorisée suivant  $x$ . [10, 15, 61].

$$\left(\frac{\partial}{\partial z} - \frac{i}{2k} \frac{\partial^2}{\partial x^2}\right) \underline{\mathcal{E}} = \frac{ik}{n} \delta n \underline{\mathcal{E}}. \quad (2.13)$$

En combinant les équations 2.10, 2.11 et 2.13, nous pouvons maintenant obtenir<sup>11</sup> l'équation de propagation 2.14 page suivante du champ<sup>12</sup> normalisé  $U = \underline{\mathcal{E}}/\sqrt{I_d}$ . Elle fait intervenir les dimensions  $X = x/x_0$  et  $Z = z/kx_0^2$  normalisées par rapport à une longueur arbitraire  $x_0$ . Le changement arbitraire de cette grandeur modifiera certes la solution de l'équation 2.14 mais ne

<sup>10</sup>Les faisceaux gaussiens, contrairement à ce que leur dénomination peut laisser croire, ne sont pas supposés gaussiens. La seule hypothèse qui est nécessaire à leur étude est une faible variation longitudinale vis-à-vis de sa variation transversale. La dénomination *gaussien* provient du fait qu'une des solutions fondamentales de ce problème est un faisceau de profil gaussien.

<sup>11</sup>Je me suis souvent demandé pourquoi l'équation 2.14 page suivante, dont la dérivation est conceptuellement simple —elle ne fait intervenir que des substitutions et quelques approximations— n'avait jamais été établie avant notre publication dans Physical Review E [21]. La réponse tient peut-être dans le fait que sa dérivation est techniquement difficile. Nous avons en fait utilisé un outil de calcul formel, tel ceux décrits à partir de la page 31. Leur non disponibilité sur des ordinateurs de bureau dans les années qui ont précédé nos travaux peut expliquer que ces calculs n'aient pas déjà été réalisés.

<sup>12</sup>Voir à ce sujet la note 6 page 48.

changera aucunement la signification de cette solution.

$$i \frac{\partial \mathbf{U}}{\partial Z} + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 \mathbf{U}}{\partial X^2} - \left[ 1 - \exp \left( -\frac{I_d (1 + |\mathbf{U}|^2) t}{\Sigma} \right) \right] \left( N^2 - D \frac{\partial |\mathbf{U}|^2}{\partial X} \right) \frac{\mathbf{U}}{1 + |\mathbf{U}|^2} - E_N(X, Z) \exp \left( -\frac{I_d (1 + |\mathbf{U}|^2) t}{\Sigma} \right) \mathbf{U} = 0 \quad (2.14)$$

Les grandeurs qui interviennent dans l'équation ci-dessus sont  $N^2$ ,  $D$  et  $\Sigma$ , respectivement donnés par les expressions 2.15 à 2.17.  $N^2$  est caractéristique de l'effet d'auto-focalisation. Il a été nommé ainsi d'après une analogie avec les travaux sur les solitons dans les fibres optiques [43]. Il rend compte des effets focalisants —ou défocalisants— du champ électrique appliqué et de l'effet photovoltaïque. Il faut cependant se méfier de cette analogie. Pour s'en convaincre, il suffit de se rendre compte du fait que l'on peut toujours prendre  $N = 1$ , dans la mesure où  $N$  est fonction de la longueur arbitraire qu'est  $x_0$ .

Une fois  $x_0$  judicieusement choisi, le paramètre  $D$  est caractéristique de l'effet de la diffusion naturelle des porteurs de charges, qui, elle, induit une dissymétrie du champ de charge d'espace<sup>13</sup>. Elle entraîne une déviation du faisceau dans une direction privilégiée [62], dont on peut penser qu'elle joue un rôle dans le phénomène de *fanning* photoréfractif [63, 64].

La quantité  $\Sigma$  est une densité d'énergie déterminée par les constantes physiques du cristal. C'est une constante intrinsèque au cristal qui caractérise la quantité d'énergie lumineuse qu'il faut lui apporter avant d'atteindre le régime photoréfractif stationnaire. On peut remarquer que  $\Sigma$  est le produit du temps de relaxation diélectrique dans l'obscurité par l'intensité d'obscurité. De manière générale,  $\Sigma$  est le produit de l'intensité lumineuse généralisée en un point par le temps de relaxation diélectrique en ce point. Cette représentation physique ne doit cependant pas occulter le fait que  $\Sigma$  est une constante intrinsèque au cristal et donc indépendante de la position du point considéré. Nous définirons d'ailleurs le temps de relaxation diélectrique  $\tau_{di} = \Sigma/I_d$ .

Pour finir, la quantité  $E_N(X, Z)$  représente le champ initial  $E_0$  normalisé, nécessaire pour prendre en compte l'effet mémoire photoréfractif.

$$N^2 = \frac{k^2 n^2 r_{eff} x_0^2 (E_{ext} + E_{ph})}{2} \quad (2.15)$$

$$D = \frac{k^2 n^2 r_{eff} x_0 \kappa_B T}{2e} \quad (2.16)$$

$$\Sigma = \frac{\epsilon I_0}{e \mu n_0} \quad (2.17)$$

<sup>13</sup>La diffusion des porteurs est un effet symétrique par rapport au centre du faisceau, contrairement à l'entraînement et à l'effet photovoltaïque. Mais ces phénomènes agissent sur l'indice via l'effet Pockels, qui est lui aussi dissymétrique. C'est donc du fait de l'effet Pockels que la diffusion induit un effet dissymétrique alors que l'effet photovoltaïque et le champ local induisent des effets symétriques.

### 2.2.4 Propagation sous forme de soliton spatial

Grâce à l'équation de propagation 2.14 page ci-contre, nous pouvons maintenant dériver les caractéristiques que doit respecter un soliton spatial pour se propager dans un cristal photoréfractif. Un soliton spatial est une onde électromagnétique dont l'enveloppe est indépendante de la distance de propagation. Nous allons donc tester sur l'équation de propagation une solution de la forme  $U(X, Z, t) = \gamma(X, t) \sqrt{r} e^{i\nu Z}$ , où  $\gamma$  est le profil normalisé du faisceau, compris entre 0 et 1 et tendant vers 0 pour  $X$  tendant vers l'infini,  $r$  est le rapport de l'éclairement maximum au centre du faisceau sur l'éclairement d'obscurité  $I_d$  et  $\nu$  est la constante de propagation, dont la détermination fera partie du test de la solution.

Quelques calculs élémentaires nous conduisent aux équations 2.18 et 2.19. La première est une expression de la constante de propagation  $\nu$  en fonction des paramètres cristallins, de  $r$  et du temps  $t$ . La deuxième est une équation différentielle permettant d'obtenir le profil du faisceau soliton pouvant se propager à un instant donné, en fonction des mêmes paramètres, *et en fonction de  $\nu$* . Il faut bien remarquer ici que ces équations ne donnent nullement l'évolution du profil du faisceau au cours du temps mais bien la constante de propagation et le profil de l'onde soliton *pouvant se propager si* les conditions initiales sont adéquates.

$$\nu = -\frac{N^2}{r} \ln(1+r) + \frac{N^2}{r} \left[ E_i \left( -\frac{t}{\tau_{di}} (1+r) \right) - E_i \left( -\frac{t}{\tau_{di}} \right) \right] + \frac{\tau_{di}}{tr} \left[ e^{-\frac{t}{\tau_{di}}(1+r)} - e^{-\frac{t}{\tau_{di}}} \right] \quad (2.18)$$

La fonction *intégrale exponentielle*  $E_i$  est définie comme suit :

$$E_i(\tau) = - \int_{-\tau}^{\infty} \frac{e^{-\theta}}{\theta} d\theta$$

$$-2\nu\gamma + \gamma'' - \left[ 1 - \exp \left( -\frac{t}{\tau_{di}} (1+r\gamma^2) \right) \right] \left( 2N^2 \frac{\gamma}{1+r\gamma^2} \right) - 2\gamma \exp \left( -\frac{t}{\tau_{di}} (1+r\gamma^2) \right) = 0 \quad (2.19)$$

Cette dernière équation peut être résolue numériquement, soit par une méthode directe, soit par la méthode proposée par Vladimir Stefanovich de l'université d'Opole (Pologne) et détaillée en annexe A page 155 dans la langue de Shakespeare. Elle permet, par une première intégration, de réduire considérablement la masse des calculs nécessaires à la résolution.

La figure 2.3 page suivante représente quelques solutions de l'équation 2.19 pour des valeurs de temps caractéristiques des expériences que nous présenterons page 57. Il importe ici de remarquer l'existence, quand  $r$  est grand, d'un régime *transitoire*<sup>14</sup> qui apparaît avant l'établissement du régime stationnaire. Ce régime transitoire se caractérise par un diamètre de soliton inférieur au diamètre final, et par là un pouvoir auto-focalisant plus important transitoirement. L'auto-focalisation est due au masquage partiel du champ électrique appliqué à l'endroit du faisceau, ce qui induit une bosse d'indice et donc un guide d'onde. Ce phénomène est décrit extensivement dans ma thèse [11]. Le relâchement du pouvoir auto-focalisant, avant le régime stationnaire, quand

<sup>14</sup>Certains auteurs font référence à des solitons *quasi-steady state*, où quasi-stationnaires [18]. Le régime que nous appelons ici *transitoire* correspond, d'après ses propriétés telles que l'invariance du diamètre du soliton vis-à-vis de son intensité (*cf.* fig. 2.5 page 55), correspond au régime quasi-stationnaire décrit par ces auteurs. Nous préférons le terme *transitoire*, car c'est bien la nature de cet état.

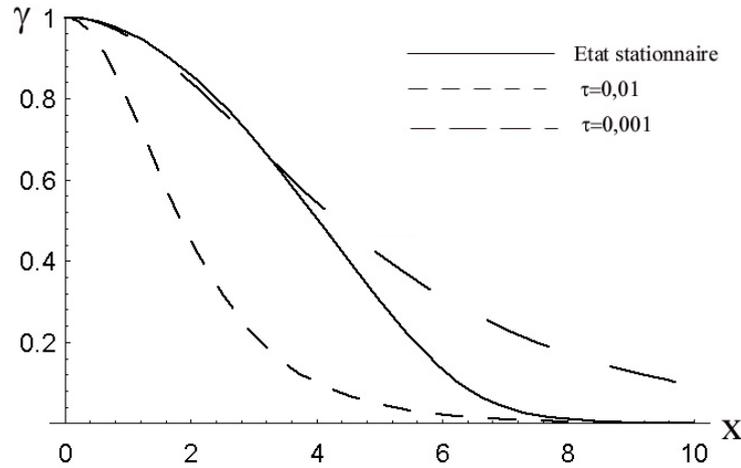


FIG. 2.3 – Profil du faisceau pouvant se propager sous forme de soliton spatial pour  $r = 100$  et pour plusieurs valeurs de temps  $\tau$ , normalisées au temps de relaxation diélectrique  $\tau_{di}$ .

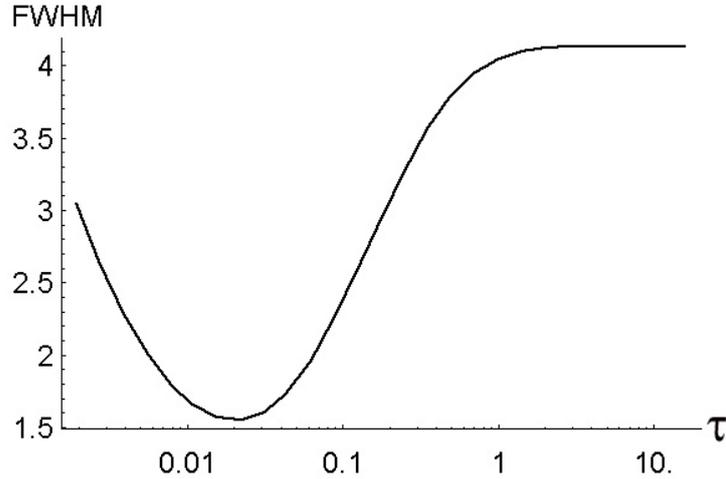


FIG. 2.4 – Evolution de la largeur à mi-hauteur (FWHM) dans les mêmes conditions que pour la figure 2.3

l'éclairement est trop élevé —  $r > 3$  d'après la figure 2.5 page suivante — est dû au fait que le masquage du champ électrique atteint son maximum. A partir de cet instant, le guide induit s'élargit et le pouvoir auto-focalisant s'amointrit.

La figure 2.4 résume cet état de fait pour la même valeur de  $r$  en présentant un grand nombre de résolutions de l'équation 2.19 sous la forme de l'évolution de la largeur à mi-hauteur. Cette représentation laisse clairement apparaître un minimum local — le soliton *transitoire* évoqué précédemment — puis une évolution vers un état moins focalisé.

Ces deux valeurs particulières de l'évolution du diamètre du soliton méritent d'être étudiées de manière plus précise. La figure 2.5 page suivante représente leur variation en fonction de  $r$  qui est, rappelons-le, le rapport de l'éclairement maximal au centre du faisceau sur l'éclairement d'obscurité. Il apparaît un minimum pour le diamètre du soliton ; minimum qui correspond à  $r \approx 3$ . Par ailleurs, il est clair que le diamètre du soliton transitoire devient indépendant de son intensité

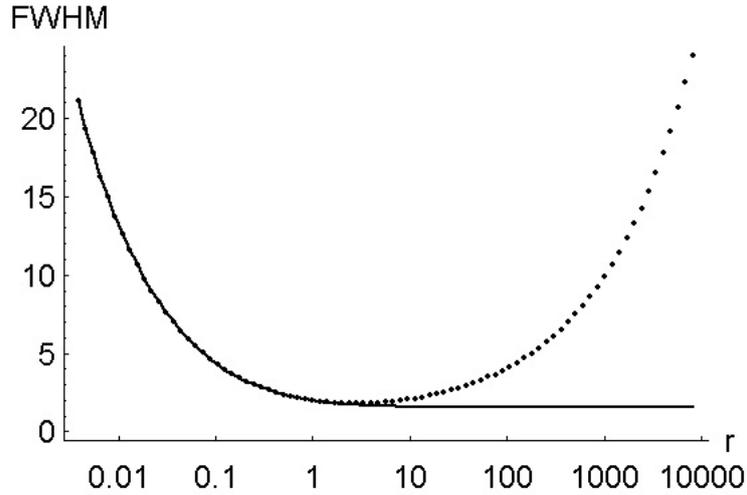


FIG. 2.5 – Demi-largeur à mi-hauteur du soliton stationnaire (trait pointillé) et du soliton transitoire (trait plein).

à partir du minimum du diamètre du soliton stationnaire, en deçà duquel les deux sont confondus. Par ce résultat, nous unifions les trois types de solitons prévus par la littérature que sont le soliton stationnaire [65–67], le soliton transitoire [18] et le soliton photovoltaïque [19] et nous confirmons les résultats obtenus par d’autres méthodes sur les solitons transitoires.

Le dernier aspect de ce type de modélisation que nous aborderons est représenté par la figure 2.6 page suivante. Cette dernière suggère que dans le cadre de notre modèle, le produit du temps au bout duquel un soliton transitoire peut exister par le rapport  $r$  de l’éclairement incident sur l’éclairement d’obscurité, est une constante. Cela signifie que, pour diminuer le temps de formation du soliton transitoire, il suffit de jouer sur  $r$ , ce qui peut se faire en augmentant l’intensité incidente, mais aussi en diminuant l’éclairement d’obscurité. Cette dernière option n’est guère envisageable, sauf à contrôler la température, si l’éclairement d’obscurité est tel qu’il a été défini jusqu’ici au cours de ce chapitre. En revanche, comme nous le verrons à partir de la page 57, il est possible d’augmenter artificiellement cet éclairement d’obscurité grâce à un éclairement de fond. Sa diminution permet alors d’augmenter le coefficient  $r$ .

L’ensemble de ces considérations théoriques, outre un développement dans ma thèse [11] ont fait l’objet d’une publication complète dans *Physical Review E* [21] suivie d’une analyse complémentaire —que nous ne développerons pas ici [22]— qui a montré notamment que le produit  $r * \tau_{\min}$  est approximativement constant et égal à 2, si  $\tau_{\min}$  est le temps —normalisé— mis pour atteindre le maximum d’autofocalisation, dans le cas  $r > 3$ .

### 2.2.5 Beam Propagation Method

Comme nous l’avons déjà fait remarquer page 53, l’analyse que nous avons conduite jusqu’ici ne nous permet pas d’obtenir l’évolution de la propagation du faisceau au cours du temps, mais bien plus d’obtenir le profil du soliton spatial pouvant se propager à un instant donné. C’est pourquoi nous avons entrepris parallèlement une étude fondée sur le développement d’un logiciel de simulation de la propagation d’un faisceau, utilisant l’équation de propagation 2.14 page 52.

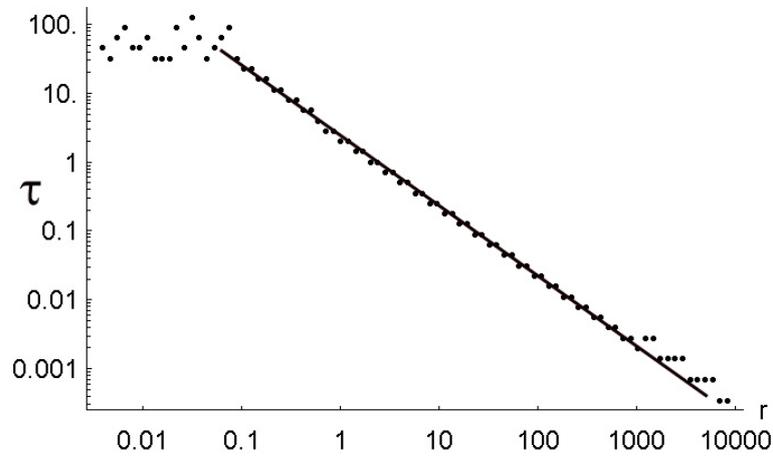


FIG. 2.6 – Temps normalisé mis pour atteindre la largeur à mi-hauteur minimum. Les points sont calculés et la droite est un guide pour les yeux.

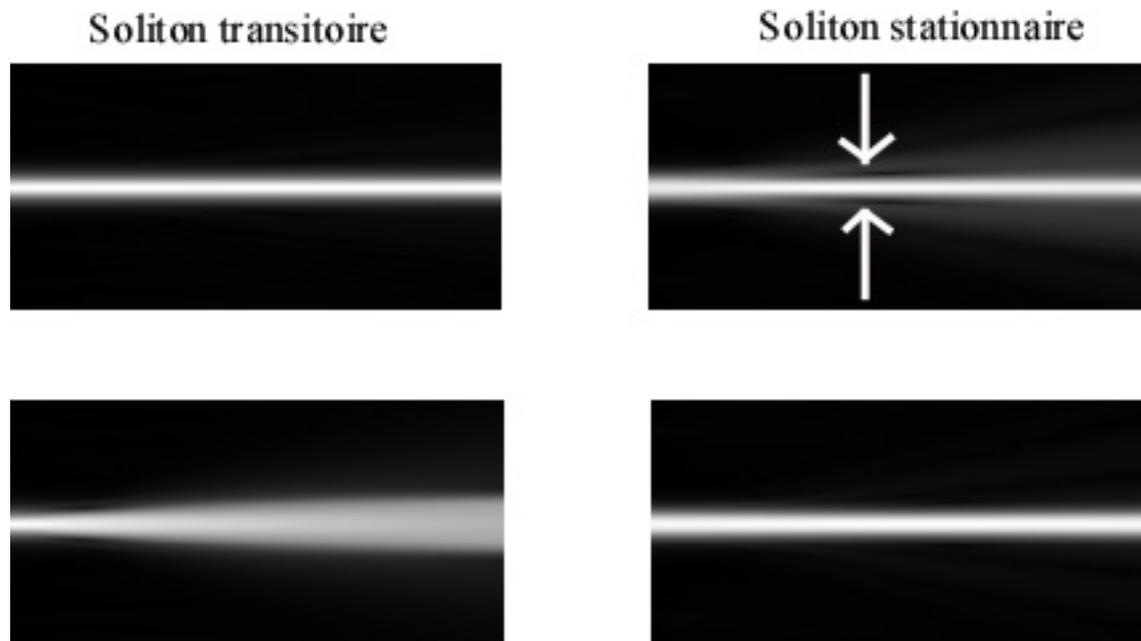


FIG. 2.7 – Simulations de la propagation d'un faisceau dans un matériau photoréfractif utilisant l'équation de propagation 2.14 page 52 : à gauche, un faisceau dont le profil à l'entrée du matériau correspond à celui d'un soliton transitoire évolue transitoirement vers un soliton spatial —en haut— puis vers l'état stationnaire —en bas— ; et à droite, un faisceau dont le profil correspond initialement à un soliton stationnaire évolue vers ce dernier —en bas— en passant par un maximum d'auto-focalisation se traduisant par un étranglement provisoire —marqué par une flèche, en haut.

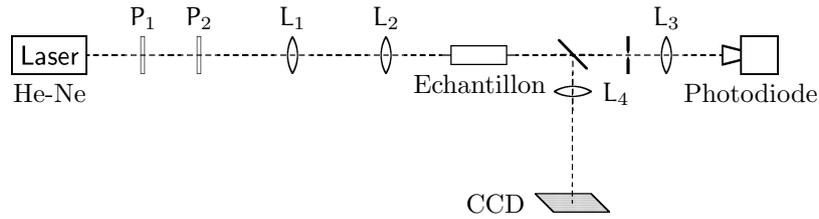


FIG. 2.8 – Montage expérimental pour la mesure de l’auto-focalisation. Une illumination uniforme, non représentée sur cette figure, produite par un laser He-Ne, est dirigée sur l’échantillon photoréfractif sous une incidence perpendiculaire au faisceau incident. Par ailleurs, un champ électrique est appliqué à l’échantillon, dans la direction perpendiculaire au deux précédentes.

Ce programme nous permet par exemple de tester la validité des prévisions du modèle qui concernent les profils des solitons pouvant se propager. La figure 2.7 page ci-contre illustre ces tests. En effet, nous avons par exemple pu vérifier la prévision concernant l’existence d’un soliton transitoire. L’équation 2.19 page 53 nous a permis de prévoir le profil du soliton transitoire. En injectant un tel profil à l’entrée du cristal numérique, nous pouvons observer sa propagation : au bout du temps prévu, la propagation est bien du type *soliton spatial*.

Sur la même figure 2.7 page ci-contre est illustré la formation d’un soliton stationnaire, à partir de son profil calculé par la même méthode que précédemment et initialement injecté à l’entrée du cristal numérique. Ainsi que nous l’avons prévu, le pouvoir auto-focalisant du cristal photoréfractif est temporairement plus fort, ce qui se traduit par un resserrement temporaire du faisceau.

## 2.3 Validations expérimentales

Nous avons procédé à une validation systématique des prévisions du modèle présenté jusqu’ici au cours de ce chapitre. Le modèle que nous avons est de dimension  $(1 + 1)$  mais nous avons tout de même effectué des expériences utilisant des faisceaux de section circulaire, d’une part dans le souci de respecter la configuration qui pourrait être utile pour les applications que nous avons développées et d’autre part pour tester la validité de notre modèle dans ce cas. Nous détaillerons les précautions à prendre dans le test du modèle dans le cadre de nos expérimentations et verrons que le modèle s’applique bien même dans ce cas.

### 2.3.1 Montage expérimental

Le montage que nous avons réalisé *spécifiquement* pour l’étude que nous envisageons est représenté sur la figure 2.8. Il consiste en une source laser He-Ne de quelques mW dont l’intensité et la polarisation sont contrôlées par un ensemble de deux polariseurs. Le faisceau est ensuite focalisé sur la face d’entrée de l’échantillon photoréfractif. Ce dernier est soumis à un champ électrique appliqué grâce à un générateur haute tension.

L’observation de la face de sortie de l’échantillon est réalisée simultanément de deux façons différentes. La première consiste, *via* la lentille  $L_4$ , en l’observation directe de celle-ci par un objectif de microscope —non représenté sur la figure— et une caméra CCD. La deuxième est une observation utilisant les propriétés de calcul optique de la lumière. Nous avons montré [11, 21, 23] que la puissance traversant une fente —orientable— de diamètre fixé et placée à une

distance convenable de l'échantillon photoréfractif<sup>15</sup> était proportionnelle, sur une certaine plage, au diamètre du faisceau en sortie de l'échantillon. Ainsi, la mesure de la puissance collectée par la lentille  $L_3$  et focalisée sur la photodiode est une mesure en temps réel du diamètre du faisceau dans la direction perpendiculaire à l'axe de la fente<sup>16</sup>. Les mesures qui sont présentées par les figures 2.9 page ci-contre et 2.10 page 60 sont effectuées avec la fente perpendiculaire à la direction d'application du champ électrique : la mesure concerne donc la focalisation du faisceau dans la direction parallèle au champ appliqué.

L'observation directe à l'aide de la caméra est utilisée principalement pour une estimation qualitative, couplée à une vérification de principe des résultats fournis par la deuxième méthode. L'ensemble des mesures qui sont présentées ici et détaillées dans les références [11, 23] utilise cette dernière méthode de mesure.

### 2.3.2 Mesures réalisées

La figure 2.9 page ci-contre présente quelques résultats caractéristiques de la campagne de mesure systématique que nous avons menée avec des cristaux photoréfractifs de  $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ . Nous avons mis en évidence l'importance du paramètre  $r$ , défini page 53. En effet, quand  $r$  est inférieur à sa valeur caractéristique de 3 environ —*cf.* figure 2.5 page 55— l'état stationnaire est atteint de manière monotone, sans passage par un état transitoire surfocalisé. Ce n'est pas le cas lorsque  $r > 3$ , comme prévu par la théorie développée précédemment et résumée par la figure 2.5 page 55.

L'influence du champ électrique est également conforme aux prévisions. Son augmentation accroît le pouvoir auto-focalisant du matériau photoréfractif, sans qu'aucun changement qualitatif ne soit observé.

### 2.3.3 Validation du modèle

A la suite de cette campagne de mesure, nous avons tenté de comparer nos mesures aux prévisions du modèle développé au cours de ce chapitre. Nous ne pouvons toutefois utiliser les prévisions des diamètres de solitons prévus et dont un échantillon est représenté sur la figure 2.4 page 54. En effet, du fait des réserves exprimées page 53, les diamètres de faisceau que nous observons ne sont pas des diamètres de faisceau solitons —rien ne prouve que les conditions initiales leur permettent de se propager<sup>17</sup>— mais bien plutôt le diamètre du faisceau en sortie de cristal.

C'est pourquoi nous sommes amenés à simuler numériquement la propagation du profil — initialement gaussien— incident sur le cristal, grâce à la méthode dite BPM, détaillée page 55. Les minimums transitoires et les états stationnaires atteints sont représentés —sous la forme d'un *coefficient de diffraction*—, en fonction du champ électrique, sur la figure 2.10 page 60. Le *coefficient de diffraction* est tout simplement le rapport du diamètre du faisceau en sortie du cristal sur son diamètre en entrée. Le coefficient de proportionnalité entre l'intensité mesurée, inconnu

<sup>15</sup>Dans notre expérience, une fente de 1mm de large est placée à 12cm de l'échantillon

<sup>16</sup>Remarquons que le coefficient de proportionnalité est ici inconnu. Il pourrait être calculé théoriquement. Cependant, les caractéristiques de transmission des différentes parties du montage sont connues avec une précision insuffisante pour ne pas engendrer des erreurs considérables. Comme nous le verrons plus loin, nous préférons déterminer ce coefficient de manière expérimentale.

<sup>17</sup>Nous avons toutefois déjà tenté de comparer nos mesures avec les diamètres de solitons prévus [11], sous certaines conditions et avec un certain nombre de réserves quant aux possibilités de comparaison.

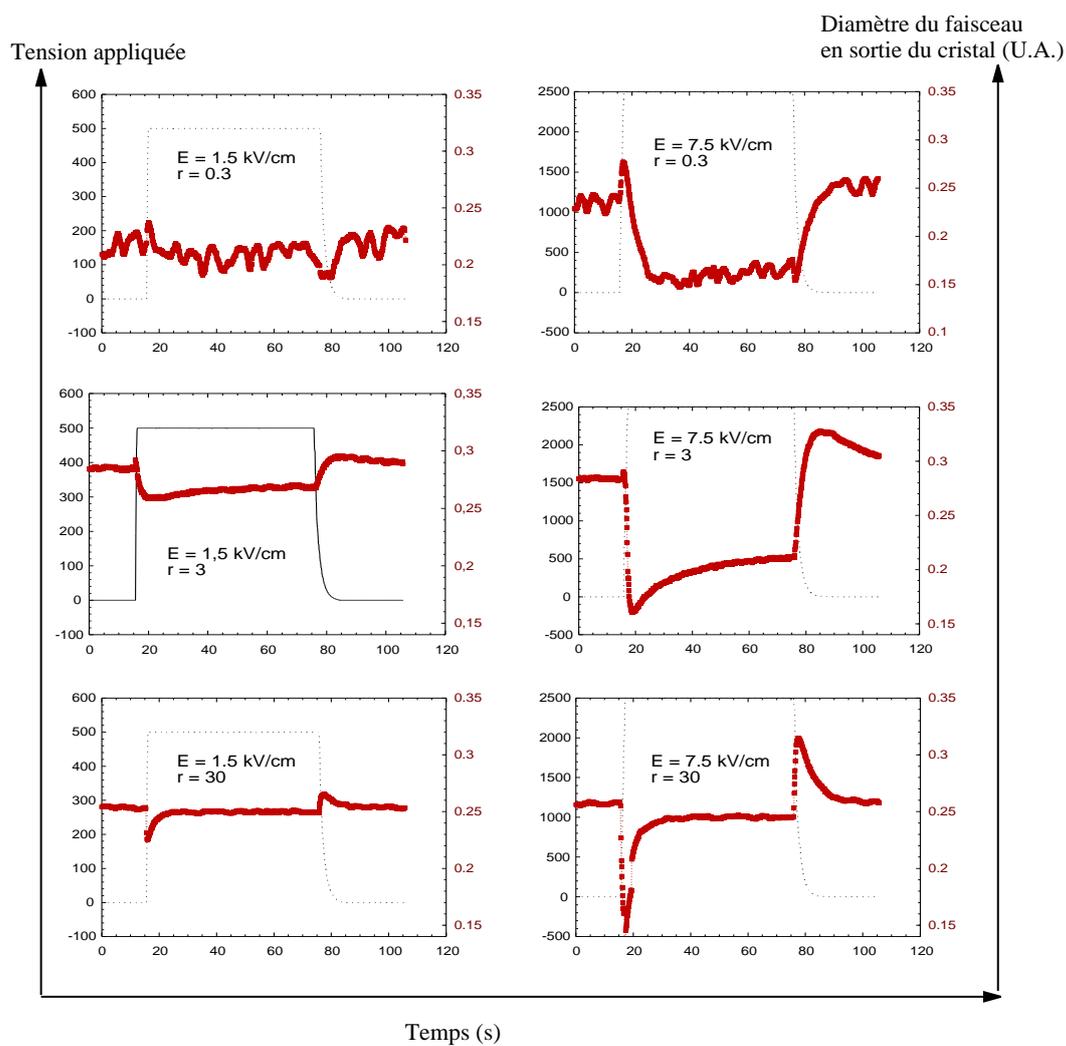


FIG. 2.9 – Echantillon caractéristique de la campagne de mesure réalisée sur un cristal photoréfractif de  $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$  de 6mm de long et 3mm de large dans la direction d'application du champ électrique.

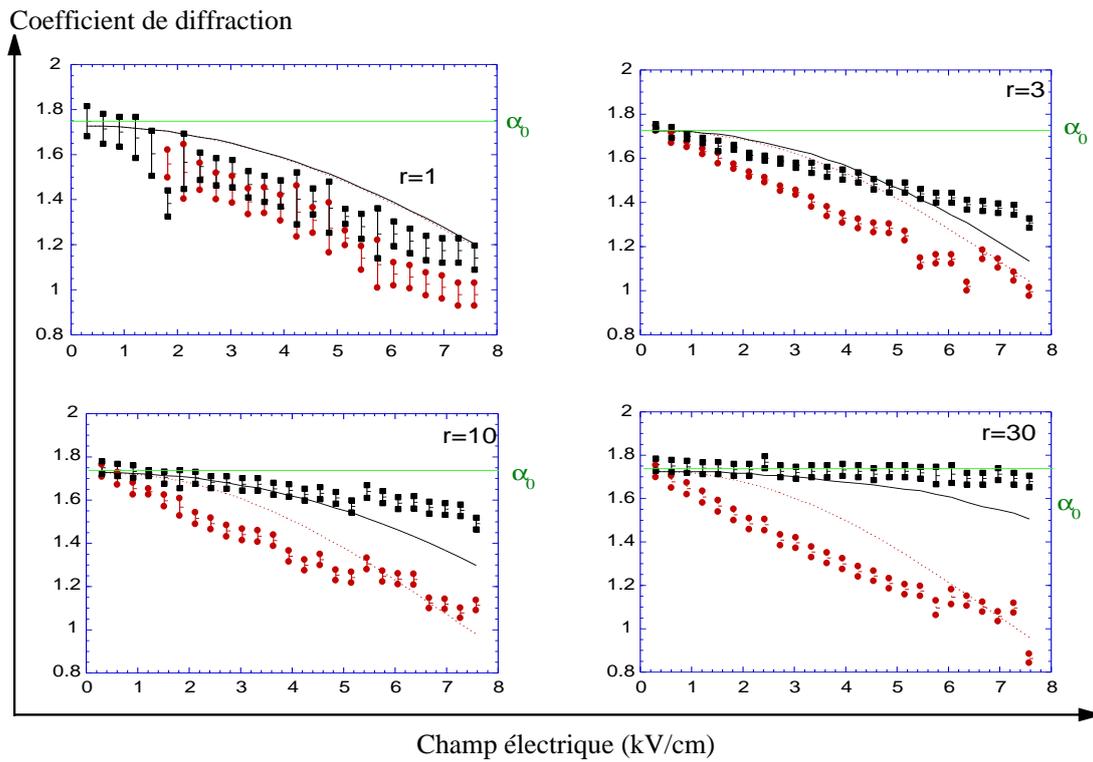


FIG. 2.10 – Comparaison des prévisions du modèle développé au cours de ce chapitre —traits pleins— et des résultats expérimentaux —barres d'erreurs terminées par des carrés pleins. Sont comparés les diamètres minimums transitoires —en bas sur chaque figure— et les états stationnaires —en haut sur chaque figure. La ligne horizontale représente le coefficient de diffraction lorsque le cristal peut être considéré comme linéaire

*a priori*<sup>18</sup>, est déterminé grâce au calcul du coefficient de diffraction quand le cristal peut être considéré comme linéaire, et à la mesure correspondante, représentée sur la figure 2.10 par la ligne horizontale.

Comme on peut finalement le constater, le modèle de dimension 1+1 que nous avons développé est comparé à une expérience de dimensionnalité plus élevée. Toutefois, nous pouvons nous apercevoir qu'il décrit correctement la focalisation du faisceau dans la direction du champ appliqué. Pour ce qui concerne la direction orthogonale, des études détaillées ont été publiées [11, 23, 68, 69] qui montrent que le faisceau auto-focalisé est nécessairement elliptique : le pouvoir auto-focalisant n'est pas isotrope.

## 2.4 Petite bibliographie sur les solitons photoréfractifs

### 2.4.1 Interactions et guides induits

#### Interactions et quasi-particules

L'ensemble des études que nous avons développées au cours de ce chapitre a eu comme objectif principal l'étude de la formation d'un soliton spatial unique et par là des mécanismes conduisant à l'auto-focalisation d'un faisceau laser dans un matériau photoréfractif. Nous avons montré que ces phénomènes étaient dus essentiellement au masquage partiel du champ électrique local à l'endroit du faisceau et à son immédiate proximité.

Ceci entraîne que, lorsque deux faisceaux auto-focalisés se rejoignent, ils peuvent interagir, qu'ils soient cohérents entre eux [70, 71] ou incohérents [72–74]. Il est ainsi possible de mettre en évidence des *forces* d'interaction [75] entre des faisceaux qui peuvent être ainsi considérés comme des *quasi-particules* [76].

Les interactions entre les solitons photoréfractifs à l'état stationnaire peuvent ainsi être complexes, spécialement lorsque les trois dimensions de l'espace interviennent. Tout d'abord, des solitons de dimensionnalités différentes peuvent interagir [77]. Les solitons peuvent être amenés à former des spirales l'un autour de l'autre [78–80], à naître d'une interaction [81], ou disparaître dans une autre [82].

L'ensemble de ces interactions —attraction, répulsion et chocs inélastiques— peut être, ainsi que suggéré par les auteurs de ces découvertes, mis à profit pour réaliser des dispositifs de routage optique [47]. Pour cela, il est important de maîtriser les mécanismes de leur formation [83].

#### Guides induits

Le profil de champ de charge d'espace —ou champ interne— généré par un ou plusieurs faisceaux auto-focalisés, solitons ou non, et les guides induits qui en résultent, peuvent être utilisés avec d'autres faisceaux. En effet, les guides induits par les faisceaux persistent —c'est une caractéristique de l'effet photoréfractif— après l'extinction des faisceaux qui les ont créés [84–86]. Dans le cas de solitons interagissant entre eux, sont ainsi fabriquées des structures permettant la réalisation de divers couplages entre faisceaux [18, 87, 88].

---

<sup>18</sup>*cf.* note 16 page 58.

Ces structures, qu'elles soient dues à un ou plusieurs faisceaux, présentent l'avantage d'être reconfigurables par des moyens optiques, à une vitesse dépendant des matériaux utilisés et de la puissance incidente. Nous verrons au chapitre 3 que les temps de formation des solitons photoréfractifs peuvent descendre aux alentours de la ns. Par ailleurs, une fois formées, ces structures peuvent être utilisées à des cadences très élevées à des longueurs d'onde n'altérant pas le profil du champ induit.

### Auto-focalisation dans les guides plans

Toutefois, pour que ces structures soient réellement utilisables dans des systèmes optiques dédiés aux télécommunications, il faut que le procédé fonctionne également dans les guides d'onde planaires. L'équipe du professeur Detlef Kip d'Osnabrück l'a montré dans des guides plans de  $\text{Sr}_x\text{Ba}_{1-x}\text{Nb}_2\text{O}_6$  : non seulement le phénomène d'auto-focalisation est présent [89], mais les interactions entre faisceaux solitons sont aussi possibles [90]. Ces travaux sont très prometteurs, en termes d'application au routage tout optique, au vu des premiers résultats [91].

## 2.4.2 Instabilités de l'auto-focalisation : la filamentation et l'effet gyrateur

### Une instabilité transversale : la filamentation

Au cours de ce chapitre, nous avons détaillé le phénomène d'auto-focalisation laser en considérant qu'un faisceau unique pouvait être focalisé, défocalisé, voire dévié. Ceci ne saurait être vrai dans tous les cas. En effet, lorsque le faisceau incident est beaucoup plus large que le soliton pouvant se propager dans le matériau, alors le pouvoir d'auto-focalisation est suffisamment fort pour  *casser*  le faisceau en une multitude de petits foyers d'auto-focalisation.

Ainsi, un certain nombre de faisceaux plus petits, chacun éventuellement auto-focalisés, émergent du faisceau large initial : ce phénomène a été appelé  *filamentation* . Il a été mis en évidence et étudié à l'état stationnaire dans les matériaux photoréfractifs [92–94].

Notre laboratoire a par ailleurs entrepris des études du régime transitoire conduisant à la formation de la filamentation dans les matériaux photoréfractifs [95].

### Une instabilité longitudinale : l'activité optique

Certains matériaux photoréfractifs, tels les sillénites<sup>19</sup>, peuvent présenter une  *activité optique*  ou  *effet gyrateur*  non négligeable. Les faisceaux lumineux qui traversent ces milieux voient leur polarisation subir une  *rotation* <sup>20</sup> proportionnelle à la distance de propagation.  *A priori* , cette rotation fait varier le coefficient électro-optique effectivement  *vu*  par le faisceau. Dans le cas des sillénites, ce dernier peut même osciller entre une valeur et son opposé. Il paraît donc clair que l'activité optique empêche la propagation d'un faisceau soliton sur une longue distance, car elle fait intervenir successivement les effets focalisant et défocalisant.

<sup>19</sup>La famille des matériaux sillénites est essentiellement composée des trois cristaux que sont  $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ ,  $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$  et  $\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$ .

<sup>20</sup>A ce stade, il est important de bien différencier l'effet  *gyrateur*  de la  *biréfringence* . Cette dernière induit un déphasage entre deux composantes orthogonales de la polarisation. Cela peut, dans certains cas, conduire à une rotation du plan de polarisation. En revanche, l'activité optique est un phénomène qui peut être isotrope, comme dans les sillénites, et qui induit une vraie  *rotation*  de la polarisation, quelle qu'elle soit au départ

Toutefois, deux équipes ont montré indépendamment que, sous certaines conditions d'intensité et d'orientations cristallines, il était possible d'obtenir des faisceaux se propageant sans diffraction moyenne dans des matériaux optiquement actifs [96, 97]. A l'instar des solitons d'ordres élevés, ces faisceaux ne se propagent pas sans déformation, mais leur profil est périodique par rapport à la direction de propagation et reste donc confiné.

### 2.4.3 Autres faisceaux : cohérence, longueur d'onde...

#### Vers les semi-conducteurs

Le transfert des technologies évoquées dans ce chapitre vers le domaine des télécommunications peut nécessiter un déplacement de la longueur d'onde utilisée du visible vers les fenêtres de transmission des fibres optiques dans l'infrarouge<sup>21</sup>. Pour cela, il est possible d'utiliser des semi-conducteurs photoréfractifs tels que InP, CdTe ou AsGa. La littérature internationale n'est pas abondante sur le sujet. Citons les travaux de M.Chauvet *et.al.* [98], qui ont démontré l'existence du phénomène d'auto-focalisation dans InP:Fe à 1,04 $\mu$ m et à 1,3 $\mu$ m.

#### Auto-focalisation de faisceaux incohérents

Les travaux que nous avons présentés jusqu'ici ne sont en aucune façon liés à la cohérence temporelle de la source : pas de phénomène d'interférences, ni de réseaux inscrits... seul le masquage du champ électrique est important. Il n'y a donc a priori aucune impossibilité liée à l'auto-focalisation de lumière incohérente. Ceci a été démontré expérimentalement en 1997 par M.Mitchell et M.Segev [99, 100] et expliqué théoriquement la même année par la même équipe [101].

#### Solitons sombres

Nous terminerons ce chapitre en évoquant la propagation de solitons sombres. Sont appelés ainsi les faisceaux présentant dans leur profil un *trou* d'intensité associé à une inversion de la phase. Ces profils peuvent se propager sans déformation, comme démontré par G.C.Valley *et.al.* [19], Z.Chen *et.al.* [102] et M.T.Taya *et.al.* [103]. Ils sont alors appelés *solitons sombres*.

Bien que ces phénomènes aient fait l'objet d'études complètes développées dans la littérature —voir par exemple les travaux de D.N.Christodoulides *et.al.* et G.G.Duree *et.al.* [65, 104]—, nous n'en ferons pas ici une étude exhaustive. Mentionnons simplement que les solitons sombres sont dus essentiellement aux phénomènes de défocalisation, c'est-à-dire à une non linéarité de signe opposée à celle qui donne naissance aux solitons clairs. Ces solitons permettent d'ailleurs également la création de guides induits [105].

## 2.5 Post Scriptum

Les études théoriques que nous avons présentées au cours de ce chapitre ont récemment fait l'objet de confirmations expérimentales indépendantes par M. Wesner *et.al.* [106, 107] de l'université d'Osnabrück. Leurs expériences dans des guides plans de  $\text{Sr}_x\text{Ba}_{1-x}\text{Nb}_2\text{O}_6$  sont en excellent

<sup>21</sup>Les fenêtres spectrales de transmission les plus utilisées se situent à 1,55 $\mu$ m et à 1,3 $\mu$ m. Citons également la fenêtre à 850nm, qui n'est plus guère utilisée aujourd'hui.

accord avec nos prévisions. Par ailleurs, M. Chauvet *et.al.* [108] ont également confirmé notre modélisation en montrant la propagation de solitons sombres<sup>22</sup> transitoires dans LiNbO<sub>3</sub>.

---

<sup>22</sup>Un soliton spatial sombre est un *trou* noir sur un fond lumineux, les deux côtés du *trou* étant déphasés de  $\pi$ .

*La souris est un animal qui, tué en quantité suffisante et dans des conditions contrôlées, produit une thèse de doctorat.*

Woody Allen

# 3

## L'autofocalisation rapide

### Sommaire

---

<b>3.1 A l'origine : la limitation optique</b> . . . . .	<b>69</b>
3.1.1 Une nécessité . . . . .	69
3.1.2 Les différentes méthodes de limitation optique . . . . .	70
3.1.3 La limitation optique par autofocalisation photoréfractive . . . . .	72
<b>3.2 Validations expérimentales</b> . . . . .	<b>73</b>
3.2.1 Observations effectuées . . . . .	73
3.2.2 Montage expérimental . . . . .	74
3.2.3 Mesures réalisées . . . . .	75
<b>3.3 Interprétation théorique</b> . . . . .	<b>77</b>
3.3.1 Détermination du champ de charge d'espace . . . . .	77
3.3.2 Résolution numérique : principe . . . . .	78
3.3.3 Nécessité d'implantation parallèle . . . . .	78
3.3.4 Ajustements numériques . . . . .	79
3.3.5 Validation du modèle . . . . .	80
<b>3.4 Facteur de limitation obtenu</b> . . . . .	<b>81</b>

---



*C'est ensemble que nous avons travaillé sur l'application de la photoréfractivité à la limitation optique. Nous avons développé cette activité sur la base de notre collaboration : tu as conduit les expériences pendant que je peaufinais les simulations. Nous travaillons à présent ensemble au sein de la Formation de Recherche en Evolution 2304 —opération 4. Un grand merci donc, Delphine, pour cette équipe que nous formons et grâce à laquelle nous pourrions, je l'espère, poursuivre encore nos investigations. Difficile d'oublier, également, notre actuel grand gourou de l'informatique et des réseaux ! C'est aussi grâce à toi, Gilles, et à tes classes de matrices, que les premiers programmes de simulation ont vu le jour.*



Au cours de ce chapitre, nous nous intéresserons au développement d'une thématique initiée par un besoin des concepteurs et fabricants de systèmes optiques : la nécessité de protéger le capteur d'image —qu'il soit artificiel ou naturel— de la destruction qu'occasionnerait un flux lumineux trop intense. Cet intérêt a été plus particulièrement exprimé par SFIM Industries<sup>1</sup>, aujourd'hui membre du groupe SAGEM, avec qui nous avons pu conduire une thèse en convention CIFRE sur ce thème [25]. Cette thèse, soutenue en 1999, a été réalisée par Delphine Wolfersberger, actuellement membre permanent de notre laboratoire.

La méthode de *limitation optique* que nous avons proposée est fondée sur le principe décrit au chapitre 2 mais transposé aux domaines temporels intéressant les industriels concernés, le domaine de la nanoseconde. L'autofocalisation photoréfractive à ces échelles de temps est très peu couverte par la littérature internationale. C'est à ce travail de pionnier qu'est la validation du principe de l'autofocalisation nanoseconde que sera consacré ce chapitre.

Après une brève revue des techniques de limitation optique existantes [109] et une description comparative de la méthode que nous proposons, nous présenterons les résultats expérimentaux [28, 110] qui nous ont permis de valider le principe de limitation optique par autofocalisation photoréfractive [111]. Nous proposerons par la suite un modèle de comportement de l'effet photoréfractif permettant l'interprétation de nos observations [27]. Nous terminerons par l'évocation de l'implantation d'un programme de simulation réalisée sur des machines hautement parallèles, par l'intermédiaire de notre collaboration avec le Centre Charles Hermite de Nancy.

## 3.1 A l'origine : la limitation optique

### 3.1.1 Une nécessité

Le laser est une source de lumière originale dont l'utilité d'un point de vue pratique est très importante. C'est un faisceau très directif, très fin *et qui peut être focalisé sur des surfaces très petites*. En d'autres termes, le principal intérêt du laser est la possibilité qu'il offre de concentrer une grande quantité d'énergie électromagnétique sur une surface très petite, limitée uniquement par la diffraction et non par la taille de la source<sup>2</sup>. Cette propriété lui confère des applications très

<sup>1</sup>Je souhaiterais ici remercier MM. Herriau et Audren, de SFIM Industries, pour nous avoir fait confiance dans le cadre des premiers développements de cette thématique.

<sup>2</sup>La focalisation des faisceaux lasers de profil *gaussien* permet la concentration de l'énergie lumineuse sur une surface d'aire minimale, en ce sens que tout autre profil de faisceau serait focalisé sur une aire plus grande.

importantes qui vont de la découpe et la soudure à la chirurgie laser et la télémétrie<sup>3</sup> en passant éventuellement par le domaine militaire.

Ce qui fait l'intérêt du laser fait aussi son danger. L'œil humain est en effet essentiellement un dispositif de focalisation —cornée et cristallin— sur un senseur —la rétine. Cela ne pose pas de problème en général du fait de l'étendue des sources naturelles : l'image en est faite sur la rétine sans que l'énergie lumineuse n'y soit concentrée. Il en va autrement du faisceau laser : celui-ci est focalisé, en limite de diffraction, sur la rétine. L'éclairement incident y est ainsi  $10^5$  fois plus élevé que sur la cornée [112]. Ainsi, un faisceau laser de très faible intensité peut provoquer des dégâts considérables à l'œil humain<sup>4</sup>.

Les origines de ces faisceaux lasers indésirables peuvent être très diverses. L'utilisation du laser en tant qu'arme offensive est un exemple évident. Toutefois, le domaine militaire ne détient pas le monopole de la nécessité de disposer d'une limitation du flux lumineux. Un exemple unique suffit à s'en convaincre : les avions actuels sont tous dotés d'un système de télémétrie laser leur permettant de se situer par rapport au sol. Si l'un de ces lasers de télémétrie était, par un hasard malheureux, dirigé sur la pupille d'entrée d'un système optique, le capteur —œil ou CCD— situé en son extrémité subirait des dommages importants.

### 3.1.2 Les différentes méthodes de limitation optique

Les principes des dispositifs de limitation optique proposés par la littérature peuvent être classés en deux grandes catégories distinctes : d'une part ceux basés sur des phénomènes de réfraction non-linéaire et d'autre part ceux fondés sur l'absorption non-linéaire de matériaux *ad hoc*.

#### La réfraction non-linéaire

A l'instar de la méthode que nous proposons, le premier dispositif de limitation optique évoqué dans la littérature [114] appartenait à la première classe : il utilisait la création par un laser  $\text{CO}_2$  continu d'une lentille thermique dans un liquide. Cette technique a été reprise plus tard d'une part dans les milieux Kerr [115] où ce n'est plus l'échauffement mais un effet électro-optique d'ordre 2 qui crée la lentille et d'autre part dans les cristaux liquides pour leur propriétés de limitation dans le domaine de la picoseconde [116, 117].

Citons également la grande famille, aujourd'hui abondamment étudiée, des particules en suspension dans une solution. La limitation optique fonctionne par absorption des radiations intenses par les particules en suspension. Leur échauffement provoque alors la sublimation du solvant au contact de la particule. Une multitude de bulles se forment. En grossissant, elles viennent créer de multiples dioptries, réfractant et réfléchissant la lumière dans toutes les directions. La transmission directe est donc largement atténuée. La formation de bulles n'est pas le seul responsable de la diffusion aléatoire de la lumière qui s'ensuit : la formation de plasma au sein du liquide ainsi que la propagation d'ondes de choc peuvent jouer un rôle déterminant dans le processus de limitation optique [118]. Bien qu'aujourd'hui les expériences multiplient les solvants et les solutés [119], citons les premières expériences qui ont été effectuées avec des particules de carbone en suspension [120].

<sup>3</sup>Il faudrait également mentionner ici les applications bien connues du laser associé à la fibre optique, dans le domaine des télécommunications.

<sup>4</sup>Pour obtenir des données chiffrées quant aux seuils de dangerosité, le lecteur intéressé pourra se reporter à la norme ANSI Z136.1 ou aux références [112, 113].

Le procédé de limitation optique que nous proposons est fondé sur les considérations du chapitre 2 et relève de la réfraction non-linéaire par effet photoréfractif. Ce n'est pas la première tentative d'utilisation de l'effet photoréfractif pour la limitation optique. En effet, les phénomènes de *Beam Fanning* et de *mélange à deux ondes*, détaillés au cours du chapitre 6, ont fait l'objet d'investigations en ce sens [121]. Notre étude est toutefois, à notre connaissance, la première à s'intéresser à l'autofocalisation photoréfractive pour cette application.

### L'absorption non-linéaire

Les mécanismes d'absorption non-linéaire peuvent eux-mêmes se ranger en deux grandes catégories. La première, historiquement parlant, est l'absorption à deux photons<sup>5</sup> [122], réalisée tout d'abord dans les semi-conducteurs. Son principe en est simple. Un semi-conducteur de largeur de bande interdite donnée ne peut absorber de photons d'énergie inférieure la bande interdite. Il est donc transparent à cette longueur d'onde. Toutefois, si la densité de photons est suffisamment importante —autrement dit si l'intensité lumineuse dépasse un certain seuil—, deux photons peuvent être absorbés simultanément, l'énergie combinée des deux photons étant suffisante pour franchir la bande interdite. En d'autres termes, le matériau devient absorbant pour une intensité lumineuse au-dessus d'un certain seuil, réalisant ainsi la limitation optique.

La deuxième est l'absorption saturable inverse<sup>6</sup>, étudiée pour la première fois en 1967 [123], utilisée tout d'abord pour le lissage d'impulsions modulées en amplitude [124] puis pour la limitation optique [125], principalement avec des matériaux organiques [126]. Elle semble présenter de nombreux avantages pour cette application, du fait d'une part du peu d'absorption linéaire et de coloration des matériaux employés et d'autre part de la grande gamme de longueurs d'onde auxquelles elle est réalisable simultanément [109]. Son principe est également simple. Les ASI sont des matériaux pour lesquels la section efficace de photoexcitation correspondant à la transition de l'état fondamental vers un état excité est beaucoup plus faible que celle qui correspond à la transition de cet état excité vers un deuxième état excité. Ainsi, lorsque l'intensité incidente est importante, c'est la deuxième transition qui domine, augmentant considérablement l'absorption globale du matériau.

L'inconvénient de toutes les méthodes de limitation proposées ici est leur seuil d'activation —le seuil à partir duquel la limitation est effective—, généralement trop élevé pour les besoins industriels. La méthode que nous proposons et qui est décrite dans les pages qui suivent est basée sur l'effet photoréfractif, dont la sensibilité est beaucoup plus importante. Elle présente un seuil d'activation situé plusieurs ordres de grandeur en dessous de ceux obtenus par d'autres moyens. Malgré son inconvénient qui est le niveau d'intensité minimum —trop bas— conduisant à la destruction du matériau, nous pensons qu'elle présente un grand intérêt, surtout si l'on peut, soit l'associer à d'autres méthodes —pour une protection *tandem* [127–129], avec un ASI par exemple—, soit améliorer les matériaux photoréfractifs pour les rendre plus résistants au flux.

<sup>5</sup>L'absorption à deux photons se traduit en anglais par *Two Photon Absorption*, TPA ou 2PA.

<sup>6</sup>L'absorption saturable inverse est abrégée ASI en Français. Par extension, les matériaux présentant cette propriété sont appelés *absorbants saturables inverses*, dénomination également abrégée ASI. L'abréviation anglaise, courante dans la littérature est RSA, pour *Reverse Saturable Absorption*.

### 3.1.3 La limitation optique par autofocalisation photoréfractive

#### Principe de la limitation

La limitation optique par déport d'un Plan Focal Intermédiaire fonctionne suivant le principe illustré par la figure 2.2 page 44 : l'autofocalisation qui a lieu dans le matériau non-linéaire met à mal la mise au point globale du système optique, assurant la limitation par étalement de l'énergie incidente sur le capteur. C'est un matériau photoréfractif qui assure le déport, grâce aux propriétés d'autofocalisation qu'il possède et que nous avons évoquées tout au long du chapitre 2. Dans un cas bien particulier, ce faisceau autofocalisé peut se propager sous la forme d'un soliton spatial [11, 21, 25] et c'est ce cas que nous prendrons comme référence pour calculer l'ordre de grandeur du facteur de limitation. Toutefois, il n'est nullement assuré que les conditions physiques soient réunies pour assurer la propagation d'un soliton spatial ; mais ce n'est pas nécessaire pour que la limitation optique opère. Si l'effet non-linéaire n'est pas assez important pour permettre d'atteindre la propagation sous forme de soliton spatial, le facteur de protection est moins élevé. Si en revanche, il est trop fort, le faisceau peut être sur-focalisé à l'intérieur de matériau, conduisant à une augmentation du facteur de limitation. Certaines conditions, extrêmes, peuvent également rendre le phénomène d'autofocalisation instable, conduisant à l'autofocalisation simultanée de *foyers d'autofocalisation*, aléatoirement répartis : c'est le phénomène de filamentation [92–95]. Dans ce dernier cas, l'évaluation du facteur de limitation est complexe et doit être effectuée à partir de résultats de simulation décrivant quantitativement la filamentation. Ce ne sera pas l'objet de ce chapitre.

#### Ordre de grandeur du facteur de limitation

Le facteur de limitation optique est défini comme le rapport des éclaircissements incidents sur le capteur, respectivement sans et avec limitation optique. L'évaluation précise du facteur de limitation est complexe. En effet, il dépend fortement des profils temporels et spatiaux des faisceaux [130]. Pour un dispositif donné, il peut donc varier avec le profil du faisceau incident, voire même avec le temps pour un profil de faisceau donné.

Afin d'évaluer un ordre de grandeur du facteur de limitation optique que l'on peut obtenir par la méthode que nous proposons, nous avons donc été conduits à quelques hypothèses. La première, et la plus contraignante, est que la limitation s'effectue purement par déport du Plan Focal Intermédiaire, c'est-à-dire par la formation d'un soliton spatial au sein du matériau photoréfractif, sans que le faisceau ne soit sur-focalisé ou ne filamente. La deuxième hypothèse consiste à effectuer les calculs en limite de diffraction, c'est à dire en considérant que les faisceaux incidents sont purement gaussiens. Cette approximation nous conduit à ignorer les effets dus aux facteurs de forme éventuels des faisceaux incidents. Notons par exemple que le faisceau incident typique dans un système réel est plutôt du type *flat-top*<sup>7</sup> que réellement gaussien. Notons également que les tailles de col obtenues en passant d'un faisceau gaussien à un faisceau *flat-top* peuvent varier d'un facteur supérieur à 10. La dernière approximation que nous avons faite est de considérer le système optique en aval du Plan Focal Intermédiaire par une approche de type *paraxiale*, ce qui peut éventuellement être loin de la vérité pour des systèmes réels.

<sup>7</sup>Un faisceau *flat-top* est un faisceau dont le profil spatial est un créneau. Dans les systèmes réels, il résulte de la transmission d'une onde quasiment plane à travers la pupille d'entrée d'un système optique.

Si donc l'on considère le faisceau qui se trouve au Plan Focal Intermédiaire comme gaussien, il est possible d'évaluer quantitativement le facteur de limitation en fonction de la longueur de déport du Plan Focal Intermédiaire  $d$  et de la longueur de Rayleigh  $L_r$  du faisceau gaussien autofocalisé. Ce calcul est détaillé en annexe A, page 157, et le facteur de limitation  $\mathcal{F}_1$  est donné par l'expression A.10 page 158 :

$$\mathcal{F}_1 = \sqrt{1 + \left(\frac{d}{L_r}\right)^2}.$$

Notons que, dans le cadre des approximations que nous avons faites, le facteur de limitation ne dépend pas du système optique situé entre le Plan Focal Intermédiaire et le capteur.

## 3.2 Validations expérimentales

L'objectif de l'étude que nous souhaitons conduire est la validation du principe que nous avons imaginé et que nous venons de décrire. Celle-ci passe naturellement par une analyse expérimentale de la possibilité de déporter le col du faisceau de la manière qui est schématiquement décrite par la figure 2.2 page 44. Cette dernière peut être effectuées grâce à la mesure de l'évolution du diamètre du faisceau en sortie d'un cristal photoréfractif à l'entrée duquel ce dernier aura été focalisé. Au-delà de ces mesures, nous avons également voulu comprendre et modéliser le phénomène, c'est l'objet de la partie théorique présentée page 77.

### 3.2.1 Observations effectuées

Nous avons conduit une campagne d'expérimentations intensive sur un cristal de  $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ , matériau photoréfractif de la famille des sillénites. Il a été choisi selon un certain nombre de critères dont, d'une part, sa disponibilité dans notre laboratoire et d'autre part les études encourageantes dont il a été l'objet. En effet, ma propre thèse [11] a permis de démontrer le phénomène d'autofocalisation à des temps *macroscopiques*, de l'ordre de la seconde. Par ailleurs, certains résultats théoriques [22] laissent espérer des résultats intéressants dans des domaines de temps significativement plus courts. D'autres études indépendantes sur les cristaux sillénites ont aussi permis de montrer qu'ils pouvaient répondre *en temps réel* à des stimulations de l'ordre de la nanoseconde, que ce soit grâce à des mesures de photocourant [131, 132] ou par l'évaluation de l'efficacité de diffraction des réseaux photoréfractifs [133] et l'observation d'hologrammes dynamiques [134, 135]. Des expériences ont également été menées sur des cristaux de  $\text{Sr}_x\text{Ba}_{1-x}\text{Nb}_2\text{O}_6$  et  $\text{BaTiO}_3$  mais sous une forme moins systématique. Les résultats principaux ont été donnés par D.Wolfersberger [25].

C'est donc sur des échantillons de  $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$  que nous avons conduit les expériences visant à déterminer si ces matériaux pouvaient permettre l'autofocalisation d'une unique impulsion laser. L'objectif des campagnes de mesures était la caractérisation de l'autofocalisation du faisceau en fonction des paramètres expérimentaux que sont la fluence incidente, le champ électrique appliqué à l'échantillon et le diamètre du col du faisceau à l'entrée du cristal.

L'ensemble de ces mesures nous permet de quantifier approximativement le facteur de limitation du dispositif final, une fois inséré dans le système optique, en utilisant les considérations développées en annexe A, à partir de la page 157.

### 3.2.2 Montage expérimental

Le banc expérimental que nous avons spécialement conçu pour ces expérimentations est similaire, dans son principe, à celui présenté au chapitre 2 et représenté sur la figure 2.8 page 57. La source est un laser YAG:Nd doublé, émettant à la longueur d'onde de 532nm des impulsions uniques<sup>8</sup> de durée 5ns à mi-hauteur et d'énergie maximale 17mJ. L'énergie des impulsions est très fortement atténuée à l'aide d'une part de l'atténuateur intégré au laser et d'autre part de deux cubes polarisants dont les axes sont quasiment croisés.

L'éclairement de fond qui était présent lors de l'étude précédente —figure 2.8— n'est plus nécessaire ici. En effet, il est impossible, pour des raisons technologiques, de fournir un éclairement de fond uniforme et continu dans le temps dont la valeur soit comparable à l'éclairement maximum au centre de l'impulsion, laquelle est de l'ordre du MW/cm<sup>2</sup>. Il a donc été purement et simplement supprimé. Il faut toutefois prendre garde à *effacer* le cristal entre chaque impulsion : pour ce faire, une lampe halogène éclaire le cristal pendant quelques minutes<sup>9</sup> entre chaque impulsion. Cette dernière précaution nous assure que chaque impulsion interagit avec un cristal dont l'état initial est constant.

Les lentilles L<sub>1</sub> et L<sub>2</sub> qui effectuaient la focalisation du faisceau sur la face d'entrée du cristal sont maintenant remplacées par un zoom photographique du commerce, qui assure la même fonction pour un encombrement restreint et une précision supérieure.

La détection de la focalisation du faisceau en sortie du cristal s'effectue de la même façon : la face de sortie du cristal est d'une part imagée sur un plan CCD et d'autre part filtrée spatialement de manière à fournir une mesure en temps réel du diamètre du faisceau, laquelle est recueillie grâce à un oscilloscope numérique déclenché<sup>10</sup>. La caméra CCD est une caméra déclenchée connectée à une carte d'acquisition capable de digitaliser une unique trame vidéo. La synchronisation de cette dernière sur l'impulsion permet de réaliser une image intégrant l'évolution du faisceau en sortie de cristal au cours du temps. Notons toutefois que ce type d'observation ne permet pas de réaliser de mesures *résolues dans le temps*.

C'est l'observation dite *indirecte*, par filtrage spatial, qui fournira la mesure résolue dans le temps. Son principe a déjà été présenté page 57 : la puissance lumineuse reçue sur une photodiode est proportionnelle au diamètre du faisceau en sortie de cristal. Le coefficient de proportionnalité est *a priori* inconnu mais constant tant que le banc expérimental reste inchangé.

Le protocole expérimental est résumé sur la figure 3.1 page suivante. La mesure d'une évolution du profil de faisceau au cours d'une impulsion nécessite l'acquisition de l'intensité transmise à travers la fente pour *deux* impulsions consécutives<sup>11</sup>. Pendant la première, aucun champ électrique n'est appliqué au cristal et celui-ci est considéré comme linéaire pendant la durée de l'impulsion<sup>12</sup>.

<sup>8</sup>Toutes les expériences que nous avons effectuées dans le domaine impulsif ont été réalisées à l'aide d'impulsions uniques —par opposition à des trains d'impulsions. Le cristal était d'ailleurs *effacé* à l'aide d'une lampe halogène entre chaque impulsion.

<sup>9</sup>Cette procédure d'effacement s'est révélée très efficace pour les cristaux de Bi<sub>12</sub>TiO<sub>20</sub> et Sr<sub>x</sub>Ba<sub>1-x</sub>Nb<sub>2</sub>O<sub>6</sub> que nous avons utilisés. En revanche, elle n'est clairement pas suffisante pour des cristaux de LiNbO<sub>3</sub> par exemple.

<sup>10</sup>L'oscilloscope utilisé présente une bande passante de 2GHz et a la possibilité d'acquérir 2 · 10<sup>9</sup> échantillons par seconde.

<sup>11</sup>Comme précisé dans les lignes précédentes, on aura pris soin, entre les impulsions, de procéder à un effacement du cristal par un éclairement de quelques minutes grâce à une lampe halogène.

<sup>12</sup>Cette hypothèse de linéarité du matériau sans champ appliqué est particulièrement fondée pour le matériau que nous avons utilisé : Bi<sub>12</sub>TiO<sub>20</sub>. En revanche, elle peut être difficilement applicable pour certains matériaux comme LiNbO<sub>3</sub>, fortement non linéaires même en l'absence de champ appliqué. Dans ce cas, le protocole expérimental que nous proposons permettrait d'isoler l'influence du champ appliqué uniquement.

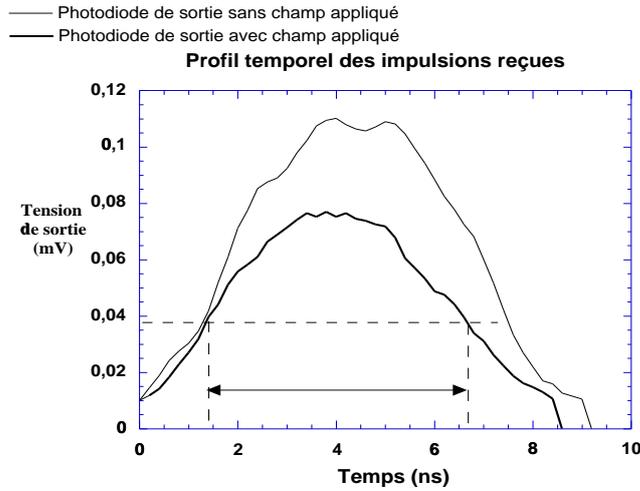


FIG. 3.1 – Profil typique des impulsions reçues par la photodiode —en terme de tension mesurée, avec et sans champ électrique appliqué. Les pointillés délimitent la largeur de l’impulsion à mi-hauteur. Ils sont reportés sur la figure 3.2 page suivante.

L’évolution de l’intensité transmise à travers la fente est enregistrée. Elle servira de référence. La deuxième impulsion est envoyée lorsque le cristal est soumis à un champ électrique. L’évolution de l’intensité est également enregistrée. Dans l’hypothèse où les deux impulsions peuvent être considérées comme identiques<sup>13</sup>, c’est le rapport point à point entre les deux enregistrements qui fournit une mesure proportionnelle à l’évolution du coefficient de diffraction —défini page 58— au cours du temps. Le coefficient de proportionnalité est toujours inconnu mais peut être déterminé par le calcul en considérant que le cristal est linéaire au début de l’impulsion<sup>14</sup>.

### 3.2.3 Mesures réalisées

Nous avons mené une campagne de mesure sur deux échantillons de  $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$  dans le but de caractériser l’évolution temporelle de l’autofocalisation d’une unique impulsion, en fonction des conditions expérimentales. Les paramètres importants sont d’une part le champ électrique externe appliqué au matériau et la fluence<sup>15</sup> de l’impulsion incidente sur l’échantillon et, d’autre part, la polarisation de l’impulsion. Les deux premiers interviennent directement dans le processus d’autofocalisation tel qu’il a été décrit théoriquement au cours du chapitre 2. Nous avons tenu compte de l’influence de la polarisation de la lumière et plus particulièrement de l’activité optique de  $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$  en incluant explicitement ces paramètres dans les simulations que nous avons effectuées.

Les mesures pour lesquelles une systématique a pu être conduite ont l’allure de celle représentée

<sup>13</sup>Pour que nos mesures soient correctes même dans le cas où les profils temporels des impulsions diffèrent légèrement, nous avons procédé à une correction calculée d’après le profil temporel des impulsions mesuré *en amont* du cristal grâce au prélèvement d’une partie du faisceau.

<sup>14</sup>L’effet photoréfractif étant notablement sensible à l’énergie reçue, le cristal peut être considéré comme linéaire avant que l’impulsion n’ait lieu. En conséquence, le coefficient de diffraction initial mesuré est égal au coefficient de diffraction linéaire. Ce dernier peut être évalué par le calcul. Cette dernière opération nous permet donc de déterminer le coefficient de proportionnalité entre le rapport d’intensités mesuré et le coefficient de diffraction.

<sup>15</sup>Le terme de *fluence* désigne une densité d’énergie. C’est donc une caractéristique du faisceau incident en un point donné. Elle s’exprime en  $\text{J}/\text{m}^2$  : c’est l’intégrale temporelle de l’éclairement.

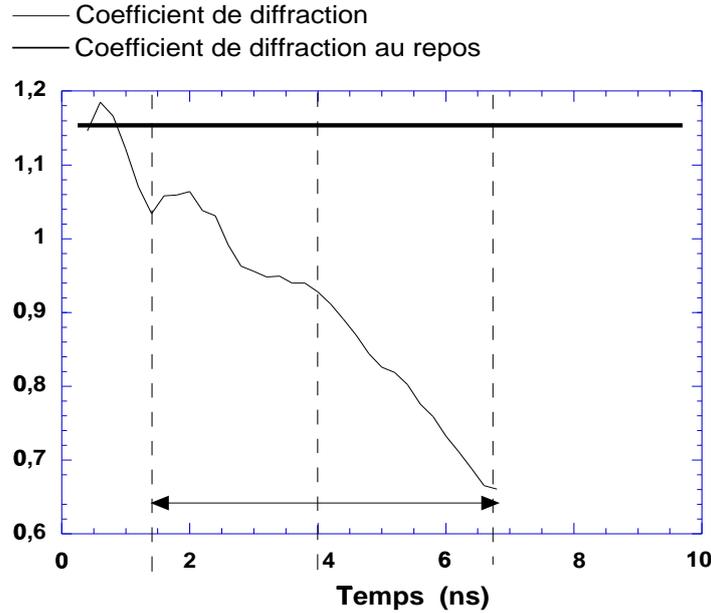


FIG. 3.2 – Evolution temporelle du diamètre du faisceau en sortie du cristal en termes de coefficient de diffraction. Ce dernier est le rapport du diamètre du faisceau en sortie du cristal sur le diamètre en entrée. Les pointillés, placés comme sur la figure 3.1 page précédente, délimitent l'impulsion à sa mi-hauteur, le trait pointillé central marquant le maximum de l'impulsion.

sur la figure 3.2. Elles ont été réalisées pour des fluences de l'ordre de 5mJ et des champs électriques appliqués inférieurs à 10kV/cm. Comme la figure l'atteste, ces conditions expérimentales conduisent à une autofocalisation monotone qui peut se révéler importante. En effet, dans un cristal de  $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$  d'environ 3mm de longueur, un coefficient de diffraction de  $\frac{1}{2}$  peut être obtenu pour un diamètre d'entrée de 20 $\mu\text{m}$ .

La systématique de mesure en fonction du champ appliqué et de la fluence de l'impulsion incidente a permis de montrer que l'augmentation de ces deux grandeurs favorise l'effet d'autofocalisation [28].

Le lecteur attentif s'apercevra que ces mesures, dans leur systématique, n'ont pas mis en évidence le phénomène de saturation de l'effet d'autofocalisation engendré par le masquage total du champ électrique interne observé lors de l'étude en régime quasi-continu et représenté sur les figures 2.4 page 54 et 2.9 page 59. Ce n'est que partiellement vrai. En effet, certaines mesures ont été effectuées qui ont montré ce phénomène caractérisé par un maximum transitoire d'autofocalisation suivi par un élargissement du faisceau. Les résultats n'en sont pas inclus dans la systématique effectuée car celle-ci nécessite des mesures répétitives : la saturation de l'effet autofocalisant n'a pu être obtenue que pour des fluences extrêmes, à la limite du seuil de destruction<sup>16</sup> de notre échantillon. Ces mesures n'ont donc pu être effectuées qu'avec parcimonie.

<sup>16</sup>Le seuil de destruction de nos échantillons de  $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$  avoisine les 2MW/cm<sup>2</sup>.

### 3.3 Interprétation théorique

Le phénomène d'autofocalisation des faisceaux lasers peut aisément s'interpréter qualitativement sur la base de l'étude théorique présentée au chapitre 2 : c'est le masquage partiel du champ électrique appliqué qui est responsable de la formation d'un guide d'onde auto-induit. Cette approche est d'ailleurs confortée par les quelques observations que nous avons pu faire et qui ont montré l'existence d'un maximum temporel d'autofocalisation, caractéristique du masquage total du champ appliqué.

#### 3.3.1 Détermination du champ de charge d'espace

En revanche, l'étude théorique que nous avons déjà effectuée au cours du chapitre précédent ne peut s'appliquer quantitativement au cas qui nous intéresse ici. Les approximations détaillées page 49 concernant notamment le comportement temporel de l'équation 2.7 sont incompatibles avec l'illumination impulsionnelle que nous considérons ici.

Notre interprétation des phénomènes d'autofocalisation rapide est donc, à l'instar de ce que nous avons fait précédemment, basée sur le modèle de Kukhtarev résumé par les équations 2.7 et 2.8 page 49 associées aux équations de continuité et de Maxwell-Gauss du modèle général de Maxwell.

L'approximation d'ordre temporel que nous nous autoriserons ici concerne donc la nature impulsionnelle et rapide de l'illumination. Nous pouvons considérer que les gradients de charge sont créés dans le matériau par des charges libres. En effet, les phénomènes physiques qui nous intéressent ont lieu pendant le temps de l'impulsion, lequel est plus court que le temps caractéristique de recombinaison des porteurs. Nous considérerons donc comme quantité négligeable le terme contenant le taux de recombinaison  $\xi$  dans l'équation 2.7 page 49.

Cette dernière équation peut encore être simplifiée. Les lasers impulsionnels ont la particularité de délivrer des éclaircissements importants pendant des temps très courts. Il nous paraît donc raisonnable de négliger l'excitation thermique des porteurs devant leur photo-excitation. En conséquence, nous négligerons le terme en  $\beta$  de cette même équation 2.7.

Ainsi, en reprenant les notations du chapitre précédent, définies à partir de la page 49, et en se limitant également à un modèle monodimensionnel, il est possible de formuler une équation liant le champ de charge d'espace  $E$  et l'illumination incidente  $I$ <sup>17</sup>.

$$\begin{aligned} \epsilon \left( \frac{\partial^2 E}{\partial x \partial t} - \mu E \frac{\partial^2 E}{\partial x^2} \right) + e\mu (N_D - N_A) (1 - e^{-sIt}) \frac{\partial E}{\partial x} \\ + [\beta_{ph} (1 - stI) + e\mu stE] (N_D - N_A) e^{-sIt} \frac{\partial I}{\partial x} = 0 \end{aligned} \quad (3.1)$$

Cette dernière équation n'est pas intégrable formellement<sup>18</sup>. C'est donc à une résolution numérique qu'il nous faut faire appel.

<sup>17</sup>Il convient ici de différencier les notations du chapitre précédent concernant le champ de charge d'espace  $E$  et l'intensité incidente  $I$ . Nous ne parlons plus ici de champ de charge d'espace généralisé  $E_\tau$  et d'intensité généralisée  $J$  — définis page 50 — car ces notions n'ont plus de sens ici.

<sup>18</sup>L'analogie de cette équation dans le chapitre 2 est l'équation 2.9 page 50. C'est donc à ce niveau que les deux études divergent dans leur principe, l'équation 3.1 n'étant pas formellement intégrable.

### 3.3.2 Résolution numérique : principe

Le problème de physique mathématique auquel il nous faut maintenant nous confronter consiste en l'interaction de deux phénomènes dont les constantes de temps et les caractéristiques physiques sont très éloignées. Le premier, et le plus lent, est le phénomène photoréfractif résumé par l'équation 3.1 page précédente. Le deuxième, plus rapide, est la *relecture* des modifications de l'indice de réfraction induites par le faisceau laser lui-même. Sa propagation est gérée par l'équation 2.13 page 51. Le temps de propagation de la lumière à l'intérieur du matériau, sur une longueur de quelques millimètres est très court devant les constantes de temps de l'effet photoréfractif, même si l'on considère une illumination d'une durée voisine de la nanoseconde.

La résolution numérique choisie se résume donc à deux résolutions séparées des équations 2.13 page 51 et 3.1 page précédente par des méthodes indépendantes. L'équation gérant la propagation est résolue en considérant que le champ électrique et donc l'indice de réfraction sont constants — temporellement— au cours de la propagation du faisceau dans le cristal. Le même principe est appliqué à l'équation gérant l'effet photoréfractif : celle-ci est résolue en tenant compte de l'éclairement du cristal —immuable pour le calcul— calculé précédemment. Ceci implique bien entendu que la répartition initiale de l'indice de réfraction soit connue, de manière à permettre le premier calcul de la propagation du faisceau<sup>19</sup>.

L'équation 3.1 est résolue par une méthode dérivée des différences finies implicites. Une modification a toutefois été apportée de manière à minimiser les erreurs de calculs dues aux arrondis effectués par la machine : les erreurs étant maximales lorsque les gradients de champ ou d'intensité sont forts, il n'est pas souhaitable d'effectuer le calcul d'un seul tenant, en partant du bord du cristal et en atteignant l'autre bord *via* une décroissance du champ électrique, son éventuelle annulation, puis sa croissance vers sa valeur loin du faisceau. Nous avons procédé à un calcul intégrant des dérivées à gauche et à droite de manière à partir simultanément des deux bords et à n'effectuer à chaque fois *qu'une* descente du champ électrique. Par ailleurs, si les deux calculs se rejoignent bien au centre du faisceau, cela permet de les valider et de donner une appréciation de l'erreur commise.

L'équation de propagation 2.13 page 51 est, elle, résolue de manière analogue à ce qui a été entrepris au chapitre 2 : par une méthode dite *Beam Propagation Method*. Toutefois, autant l'équation 2.14 page 52 pouvait être résolue sans autre source de données, autant l'équation 2.13 nécessite la connaissance de la répartition de l'indice de réfraction. Celle-ci est fournie par la résolution de l'équation 3.1.

### 3.3.3 Nécessité d'implantation parallèle

Chaque pas de temps ainsi calculé nécessite l'exécution de *deux* programmes indépendants. Les données de sorties de ces deux programmes —champ électrique et intensité lumineuse— sont intéressantes pour le physicien. En conséquence, elles doivent être écrites dans un fichier. C'est donc intuitivement ce même fichier qui sert de vecteur de communication entre les deux programmes.

Ces calculs ont été implantés initialement<sup>20</sup> sur les machines du laboratoire. Cette approche

<sup>19</sup>L'état initial du cristal peut ne pas être homogène, ceci nous permettant de tenir compte d'éventuels événements précédents la simulation.

<sup>20</sup>Après un développement initial effectué grâce au logiciel Mathematica™ de Wolfram Research, les simulations ont été implantées en C++, du fait de la compétence en ce langage des équipes informatiques voisines de notre

s'est très vite révélée insuffisante, de par les temps de calcul prohibitifs et le volume des données générées par le programme. Notons que c'est bien l'approche temporelle, motivation originelle de notre étude, qui est responsable de ces temps et volumes conséquents.

C'est cette impasse qui nous a entraînés vers des préoccupations orientées vers l'informatique et plus spécialement l'informatique parallèle. Nous reviendrons plus en détail sur ces aspects au cours du chapitre 4. Retenons pour l'instant que ces calculs ont été réalisés dans le cadre d'une opération du Centre Charles Hermite<sup>21</sup> dénommée *Simulateur de Composants Optroniques*, intégrée dans le Contrat Plan Etat Région et dont je suis responsable. L'ordinateur utilisé est un super-calculateur de type Origin2000 (SGI<sup>22</sup>) disposant de 64 processeurs, 24Go de mémoire vive et 1To de mémoire de masse. La visualisation et l'analyse des résultats ont, elles, été effectuées dans notre laboratoire, également sur une station de travail SGI dont le circuit graphique est dédié.

### 3.3.4 Ajustements numériques

La réalisation de simulations de l'autofocalisation ayant une signification en termes quantitatifs nécessite la connaissance de l'ensemble des paramètres microscopiques des cristaux utilisés, paramètres qui interviennent dans les équations 3.1 page 77 et 2.13 page 51. La littérature fournit les valeurs de toutes ces constantes avec une bonne précision [131, 132, 136, 137]<sup>23</sup>, à l'exception d'une seule, la mobilité  $\mu$  présente dans l'équation 3.1. Selon les articles considérés [136, 138], sa valeur pour  $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$  varie de 3 à  $300\text{mm}^2/\text{Vs}$ .

Avant de procéder à des comparaisons quantitatives entre les simulations issues de notre modèle et les expériences que nous avons entreprises, il nous a fallu déterminer la valeur de la mobilité électronique  $\mu$  dans nos échantillons. Le principe en est montré sur la figure 3.3 page suivante, où est comparé un résultat expérimental particulier avec un ensemble de simulations correspondant aux mêmes paramètres expérimentaux mais pour différentes valeurs de  $\mu$ . Si l'on garde à l'esprit que les erreurs de mesure les plus importantes sont commises au début et à la fin de l'impulsion, ces résultats montrent clairement que, dans notre échantillon, la valeur de  $\mu$  est de  $30 \pm 10\text{mm}^2/\text{Vs}$ , ce qui reste dans l'intervalle défini par la littérature.

Cependant, comme on peut le deviner sur la figure 3.3 et comme il sera précisé au chapitre 4 par la figure 4.4 page 99, quelle que soit la valeur prise pour la mobilité  $\mu$ , toutes les courbes représentées semblent saturer à une valeur déterminée : elles ont toutes en commun le même minimum, qu'il soit global, pour les faibles valeurs de  $\mu$  ou local pour les plus grandes valeurs<sup>24</sup>. La simulation montre que ce minimum ne dépend que du coefficient électro-optique effectif  $r_{\text{eff}}$  et du champ électrique appliqué  $E_{\text{ext}}$ . Cela est intuitivement logique si l'on considère que la profondeur de modulation du guide optique créé est celle du champ interne. Or ce dernier est, au mieux, masqué et donc égal à 0. La profondeur de modulation de l'indice de réfraction est donc au mieux de  $\frac{1}{2}n^3r_{\text{eff}}E_{\text{ext}}$ ,  $n$  étant l'indice moyen du matériau.

---

laboratoire. Je remercie d'ailleurs à cette occasion Stéphane Vialle, enseignant-chercheur à Supélec —campus de Metz— qui nous a ouvert la voie de la parallélisation.

<sup>21</sup>Voir à ce sujet la note 13 page 29.

<sup>22</sup>SGI est la nouvelle dénomination de Silicon Graphics

<sup>23</sup>Précisément, la littérature fournit aisément les paramètres microscopiques de  $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ , de la famille des sillénites. Ce dernier étant très proche de  $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ , nous utiliserons ses caractéristiques pour nos simulations.

<sup>24</sup>Sur la figure 4.4 page 99, certaines courbes n'atteignent pas ce minimum commun. Ce sont celles pour lesquelles la fluence de l'impulsion n'est pas suffisante pour atteindre la saturation photoréfractive — pour masquer totalement le champ électrique appliqué.

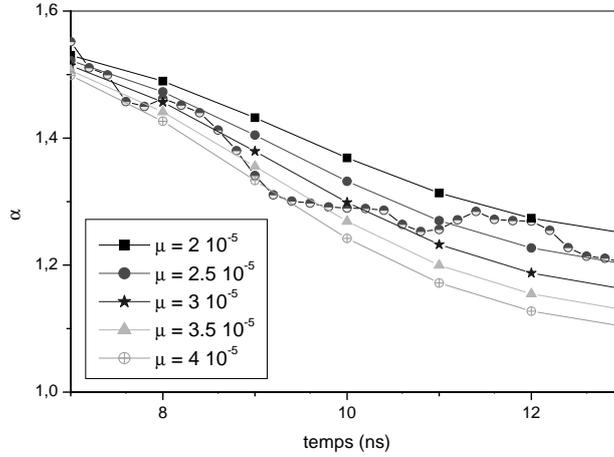


FIG. 3.3 – Coefficient de diffraction  $\alpha$  mesuré au cours de la durée de l’impulsion et comparé aux prévisions du modèle théorique pour différentes valeurs de la mobilité  $\mu$  —exprimée en  $V^2/ms$ — dans un échantillon de  $Bi_{12}TiO_{20}$  de 6mm de long.

Or, en considérant les champs que nous avons appliqués, le coefficient de diffraction prévu par la simulation est plus faible —l’auto focalisation est plus *forte*— que celui qui est mesuré, quand la simulation est effectuée avec les valeurs numériques des coefficients microscopiques de  $Bi_{12}SiO_{20}$  et avec la valeur  $r_{41} = 5,17\text{pm}/V$  donnée par la littérature [9] pour  $Bi_{12}TiO_{20}$  à 633nm.

Toutefois, pour une valeur autour de  $10\text{pm}/V$  de ce dernier coefficient, les coefficients de diffraction prévu et mesuré coïncident comme sur la figure 3.3. Cette valeur reste à être mesurée à 532nm de façon indépendante et doit encore être comparée avec la littérature. Par ailleurs, cette détermination repose sur notre utilisation de la valeur précise de l’indice de réfraction de  $Bi_{12}TiO_{20}$  à 633nm, alors que nous avons utilisé un laser émettant à 532nm. Ainsi que le suggère la littérature [139], ces deux valeurs peuvent différer de 0,1, jetant ainsi un doute sur la validité de notre estimation de  $r_{41}$  à  $10\text{pm}/V$  alors que la littérature donne des valeurs deux fois moindres, mais à 633nm.

### 3.3.5 Validation du modèle

Une fois réalisés les ajustements de la modélisation en ce qui concerne la mobilité électronique la valeur précise du coefficient électro-optique, ses prévisions peuvent être testées en comparaison avec les résultats expérimentaux obtenus dans le même échantillon. Est-il besoin de préciser que les ajustements mentionnés ici ne sont effectués qu’une fois par échantillon cristallin —voire idéalement par *boule*<sup>25</sup> de cristal ?

Nous avons donc pu réaliser un ensemble de comparaison systématiques, sur lesquelles nous reviendrons au chapitre 4 et desquelles la figure 3.4 page suivante est représentative. Cette dernière représente le coefficient de diffraction normalisé obtenu au sommet de l’impulsion dont les ca-

<sup>25</sup>Une *boule* de cristal est le résultat d’un tirage à partir d’un unique germe. Généralement, l’intégralité la *boule* est homogène du point de vue de ses caractéristiques physico-chimiques. Les échantillons qui en sont tirés sont donc idéalement identiques. Bien entendu, certaines *boules* peuvent ne pas être homogènes, si les conditions de leur croissance ont varié au cours du tirage.

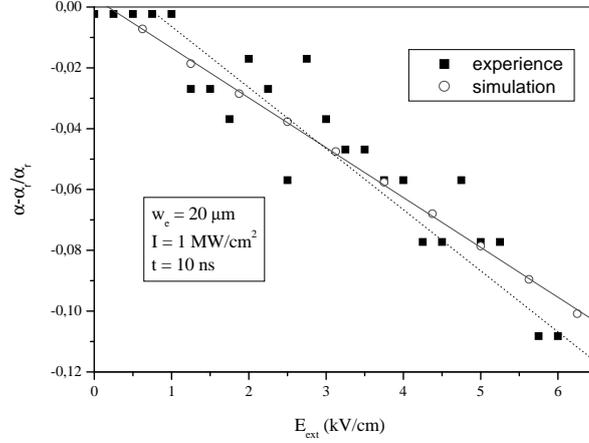


FIG. 3.4 – Comparaison des mesures et des prévisions du coefficient de diffraction  $\alpha$  normalisé — $\alpha_r$  étant le coefficient de diffraction *linéaire*—. La droite pointillée est l’approximation linéaire des points expérimentaux par la méthode des moindres carrés.

ractéristiques géométriques et de puissance sont données sur la figure, en fonction du champ électrique appliqué.

### 3.4 Facteur de limitation obtenu

Terminons ce chapitre de la façon dont nous l’avons commencé en évoquant l’une des applications de l’autofocalisation photoréfractive que nous avons envisagées : la limitation optique. Les études que nous venons de décrire ont permis de montrer qu’il était possible à une impulsion laser unique d’être autofocalisée dans un matériau photoréfractif tel que  $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ .

L’estimation du facteur de limitation optique  $\mathcal{F}_1$  présentée page 158 a été effectuée dans le cas où la propagation à l’intérieur du matériau photoréfractif se fait sous la forme d’un soliton spatial. Sous cette hypothèse, le coefficient de diffraction obtenu est égal à l’unité — car le faisceau se propage sans déformation.

Les mesures que nous avons conduites ont permis de montrer que ce coefficient unité était atteint, au moins transitoirement. Ces observations ont par ailleurs été interprétées avec succès par notre approche théorique. L’équation A.10 page 158 nous permet donc une estimation du facteur de limitation obtenu grâce à notre échantillon de 6mm de long sur un faisceau de rayon de col  $20\mu\text{m}$  :

$$\mathcal{F}_1 \approx 7,3.$$

Cette valeur est bien entendu insuffisante si une application réelle est envisagée. Cela démontre la nécessité de disposer de matériaux de plus grande longueur. Cela ne va pas sans poser de problème si  $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$  est le matériau choisi. En effet, ce dernier est optiquement actif et cette propriété interdit la propagation de solitons spatiaux au sens strict, du fait de la rotation de la polarisation du faisceau qui induit l’oscillation du coefficient électro-optique effectif entre une

valeur donnée et son opposée. Toutefois, certaines études [96, 97] laissent entrevoir la propagation de faisceaux confinés pour des orientations particulières de ce matériau.

Quoi qu'il en soit, tout ceci démontre la nécessité de la recherche des matériaux optimaux pour la réalisation de dispositifs de limitation optique. Cette étude sera l'objet du chapitre 5.

Pour terminer, remarquons que, même dans le cas où il procure un faible facteur de limitation, le dispositif photoréfractif garde tout son intérêt de par sa forte sensibilité : associé à un dispositif moins sensible tel qu'un ASI<sup>26</sup> dans une protection *tandem*, il procurera la faible protection nécessaire là où l'ASI ne serait pas sensible.

---

<sup>26</sup>Voir la note 6 page 71 à propos des matériaux ASI.

Deuxième partie

Expérimentations physiques et  
numériques



*The men of experiment are like the ant, they only collect and use; the reasoners resemble spiders, who make cobwebs out of their own substance. But the bee takes the middle course: it gathers its material from the flowers of the garden and field, but transforms and digests it by a power of its own. Not unlike this is the true business of philosophy (science); for it neither relies solely or chiefly on the powers of the mind, nor does it take the matter which it gathers from natural history and mechanical experiments and lay up in the memory whole, as it finds it, but lays it up in the understanding altered and digested. Therefore, from a closer and purer league between these two faculties, the experimental and the rational (such as has never been made), much may be hoped [140].*

Francis Bacon

# 4

## Simulation et calcul parallèle

### Sommaire

---

<b>4.1</b>	<b>Nécessité et moyens . . . . .</b>	<b>89</b>
4.1.1	Les besoins de simulation . . . . .	89
4.1.2	Les besoins en informatique . . . . .	90
4.1.3	Le Centre Charles Hermite . . . . .	91
<b>4.2</b>	<b>Optimisations algorithmiques indispensables . . . . .</b>	<b>92</b>
4.2.1	Un parallélisme inhérent . . . . .	92
4.2.2	Optimisation séquentielle . . . . .	93
4.2.3	Bibliothèques parallèles . . . . .	97
<b>4.3</b>	<b>Résultats . . . . .</b>	<b>98</b>
4.3.1	Ajustement des paramètres microscopiques . . . . .	98
4.3.2	Validation : influence du champ appliqué . . . . .	100
<b>4.4</b>	<b>Le champ des possibles . . . . .</b>	<b>101</b>
4.4.1	Une nouvelle modélisation . . . . .	101
4.4.2	Une nouvelle parallélisation . . . . .	101
4.4.3	Le futur de CCH2 . . . . .	102

---



*Si les expérimentateurs sont des fourmis et les théoriciens des araignées, que choisis-tu ? L'abeille ou le bourdon ? Un grand merci à toi, Fred, qui es venu passer un an parmi nous, reconverti de la chimie à l'optique puis à l'algorithmique et l'informatique. C'est grâce à ce grand écart que nous avons pu avancer sur la voie de la simulation.*



Nous allons à présent nous intéresser de plus près à une activité qui nous a conduits de la physique aux marges de l'algorithmique. Les études théoriques que nous avons développées au cours de la première partie trouveront ici un nouveau départ. En effet, la physique a le don de générer des problèmes aux équations compliquées et dont la solution n'est à la portée du théoricien qu'au prix de calculs numériques souvent longs et fastidieux.

Et c'est là que le physicien se doit de rejoindre, au travers d'un programme pluridisciplinaire, ses collègues spécialistes de l'analyse numérique et de l'algorithmique. Nous avons ainsi pu inscrire nos investigations au sein d'une thématique du pôle *intelligence logicielle* du Contrat Plan État Région de Lorraine dénommée *Calculs, Réseaux et Graphismes Hautes Performances*.

Ce chapitre sera donc consacré à la simulation, aux besoins en informatique et en algorithmique qui en ont découlé et aux moyens qui ont été mis en œuvre pour tenter d'atteindre les objectifs que nous nous étions fixés, à savoir la mise au point d'un logiciel effectuant une simulation réaliste de la propagation d'un faisceau laser fin dans un matériau photoréfractif.

## 4.1 Nécessité et moyens

Avant de nous lancer à corps perdu dans la réalisation de simulations numériques coûteuses en temps de mise au point et de calcul, examinons tout d'abord les motivations qui nous y ont conduits.

### 4.1.1 Les besoins de simulation

Pourquoi simuler après tout ? L'expérience ne nous suffit-elle pas à déterminer le comportement de l'autofocalisation photoréfractive, comme décrite au chapitre 5 ? La réponse affirmative nous dispenserait d'un investissement conséquent, aussi bien dans le domaine de l'informatique et de l'algorithmique que dans celui de la modélisation physique.

Et c'est bien ce dernier point qui nous a paru d'une importance capitale. En effet, non seulement la modélisation nous permet de comprendre la raison de l'existence des phénomènes que nous mesurons, mais c'est cette compréhension elle-même qui peut nous guider vers l'invention et la conception de dispositifs originaux exploitant les concepts fondamentaux de nos études expérimentales. C'est en particulier le cas pour l'application à la limitation optique, évoquée au chapitre 3 et qui sera développée au cours de celui-ci.

La simulation, elle, découle directement de la modélisation réalisée. Elle est nécessaire car elle reste très souvent —et en particulier dans notre cas— le seul moyen de vérifier la validité du modèle développé, *via* la confrontation avec l'expérience. Nous nous sommes donc fixés l'objectif suivant : développer le modèle le plus simple possible, qui rende compte des observations que nous avons effectuées.

Malgré certains résultats particulièrement intéressants, voire spectaculaires [92–94], la littérature internationale ne rapporte que des modélisations de l'état stationnaire. Or, l'interprétation de nos résultats expérimentaux nécessite la mise au point de modèles également résolus dans le temps. C'est cette quête qui sera relatée dans les pages qui suivent.

### 4.1.2 Les besoins en informatique

#### Le modèle quasi-stationnaire

Nos premiers travaux théoriques dans le domaine de l'autofocalisation photoréfractive [21] nous ont conduits à l'équation 2.14 page 52. Celle-ci résulte de l'intégration de l'équation formelle de l'équation 2.9 page 50 —qui lie l'illumination incidente au champ de charge d'espace— associée aux équations 2.12 et 2.13 page 51.

Cette équation est à même de décrire, à elle seule, la propagation d'un faisceau laser fin dans un matériau photoréfractif pour des temps bien supérieurs au temps caractéristique de relaxation dans le noir. Elle peut être intégrée par une méthode dite *Beam Propagation Method* [141], particulièrement efficace pour les équations propagatives pour lesquelles le milieu de propagation ne subit que de faibles modifications. Ce sont ces simulations, relativement peu gourmandes en temps de calcul, qui sont à la base de nos travaux dans le cadre des régimes quasi-continus [24, 95].

Le lecteur attentif n'aura pas manqué de noter que contrairement aux travaux de A.V.Mamaev *et.al.* [92–94], nos études sont fondées sur un modèle de dimensions 1+1 : une seule direction de propagation autorisée, et diffraction dans une unique dimension également. Il a cependant l'avantage de prendre en compte —au moins partiellement— la dimension temporelle.

#### Le modèle rapide

Il en va différemment du modèle que nous avons développé pour tenir compte des régimes rapides induits par les lasers impulsionsnels. Ce régime est décrit par les équations 2.13 page 51 et 3.1 page 77. Le champ électrique ne peut pas être formellement éliminé entre elles et deux résolutions numériques couplées sont donc nécessaires. La première équation est tout simplement résolue par une méthode également de type *Beam Propagation Method* dans un matériau dont le profil d'indice est calculé grâce à la deuxième équation. Cette dernière est résolue par une méthode dérivée des différences finies détaillée page 78.

#### Exploitation initiale

La résolution initiale de ce problème numérique a été effectuée lors de la thèse de Delphine Wolfersberger [25] à l'aide tout d'abord d'un langage mathématique de haut niveau<sup>1</sup>. Une fois

<sup>1</sup>Le langage en question était proposé par le logiciel Mathematica de Wolfram Research. Le terme *haut niveau* est ici employé dans son sens informatique et signifie que le langage employé dispensait de la définition des nombres complexes, des matrices... et autres structures mathématiques fondamentales.

l'algorithme mis au point et validé dans son principe, l'impossibilité de le faire fonctionner pour des résolutions spatiales et temporelles suffisantes sur un ordinateur de bureau de l'époque<sup>2</sup> s'est révélée l'obstacle principal.

Nous nous sommes alors tournés vers les machines de calcul à notre disposition et notre choix s'est porté sur une machine SUN de type Sparc 10. La programmation du modèle numérique a alors été réalisée en langage C++, ce choix étant motivé par la présence dans l'environnement du laboratoire de l'équipe ERSIDP<sup>3</sup> du campus de Metz de Supélec, spécialiste de ce langage. Ces développements ont permis une accélération significative des codes de calcul, en amenant à une durée d'une journée le calcul de l'évolution de la propagation d'un profil de faisceau donné. Étant donné que chaque point d'une courbe comme celles qui sont représentées sur la figure 3.3 page 80 représente un tel calcul, il est évident que les temps nécessaires sont rédhitoires si l'on veut tenter une comparaison systématique avec l'expérience.

Il nous faut donc maintenant envisager de mettre en œuvre une autre catégorie de moyens informatiques si l'on veut espérer pouvoir mener à bien notre entreprise. Nous nous sommes donc tournés vers l'extérieur dans l'espoir de nouer des collaborations autour de ce thème.

### 4.1.3 Le Centre Charles Hermite

#### **L'opération *Simulation de la propagation de la lumière dans les matériaux photoréfractifs***

C'est au Centre Charles Hermite<sup>4</sup> (CCH), à Nancy, que nous avons pu trouver le matériel et les compétences nécessaires à notre projet. C'est à l'époque Michel Goetz<sup>5</sup>, enseignant-chercheur à Supélec, qui dirigeait une *opération* au CCH sous le titre *Propagation de la lumière dans les cristaux photoréfractifs* sous l'égide conjointe de l'Université de Metz et de Supélec.

C'est par l'intermédiaire d'une parallélisation du calcul du champ de charge d'espace —sur 20 processeurs— que nous avons pu réduire le temps de calcul du comportement d'un faisceau donné dans des conditions données, d'une journée à 30 minutes. Dans ces conditions, une exploitation raisonnable des codes de calcul nous a permis de réaliser les simulations nécessaires à la validation de nos travaux théoriques [25, 27].

#### **CCH2, le Contrat Plan État Région 2000, l'opération *Simulateur de composants optiques***

Le Centre Charles Hermite est une émanation du Conseil Régional de Lorraine. C'est l'incarnation du thème *Calculs, réseaux, graphisme à hautes performances* du pôle *intelligence logicielle* du *Contrat Plan Etat-Région 2000-2006* de Lorraine. Ce nouveau *centre* est connu sous le nom abrégé de CCH2, par opposition à CCH1 qui relevait du Contrat de Plan précédent.

<sup>2</sup>A cette époque, Mathematica fonctionnait sur un PowerMac de première génération cadencé à 133MHz, ce qui représentait le haut de gamme des ordinateurs de bureau.

<sup>3</sup>L'Équipe de Recherche sur les Systèmes Intelligents Distribués et Parallèles est composée de deux enseignants chercheurs de Supélec : Stéphane Vialle et Hervé Frezza-Buet.

<sup>4</sup>Voir au sujet du CCH, la note 13 page 29.

<sup>5</sup>*cf.* note 14 page 29.

### Fiche d'action du Contrat Plan

Le thème est subdivisé, pour le Contrat de Plan, en six fiches d'actions distinctes. L'une d'entre elles est reproduite en annexe B et concerne notre action. A l'occasion du renouvellement du Contrat Plan État Région en l'an 2000, les opérations de CCH1 sont naturellement arrivées à leur terme. Une nouvelle opération dénommée *Simulateur de composants optroniques*, dont j'ai pris la responsabilité, a été créée. Son objectif est décrit par la fiche d'action donnée en annexe B.

Notre action prévoyait en l'an 2000 la réalisation, sur 3 ans, d'un logiciel de simulation de la propagation des faisceaux lasers dans les matériaux photoréfractifs à même de permettre la conception de systèmes et composants optroniques utilisant ces matériaux.

Les moyens techniques étant assurés par le CCH, les moyens humains que nous souhaitions mettre en place étaient d'une part une personne en contrat post-doctoral d'un an qui devait assurer l'optimisation des codes de calcul, et d'autre part un étudiant en thèse dont le sujet devait porter sur la modélisation elle-même. Le financement du premier a été assuré par le CCH lui-même, ce qui nous a permis d'accueillir Frédéric Lhommé, docteur en physique de l'Université de Metz et qui a réalisé les simulations présentées au cours de ce chapitre.

En revanche, la thèse prévue n'a pas encore débuté au moment où ces lignes sont écrites. Elle devrait démarrer incessamment grâce à un financement de type *allocation de recherche*. Soulignons au passage la difficulté du sujet proposé : il s'agit d'un sujet physique très théorique — la modélisation de l'effet photoréfractif — associé à un gros investissement en calcul numérique et en informatique parallèle. S'agit-il d'un manque d'informatique dans les filières de physique ou d'un manque d'intérêt pour la physique dans les filières d'informatique ? Quoi qu'il en soit, peu d'étudiants sont disposés à entreprendre quelques années de recherche dans ce domaine. C'est d'ailleurs l'une des raisons qui ont fait que la thèse prévue n'ait pas encore débuté.

## 4.2 Optimisations algorithmiques indispensables

Nous allons maintenant passer en revue les différentes études algorithmiques qui ont été menées dans l'objectif de rendre le programme de simulation le plus rapide possible. Il faut cependant ici raison garder. En effet, les adeptes du parallélisme et de la recherche en algorithmique seront loin de retrouver ici les performances et les recherches dont ils sont familiers. L'objectif final de ces incursions en algorithmique n'est pas la recherche de la performance absolue mais bien au contraire la quête d'un programme utilisable pour réaliser des simulations en quantité raisonnable.

Nous avons été conduits, non pas à viser le temps d'exécution le plus court, mais plutôt à optimiser le temps cumulé de développement et d'exécution du programme. Cela expliquera un grand nombre des choix qui ont été faits dans la mise au point de ce programme.

### 4.2.1 Un parallélisme inhérent à notre problème

#### Parallélisation du calcul du champ de charge d'espace

Examinons tout d'abord le modèle que nous avons développé. Nous avons à résoudre d'une part une équation de type propagatif — équation 2.13 page 51 — et d'autre part une équation liant champ électrique et illumination — équation 3.1 page 77. Cette dernière équation ne fait intervenir

qu'une seule dimension, perpendiculaire à la direction de propagation. Par conséquent, à partir d'un profil d'illumination donné, les résolutions dans des *tranches* de cristal perpendiculaires à la direction de propagation sont indépendantes.

Cette dernière remarque nous permet de faire ressortir un parallélisme inhérent à notre modèle : les calculs effectués dans les différentes *tranches* mentionnées pourront être distribués sur autant de processeurs qu'il y a de tranches, de manière *a priori* idéale.

Toutefois, le nombre de processeurs d'une machine donnée — 64 dans le cas de l'Origin 2000 du Centre Charles Hermite — atteint rarement le nombre de points nécessaires dans l'objectif de réaliser un calcul significatif — 200 tranches dans notre cas. En conséquence, la répartition des calculs ne peut se faire qu'en les effectuant séquentiellement sur un certain nombre de tranches consécutives.

Le cas *idéal* évoqué ici n'est en fait jamais atteint. Les temps effectifs de calcul doivent prendre en compte les temps de communication entre processeurs et mémoire pour, par exemple, rassembler les données éparpillées lors des calculs. Il nous faut donc réaliser une *expérience* visant à déterminer le nombre optimal de processeurs à utiliser. Les résultats en sont présentés sur la figure 4.1 page suivante<sup>6</sup>.

Une bonne mesure de l'efficacité de la parallélisation effectuée est le *speed-up* du programme : c'est l'inverse du temps de calcul réel rapporté au temps de calcul sur un unique processeur. Quand la charge est idéalement répartie entre les processeurs, c'est une droite de pente 1. Ces résultats sont reportés sur la figure 4.2 page 95 .

C'est ce travail algorithmique qui nous a permis d'amener le temps d'une unique simulation à 30 minutes et c'est grâce à ce travail initial d'algorithmique que nous avons pu réaliser nos premiers travaux en matière de simulation [25, 27].

## 4.2.2 Optimisation séquentielle

A la faveur de l'arrivée de Frédéric Lhommé en contrat post-doctoral financé par le Centre Charles Hermite, nous avons pu entreprendre une optimisation plus approfondie des codes de calcul. Toute bonne parallélisation commence nécessairement par une optimisation séquentielle, c'est-à-dire une amélioration du programme visant à optimiser son fonctionnement sur un unique processeur. Nous ne nous occuperons pas ici de notions qui traitent de la gestion des caches mémoire au niveau du microprocesseur ou d'autres notions pointues d'informatique séquentielle<sup>7</sup>.

### Gestion du calcul matriciel

La résolution de l'équation 3.1 page 77 étant effectuée par une méthode dérivée des différences finies, l'algorithmique mise en œuvre comprend l'utilisation de matrices carrées de grandes dimen-

<sup>6</sup>Les résultats ne sont disponibles pour la version NSPR 3.2 que jusqu'à une vingtaine de processeurs. Le manque d'optimisation séquentielle de ce programme rend difficile l'exécution sur un plus grand nombre de processeurs

<sup>7</sup>Le gestion correcte des caches mémoire du microprocesseur est un paramètre qui peut être déterminant dans l'efficacité d'une programmation séquentielle. Nous nous en sommes préoccupés en ordonnant correctement les indices de matrices multi-dimensionnelles présentes dans des boucles de type FOR. Toutefois, cette notion, et d'autres — comme le *false sharing* — sont des notions abordées par les chercheurs en algorithmique. C'est donc tout naturellement que nous avons cherché à les éluder en nous adjoignant l'aide de l'équipe ERSIDP — cf. note 3 page 91 — afin d'éviter les erreurs les plus grossières. Une étude plus approfondie aurait demandé un investissement trop important pour qu'il nous soit rentable.

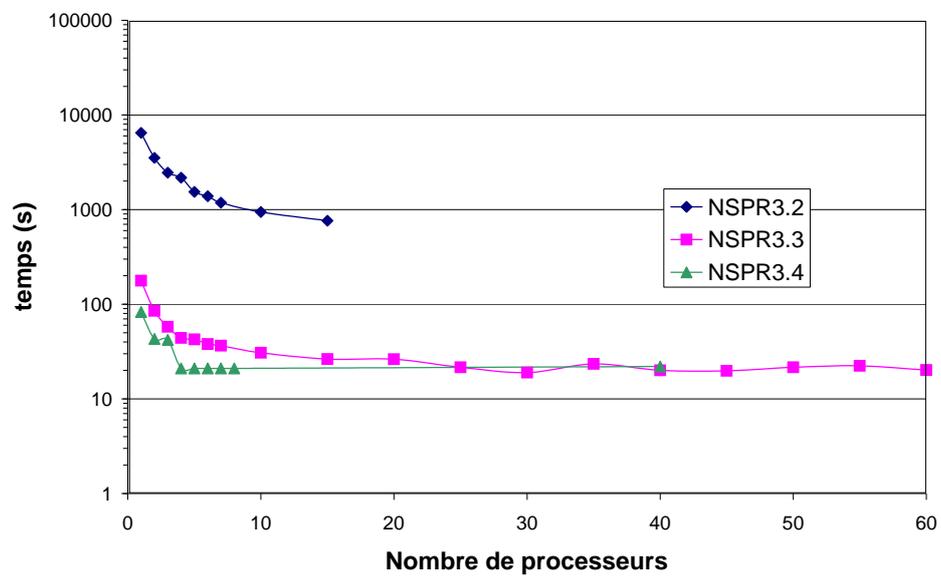


FIG. 4.1 – Temps d'exécutions comparés des calculs du champ de charge d'espace avant optimisation séquentielle —programme NSPR 3.2—, après optimisation du calcul matriciel —version NSPR 3.3— et après optimisation de la communication inter-processus — NSPR 3.4.

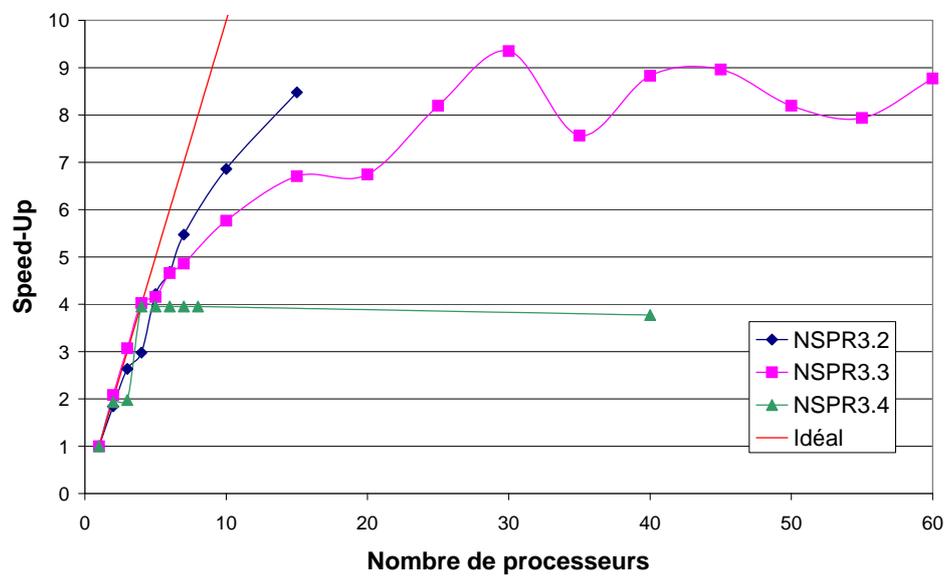


FIG. 4.2 – *Speed-up* comparés des codes de calcul du champ de charge d'espace avant optimisation séquentielle —version NSPR 3.2—, après optimisation du calcul matriciel —NSPR 3.3— et après optimisation de la communication inter-processus —NSPR 3.4.

sions et le calcul de leur inverse. C'est l'intervention de Gilles Berlin<sup>8</sup> qui a conduit à la mise au point des bibliothèques matricielles initialement utilisées pour les premiers développements. Ces bibliothèques ont été conçues pour un usage généraliste et l'inversion, en particulier, était basée sur la méthode du pivot total de Gauss.

La particularité de la méthode des différences finies est d'engendrer des matrices tri-diagonales, voire des matrices bandes<sup>9</sup> dans les cas les plus compliqués. Les algorithmes généralistes ne sont pas particulièrement efficaces dans ce cas. Par exemple, la méthode du pivot de Gauss est l'une des plus lentes et des moins précises dans le cas des matrices bandes à diagonale dominante. On lui préférera des méthodes itératives, de type Gauss-Siedel par exemple.

Cette approche a été privilégiée afin de réaliser l'optimisation séquentielle du calcul du champ de charge d'espace. Nous n'avons bien entendu pas programmé nous mêmes ces méthodes de calcul. Il existe en effet un grand nombre de bibliothèques du domaine public qui apportent des solutions extrêmement efficaces.

L'encombrement en mémoire des matrices bandes peut également être considérablement réduit par rapport à une matrice aléatoire. Cette optimisation est importante car trop d'encombrement mémoire restreint le nombre de processeurs que l'on peut utiliser simultanément<sup>10</sup>. Nous avons donc également utilisé cette particularité des matrices tri-diagonales afin de les stocker sous la forme de 3 vecteurs.

La figure 4.1 page 94 donne les résultats obtenus grâce à cette dernière opération : l'accélération est de l'ordre de 10. En revanche, comme le montre la figure 4.2 page précédente, les performances en terme de *speed-up* sont moindres. Du fait de l'accélération par optimisation séquentielle de la partie parallèle, la partie séquentielle du programme prend plus d'importance, diminuant ainsi l'accélération relative.

### Optimisation de la communication inter-processus

La dernière amélioration séquentielle d'importance que nous ayons envisagée concerne la communication entre les programmes de résolution des deux équations décrivant notre processus physique : les équations 2.13 page 51 et 3.1 page 77.

Initialement, ces deux programmes étaient conçus pour être indépendants. Leurs entrées et leurs sorties étaient donc tout naturellement des fichiers écrits sur le disque. Or, les fichiers que nous manipulons peuvent atteindre des tailles gigantesques<sup>11</sup>. Les temps d'écriture sur le disque deviennent donc rapidement importants.

Il nous est alors paru primordial de remédier à ce problème en réalisant une communication entre les processus de calcul *via* la mémoire vive plutôt que par le disque, aussi rapide soit-il. La même figure 4.1 page 94 rend compte de l'accélération obtenue. Les mesures de *speed-up* — figure 4.2 page précédente — montrent qu'au delà de quelques processeurs, le gain absolu réalisé

<sup>8</sup>Gilles Berlin a réalisé son stage de fin d'études d'IUP —Institut Universitaire Professionnalisé— au sein de notre laboratoire. Sa contribution à l'élaboration de nos programmes de simulation s'est révélée déterminante. Il est actuellement technicien chargé du réseau Windows du campus de Metz de Supélec.

<sup>9</sup>Une matrice bande est une matrice dont seule la diagonale et quelques lignes parallèles non nulles.

<sup>10</sup>Chaque processeur sert à l'exécution d'un processus de calcul. Chaque processus nécessite le recours à une certaine quantité de mémoire. La somme de la mémoire requise par chaque processus ne doit donc pas excéder la mémoire totale disponible sur la machine.

<sup>11</sup>Dans les conditions actuelles de simulation, le stockage d'un unique *film* représentant la variation du champ de charge d'espace et celle du profil bidimensionnel du faisceau lui même peut dépasser la capacité de stockage d'un CD-ROM, soit environ 600Mo.

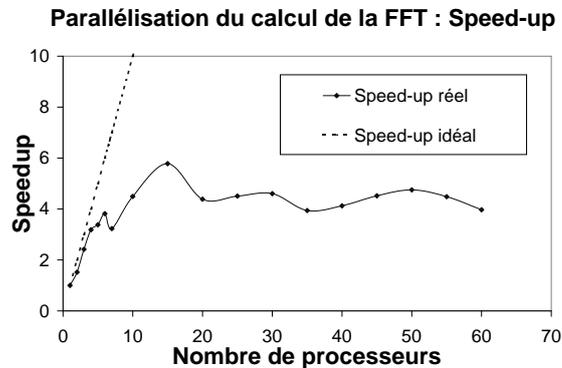


FIG. 4.3 – Evaluation du *speed-up* généré par la parallélisation du calcul de la transformée de Fourier, le *speed-up* étant défini comme l’inverse du temps de calcul réel rapporté au temps de calcul sur un unique processeur.

sur la partie parallèle devient négligeable vis-à-vis du temps nécessaire à la partie séquentielle.

L’optimisation séquentielle a donc permis de passer d’un nombre idéal de processeurs égal au nombre de tranches transversales —environ 200— à quelques unités. C’est ainsi qu’une machine de coût bien plus bas qu’initialement est à même de résoudre nos problèmes numériques.

### 4.2.3 Bibliothèques parallèles

#### L’algorithme FFTW

Il est bien connu que le calcul d’une transformée de Fourier —essentiel pour la méthode dite *Beam Propagation Method* [141]— effectué par un algorithme de type FFT est de type récursif et donc distribué. Il se prête naturellement à parallélisation. L’algorithme de domaine public FFTW<sup>12</sup> réalise cette opération en proposant de surcroît plusieurs paradigmes<sup>13</sup> de parallélisation. Les performances de l’implantation —en mémoire partagée— de cet algorithme sur l’Origin 2000 du Centre Charles Hermite sont données par la figure 4.3

#### Parallélisation naturelle non encore exploitée

L’optimisation algorithmique que nous souhaitons réaliser est maintenant quasiment complète. Elle a permis de diviser le temps de calcul par un facteur avoisinant 100, laissant le champ libre à la réalisation de simulations conséquentes, dont les premiers résultats sont présentés dans les pages qui suivent.

Il reste toutefois un parallélisme naturel de notre modèle qui n’a pas encore été exploité. L’équation 2.13 page 51 est une équation vectorielle. Sa résolution passe par la résolution de deux

<sup>12</sup>L’acronyme FFTW signifiait *Fastest Fourier Transform in the West*. Depuis la chute du rideau de fer et après vérification, il signifie *Fastest Fourier Transform in the World*. Il est disponible à l’adresse <http://www.fftw.org/>.

<sup>13</sup>Un *paradigme* est une *méthode* de parallélisation : les différents processus peuvent fonctionner en *mémoire partagée* ou en mémoire distribuée par *envoi de message*...

équations similaires correspondant à la propagation de deux ondes polarisées dans deux modes orthogonaux<sup>14</sup>. Ces deux dernières sont, en l'absence de couplage inter-modal, indépendantes. Elles peuvent donc être résolues séparément sur un processeur chacune.

Nous n'avons cependant pas pu exploiter de façon aisée ce mode de parallélisation du fait de l'incompatibilité, dans un même programme, des différents paradigmes de parallélisation que nous avons utilisés : il nous a été impossible, en un temps court, d'implanter ce nouveau paradigme en cohabitation avec le programme existant. Cet objectif est donc reporté sur la thèse qui devrait démarrer sur ce sujet.

## 4.3 Résultats : systématisation des calculs

### 4.3.1 Ajustement des paramètres microscopiques

Le modèle qui a été développé nécessite, s'il veut être exploité, la connaissance d'un certain nombre de paramètres micro et macroscopiques comme l'indice de réfraction et le tenseur électro-optique. Ces deux derniers peuvent se révéler très difficiles à mesurer de manière précise dans un matériau optiquement actif tel que  $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ .

Par ailleurs, la littérature [9] nous fournit usuellement ces valeurs à la longueur d'onde de 633nm, alors que nous opérons à 532nm. La variation d'indice entre ces deux longueurs d'onde peut être considérable [139]. Par conséquent, nous avons été amenés à utiliser nos simulations pour réaliser un ajustement de ces paramètres du matériau de manière à expliquer nos observations. Il nous reste cependant à tenter une mesure indépendante, ce qui n'a pas encore été fait, faute de moyens — humains et matériels.

#### L'indice de réfraction et le coefficient électro-optique

La figure 4.4 page ci-contre montre l'évolution simulée du coefficient de diffraction en fonction du temps pour différentes valeurs de la mobilité électronique à l'intérieur de la plage proposée par la littérature [136, 138]. Il apparaît que, dans le cas où la saturation photoréfractive est atteinte, le coefficient de diffraction atteint un minimum local constant *quelle que soit la valeur de la mobilité*.

Ce minimum local constant dépend donc de la profondeur du guide d'indice induit et donc à la fois de l'indice de réfraction moyen et du coefficient électro-optique. Ces deux dépendances sont liées et la détermination de l'un nécessite la connaissance de l'autre. N'en disposant pas, et en attendant leur mesure indépendante, nous avons choisi de retenir la valeur de l'indice —2,25— donnée par la littérature à 633nm et de déterminer la valeur du coefficient électro-optique.

La valeur obtenue pour ce dernier est à peine le double —environ 10pm/V— de la valeur fournie par la littérature — le faisceau est *plus* autofocalisé que prévu.

#### La mobilité

Une fois les déterminations de l'indice de réfraction et du coefficient électro-optique effectuées, il nous reste à estimer la mobilité électronique dans notre échantillon. Le principe en est représenté sur la figure 4.5 page suivante.

<sup>14</sup>Deux modes de polarisation orthogonaux sont, par exemple, deux polarisations linéaires orthogonales ou deux polarisations circulaires de sens opposés.

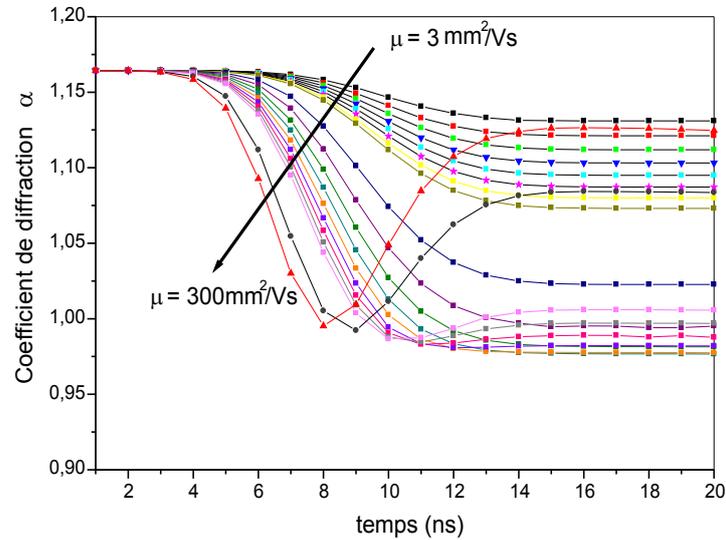


FIG. 4.4 – Evolution caractéristique du coefficient de diffraction pour des valeurs de la mobilité électronique  $\mu$  allant de 3 à  $300\text{mm}^2/\text{Vs}$  — dans le sens de la flèche. Quand la saturation est atteinte, le coefficient de diffraction minimum réalisé est indépendant de cette mobilité : il ne dépend que de l'indice de réfraction et du coefficient électro-optique.

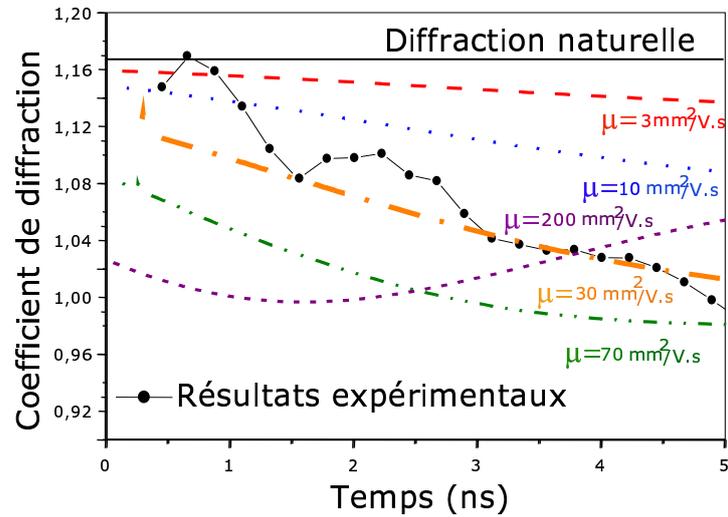


FIG. 4.5 – Détermination de la mobilité électronique d'un échantillon de  $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$  de 3mm de longueur, réalisée à l'aide d'une comparaison entre l'expérience et les simulations correspondantes, une fois l'indice de réfraction et/ou le coefficient électro-optique estimés en accord avec la littérature.

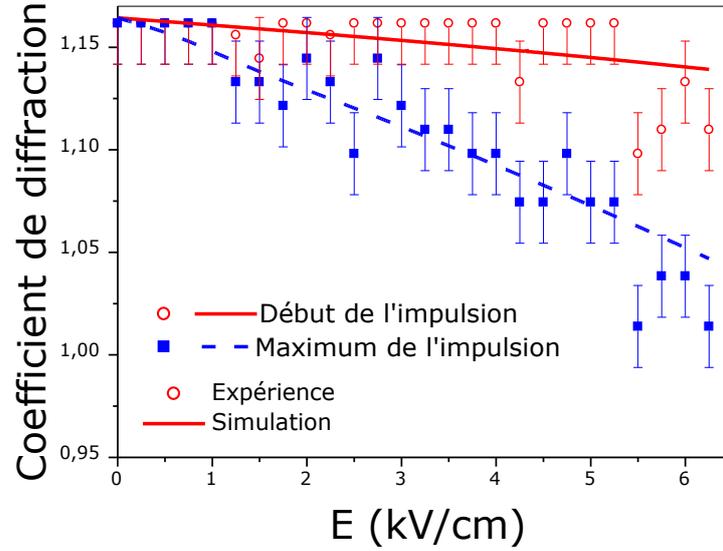


FIG. 4.6 – Influence du champ électrique appliqué sur le coefficient de diffraction pour un échantillon de 3,17mm de long et pour deux temps caractéristiques : à la première mi-hauteur de l'impulsion et à son maximum.

Un certain nombre de simulations sont réalisées autour de la valeur moyenne estimée par la littérature. Une comparaison est alors effectuée avec les résultats expérimentaux. Le meilleur ajustement donne la mobilité de l'échantillon. Dans le cas représenté, nous obtenons une mobilité de l'ordre de  $30\text{cm}^2/\text{Vs}$ .

### 4.3.2 Validation : influence du champ appliqué

L'objectif de ces travaux de simulation est bien, dans un premier temps, la validation du modèle que nous avons développé ; sa confrontation avec l'expérience. C'est à ce prix que nous pourrions utiliser les résultats de nos simulations pour effectuer des prévisions et des conceptions de systèmes optiques à base de composants photoréfractifs.

Le principe des vérifications que nous avons entreprises est la réalisation de simulations systématiques dans des conditions identiques, le champ électrique mis à part. Nous avons ensuite tracé les courbes illustrant la variation de l'autofocalisation du faisceau en fonction du champ électrique appliqué.

Afin d'effectuer une représentation en deux dimensions, nous avons été amenés à sélectionner quelques instants caractéristiques au cours de l'impulsion, ici aux moments de la première mi-hauteur —moment appelé *début de l'impulsion*— et du maximum de l'impulsion. Un exemple significatif de comparaison entre les prévisions du modèle et les mesures expérimentales est représenté sur la figure 4.6.

## 4.4 Le champ des possibles

Mais nous n'avons que partiellement atteint notre objectif. Le modèle que nous avons mis au point est bel et bien validé, mais sa dimensionnalité reste réduite. Peut-être pouvons nous également réfléchir encore sur l'algorithmique de nos calculs ?

### 4.4.1 Une nouvelle modélisation

Nous avons développé un modèle fondé sur deux dimensions : l'une est consacrée à l'effet photoréfractif et à la diffraction de la lumière, l'autre à la propagation. Elles ne sont pas interchangeables et c'est la raison pour laquelle notre modèle n'est pas de dimension 2 mais plutôt de dimension  $1 + 1^{15}$ .

Toutefois, le plus gros inconvénient de notre approche réside dans l'unique dimension transversale. Appliqué à l'effet photoréfractif, elle a pour effet d'anéantir *a priori* les boucles de courant telles que prévues par Zozulya et Anderson [59], lesquelles peuvent avoir un effet déterminant dans la cinétique des phénomènes que nous observons.

Appliquée à la propagation de la lumière, la solitude de cette unique dimension engendre la violation du principe de conservation de l'énergie. En effet, nous raisonnons en une seule dimension, mais effectuons mentalement une rotation autour de l'axe de propagation de manière à engendrer un faisceau à symétrie cylindrique. Ce raisonnement est erroné, *même* dans les milieux isotropes : l'énergie totale transportée par le faisceau engendré croît avec sa propagation... Nous ne serons donc pas surpris si notre modèle fournit des résultats un tant soit peu fantaisistes lorsqu'on l'utilise pour faire des analyses à fluence constante, par exemple.

Cette dernière remarque se suffit à elle-même pour faire ressortir de manière criante la nécessité de la mise au point d'un modèle bi-dimensionnel résolu dans le temps, sur le modèle, par exemple, des travaux de Zozulya et Anderson [59]. Cette entreprise n'est pas chose aisée et c'est la raison pour laquelle elle n'a pas encore été accomplie.

Nous espérons qu'étant l'unique sujet d'une thèse qui devrait débiter prochainement, ce modèle bi-dimensionnel —de dimension  $2 + 1$ — verra le jour dans les années qui viennent, ouvrant ainsi la voie à de véritables outils de conception de systèmes à base de matériaux *photoréfractifs*.

### 4.4.2 Une nouvelle parallélisation

L'autre voie qu'il nous faudra suivre est une réflexion sur l'utilisation efficace des machines parallèles soit qui sont mises à notre disposition au Centre Charles Hermite, soit, plus modestement, que nous avons acquises au sein de notre laboratoire. L'étude développée au chapitre 7 nous le montre : l'introduction de la troisième dimension apporte avec elle son lot de difficultés algorithmiques.

La taille des données à manipuler peut devenir beaucoup plus grande, et leur imbrication plus complexe. Il nous faudra alors exploiter toutes les ressources de parallélisation possibles et probablement aller plus loin dans l'optimisation séquentielle, dans un souci de conserver des codes de calcul exécutables sur des machines conventionnelles en des temps raisonnables.

---

<sup>15</sup>L'inconvénient principal d'un modèle de dimensions  $1+1$  par rapport à un autre de dimension 2 est l'impossibilité pour un faisceau d'y effectuer un demi-tour ou de s'y propager dans une direction ayant un écart angulaire important avec la direction initiale de propagation.

Pour ce faire, il nous faudra probablement envisager des méthodes de parallélisation plus efficaces du point de vue du codage, comme `OpenMP`<sup>16</sup>. D'autres paradigmes de parallélisation, comme `MPI`<sup>17</sup> devront peut-être être utilisés en fonction des évolutions des machines du Centre.

#### 4.4.3 Le futur de CCH2 et de l'opération *Simulateur de composants optroniques*

L'Origin 2000 sur laquelle nous avons conduit la plus grande partie de nos calculs est une machine vieillissante. Son contrat de maintenance arrive à échéance. Dans le cadre du nouveau Contrat de Plan, le CCH envisage maintenant son renouvellement.

Les études qui ont été menées sur cette machine, y compris la nôtre, ont montré l'inutilité de disposer de 64 processeurs, ceux-ci ne pouvant être exploités avec une efficacité correcte. La nouvelle machine n'en disposera probablement que de la moitié. Les budgets restants seront alloués à des systèmes à mémoire distribuée. Peut-être nos préoccupations y verront-elles une nouvelle opportunité de développement ?

C'est aussi à partir d'aujourd'hui que notre opération devrait bénéficier du maximum de forces : une thèse qui lui est entièrement consacrée devrait débiter dans les prochains mois. C'est grâce à ce travail et à la capitalisation de ce qui a été entrepris jusqu'à présent que nous espérons atteindre l'objectif de l'opération : la réalisation d'un *simulateur de composants optroniques*. Et c'est ainsi que nous comptons d'une part expliquer les observations rapportées au cours du chapitre 5 et d'autre part permettre une conception aisée de *dispositifs photoréfractifs*.

---

<sup>16</sup>`OpenMP` est un outil de parallélisation par simples directives. Il n'est pas encore fonctionnel dans tous les langages. Nous espérons pouvoir en disposer prochainement en `C++` et en `Fortran`.

<sup>17</sup>`MPI` ou Message Passing Interface est un outil permettant la parallélisation par envoi de message. Ce paradigme de parallélisation est particulièrement destiné aux structures à mémoire distribuée comme les grappes de PC.

*It's because somebody knows something about it that we can't talk about physics. It's the things that nobody knows anything about we can discuss.*

Richard Feynman

# 5

## Approfondissement expérimental

### Sommaire

---

<b>5.1 Motivations et état de l'art</b> . . . . .	<b>107</b>
5.1.1 $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ , un matériau gyrotrope . . . . .	108
5.1.2 Élargissement expérimental . . . . .	108
<b>5.2 <math>\text{KNbO}_3</math></b> . . . . .	<b>109</b>
5.2.1 Difficultés expérimentales . . . . .	109
5.2.2 Une oscillation spontanée . . . . .	110
5.2.3 Des phénomènes thermiques . . . . .	112
<b>5.3 <math>\text{LiNbO}_3</math></b> . . . . .	<b>113</b>
5.3.1 Un échantillon non dopé . . . . .	113
5.3.2 Élargissement angulaire spontané dans les cristaux dopés Fe . . . . .	113
5.3.3 Dommage optique . . . . .	115
5.3.4 Effet d'un champ appliqué . . . . .	116
<b>5.4 Perspectives</b> . . . . .	<b>117</b>
5.4.1 Régime rapide . . . . .	117
5.4.2 $\text{Sn}_2\text{P}_2\text{S}_6$ . . . . .	117
5.4.3 $\text{Sr}_x\text{Ba}_{1-x}\text{Nb}_2\text{O}_6$ . . . . .	117
<b>5.5 Post Scriptum</b> . . . . .	<b>117</b>
5.5.1 $\text{KNbO}_3$ : une mesure en transmission . . . . .	118
5.5.2 Les limites de la méthode de mesure . . . . .	118

---



*Si cet ouvrage a pu exister, c'est en grande partie grâce à toi, Christelle, même si mes talents d'écrivain sont peut-être insuffisants pour que cela ressorte tout au long de ces pages. Un grand merci donc, tout d'abord pour avoir accepté de tenter l'aventure d'une thèse avec mon aide, mais aussi pour la façon dont elle s'est déroulée. Bon courage pour le dernier sprint et au-delà de la ligne d'arrivée.*



La première partie de cet ouvrage est consacrée aux travaux que nous avons réalisés dans le domaine de l'autofocalisation photoréfractive, autant avec des lasers continus de faible puissance qu'avec des lasers pulsés qui permettent d'atteindre des temps de réaction de l'ordre de la nanoseconde. Ces travaux ont été effectués alors que la littérature internationale se limitait à quelques articles sur le sujet. Ils ont modestement participé à la *mode* des solitons photoréfractifs des années 1990.

Toutefois, nous ne désirions pas nous contenter d'une simple démonstration du phénomène, même accompagnée des développements théoriques permettant d'expliquer les mesures que nous avons effectuées. C'est dans cet esprit que nous avons entrepris un travail de modélisation plus poussé dont le chapitre 4 détaille les balbutiements.

Le *moteur* de cette activité de recherche fondamentale est, en grande partie, une investigation autour des matériaux photoréfractifs qui permettraient la réalisation d'un dispositif de limitation optique<sup>1</sup> efficace.

## 5.1 Motivations et état de l'art

Les expériences qui sont décrites tout au long de la première partie de cet ouvrage ont été conduites à l'aide de deux cristaux de  $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$  issus de *boules*<sup>2</sup> différentes. Cette approche est certes suffisante pour démontrer la réalité de l'autofocalisation photoréfractive, ou pour permettre la validation des modèles que nous avons mis au point mais ne fournit pas les moyens de réaliser un dispositif fonctionnel.

Comme il a été détaillé au chapitre 3, l'utilisation d'un cristal de  $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$  a permis la réalisation d'une architecture de limitation optique dont le facteur de protection reste insuffisant<sup>3</sup>. La poursuite des études en ce sens nécessite donc, à l'évidence, le recours à d'autres configurations ou à d'autres matériaux. En effet, la littérature étant très peu prolifique sur le sujet de l'autofocalisation transitoire, nous n'avons que très peu de résultats concernant des milieux actifs autres que les cristaux sillénites. Ce chapitre sera donc consacré à une étude d'autres matériaux photoréfractifs, tels que le niobate de lithium ( $\text{LiNbO}_3$ ) ou de potassium ( $\text{KNbO}_3$ ). C'est l'objet de la thèse de

---

<sup>1</sup>Un dispositif de limitation optique permet de *limiter* le flux optique incident sur un détecteur. Une description extensive de ce procédé et une courte revue des techniques existantes peut être trouvée page 69.

<sup>2</sup>Voir à ce sujet la note 25 page 80.

<sup>3</sup>*cf.* page 81.

Christelle Hesse, dont la soutenance est prévue pour la fin de l'année 2002.

Remercions ici la *Région Lorraine*, qui a apporté son soutien à ce travail via l'octroi d'une bourse de thèse régionale au campus de Metz de Supélec.

### 5.1.1 $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ , un matériau gyrateur

Examinons tout d'abord les limitations propres au matériau dont nous disposons :  $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ . Le facteur de limitation obtenu est certes faible mais l'expression A.10 page 158 peut laisser penser qu'un accroissement de la longueur du matériau fournirait une protection accrue. Ce n'est malheureusement pas le cas. Un cristal de plus grande longueur n'est en fait d'aucune utilité à cause de l'activité optique<sup>4</sup> que présentent les matériaux sillénites. Comme il est mentionné page 62, cette propriété interdit la propagation d'un soliton spatial photoréfractif dans ce matériau.

Certains auteurs [96, 97] ont montré qu'il était néanmoins possible d'obtenir la propagation d'un faisceau auto-confiné<sup>5</sup> dans des conditions particulières d'intensité et d'orientation cristalline.

### 5.1.2 Élargissement expérimental

C'est de par ces considérations qu'apparaissent les limitations des études *de pionniers* que nous avons entrepris. Elles étaient essentiellement dédiées à montrer la réalité d'un phénomène physique —l'autofocalisation photoréfractive à diverses échelles temporelles— plus qu'à étudier son application à un besoin industriel particulier comme la limitation optique. Loin d'être un choix stratégique, cette situation est simplement due au fait que, pour en arriver à faire des recherches dites *systèmes*, il faut nécessairement passer par une phase d'étude et de démonstration du phénomène physique.

Nous pensons que la première étape a été franchie d'une part en ce qui concerne  $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$  pour les phénomènes d'autofocalisation transitoire et stationnaire et d'autre part pour  $\text{Sr}_x\text{Ba}_{1-x}\text{Nb}_2\text{O}_6$  en ce qui concerne les phénomènes stationnaires. Par ailleurs, les théories que nous avons développées ont été validées par nous-mêmes dans  $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$  et par d'autres dans  $\text{Sr}_x\text{Ba}_{1-x}\text{Nb}_2\text{O}_6$  [107] et  $\text{LiNbO}_3$  [108].

### D'autres matériaux

Ayant montré que  $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$  ne pouvait procurer un facteur de limitation suffisant, nous avons suggéré de l'associer à d'autres systèmes de limitation moins sensibles tels que les ASI<sup>6</sup>. Toutefois, l'obtention de meilleures performances peut passer par l'utilisation d'autres matériaux comme  $\text{Sr}_x\text{Ba}_{1-x}\text{Nb}_2\text{O}_6$ —dont les performances sont inconnues pour de courtes impulsions—,  $\text{LiNbO}_3$  ou  $\text{KNbO}_3$ .

C'est ainsi que nous avons voulu élargir notre champ d'investigation, en considérant que rien n'était connu *a priori*. Nous avons ainsi procédé en fonction des disponibilités des matériaux

<sup>4</sup>Les matériaux sillénites sont actifs : la polarisation de tout faisceau les traversant subit une rotation proportionnelle à la distance parcourue — *cf.* page 62.

<sup>5</sup>Distinguons ici les notions de *soliton spatial* et *faisceau auto-confiné* : un *soliton spatial* présente un profil invariant au cours de sa propagation ; un *faisceau auto-confiné* a un profil dont la largeur à mi-hauteur reste bornée au cours de sa propagation.

<sup>6</sup>*cf.* note 6 page 71.

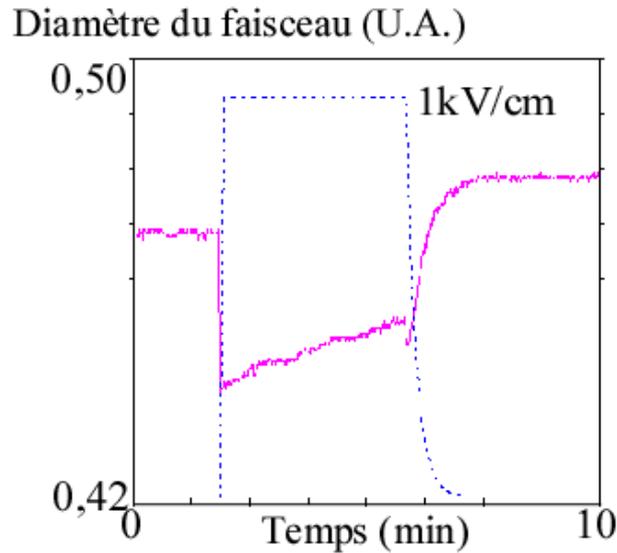


FIG. 5.1 – Autofocalisation du faisceau provoquée par l'application d'un champ électrique. Le diamètre du faisceau est représenté en trait plein et le champ électrique en pointillés. La longueur du cristal de KNbO<sub>3</sub> est de 1cm et le col du faisceau sur la face d'entrée est de 14 $\mu$ m.

photoréfractifs afin de tenter une caractérisation plus systématique de leur comportement en matière d'autofocalisation — ou d'autodéfocalisation.

### Une approche différente

C'est donc sous un angle d'attaque différent que nous avons entrepris ces recherches, guidés par les matériaux et l'étude de leur efficacité. L'échantillon de KNbO<sub>3</sub> nous a été gracieusement donné par Daniel Rytz, de FEE à Idar Oberstein (Allemagne), que nous remercions ici. Les échantillons de LiNbO<sub>3</sub>:Fe sont disponibles sur le marché et ont été achetés en Chine.

## 5.2 KNbO<sub>3</sub>

### 5.2.1 Difficultés expérimentales

La procédure expérimentale que nous avons suivie pour réaliser l'évaluation du comportement de KNbO<sub>3</sub> dans le domaine de l'autofocalisation photoréfractive est conforme à ce que nous avons déjà entrepris avec les cristaux de Bi<sub>12</sub>TiO<sub>20</sub>. Le protocole expérimental est décrit page 57. Le faisceau se propage perpendiculairement à l'axe ferroélectrique et est polarisé selon ce même axe. Le champ est également appliqué selon cet axe.

Deux résultats typiques sont représentés sur les figures 5.1 et 5.2 page suivante. Ainsi que l'on peut s'en apercevoir, dans des conditions expérimentales apparemment strictement identiques, l'effet d'un champ électrique appliqué à ce matériau est variable : il peut provoquer une autofocalisation —figure 5.1—, une défocalisation —figure 5.2—, voire n'avoir aucune influence. Cet instabilité n'est, à notre connaissance, pas mentionnée par la littérature. R.Ryf *et.al.* [142] ont

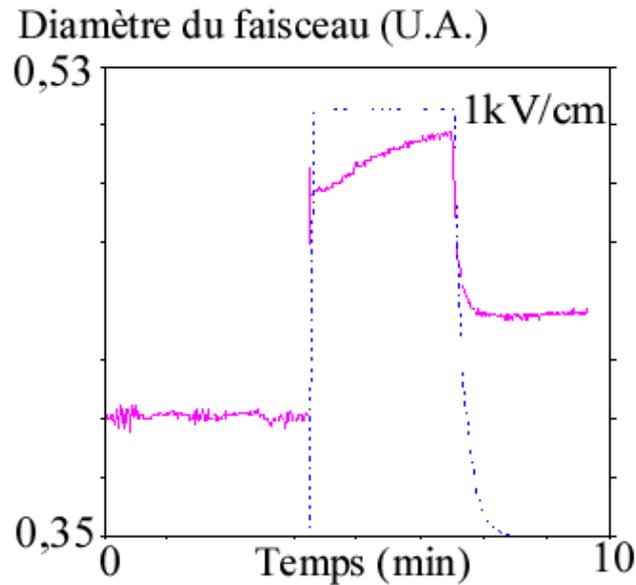


FIG. 5.2 – Autodéfocalisation du faisceau provoquée par l'application d'un champ électrique, toutes choses étant égales par ailleurs aux conditions de la figure 5.1 page précédente.

au contraire montré l'obtention d'un soliton spatial dans  $\text{KNbO}_3$ , sans faire allusion à de telles difficultés expérimentales.

### 5.2.2 Une oscillation spontanée

C'est donc vers l'obtention de mesures reproductibles que nous avons avant tout dirigé nos efforts. La solution est venue de la réalisation de mesures à long terme — d'une durée de l'ordre d'une heure. Un résultat typique est représenté par la figure 5.3 page ci-contre. Il est possible d'y observer deux comportements différents qui se succèdent : il semble que, lorsque le faisceau a un diamètre supérieur à une valeur moyenne, l'application d'un champ électrique provoque une réduction de ce diamètre —peut-on parler d'autofocalisation?— alors que lorsque le faisceau est plus étroit que cette même valeur moyenne, le champ électrique provoque l'effet inverse.

Afin d'essayer d'obtenir quelques indications sur l'origine de ces phénomènes, nous avons réduit le champ de nos investigations de manière substantielle, pour nous intéresser essentiellement à une tentative de caractérisation expérimentale de cette oscillation *spontanée* que l'on semble observer.

C'est donc en l'absence de champ électrique que nous avons poursuivi nos mesures<sup>7</sup>. Nous avons alors pu mettre en évidence une oscillation spontanée du diamètre du faisceau en sortie du cristal. Celle-ci est représentée sur la figure 5.4 page suivante.

<sup>7</sup>Les résultats que nous avons obtenus sont qualitativement reproductibles, que le cristal soit en circuit fermé ou en circuit ouvert ( $20\text{M}\Omega$ ).

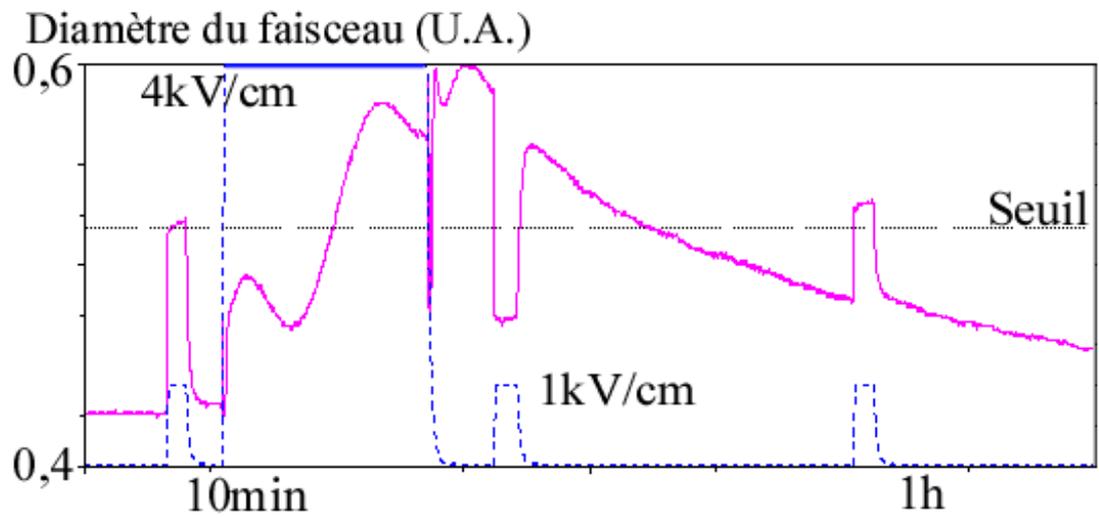


FIG. 5.3 – Mise en évidence, au cours du temps de la transition entre autofocalisation et autodéfocalisation provoquée par l'application d'un champ électrique. Il apparaît une dimension seuil pour laquelle cette application n'a aucun effet — représentée en trait pointillé.

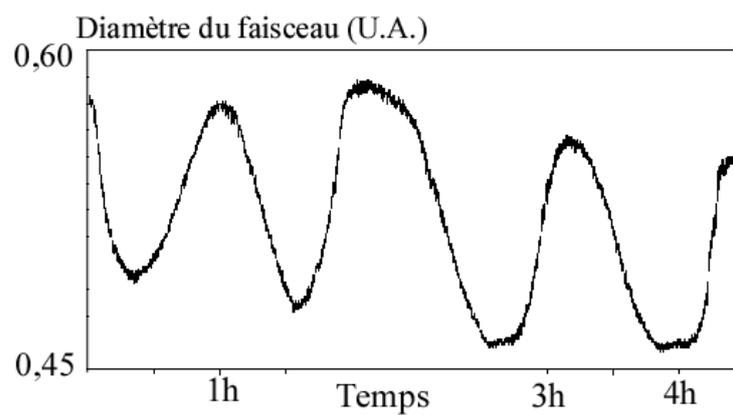


FIG. 5.4 – Oscillation spontanée du diamètre du faisceau, mesurée pendant plusieurs heures.

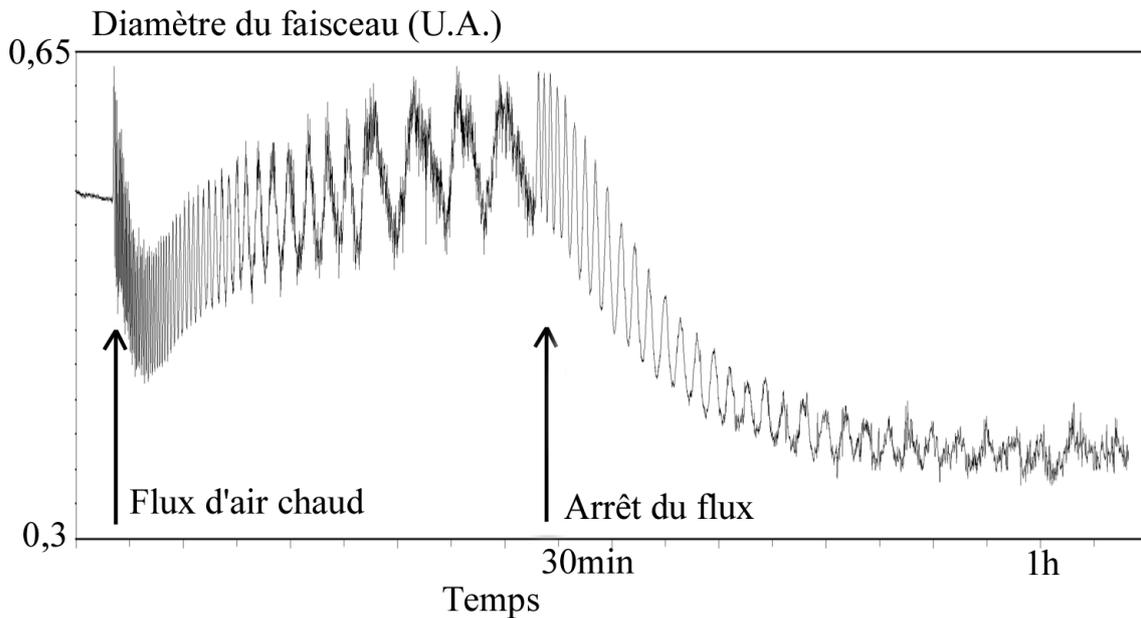


FIG. 5.5 – Modification de la fréquence des oscillations spontanées par l'apport d'un flux d'air chaud  $-50^{\circ}\text{C}$  sur le cristal. La première flèche marque la mise en route du flux et la deuxième son arrêt.

### 5.2.3 Des phénomènes thermiques

L'origine précise de ce phénomène nous est encore inconnue. L'effet photoréfractif y joue très certainement un rôle prépondérant puisque le changement de la polarisation de la lumière ou l'application d'un champ électrique influence fortement les caractéristiques de ces oscillations, à la fois en amplitude et en fréquence.

Toutefois, les différentes mesures qui ont été faites ont permis de montrer une influence très importante de la température. En effet, la température de notre cristal n'est pas réglée spécifiquement, c'est le laboratoire lui-même qui est climatisé. Il est donc possible que la température du cristal varie très légèrement à l'échelle des quelques heures de mesure.

Nous avons mis en évidence le caractère déterminant de la température en insufflant un flux d'air chaud  $-50^{\circ}\text{C}$  au cristal. Les résultats sont donnés par la figure 5.5. A la mise en route du flux d'air chaud, la fréquence des oscillations augmente très fortement, la période passant d'environ une heure à environ une minute, puis diminue notablement au fur et à mesure que le cristal arrive à la température du flux. Inversement, lorsque le flux est soudainement interrompu, la fréquence des oscillations augmente encore de nouveau, pour diminuer ensuite progressivement. Tout semble se passer comme si la fréquence de ces oscillations était proportionnelle à la dérivée temporelle de la température.

Ces phénomènes étant, on le voit, très longs à observer et très sensibles à de petits écarts de température, nous n'avons pu, faute de temps et de moyens matériels, continuer cette étude, notamment en essayant d'éliminer toutes les causes d'instabilité possible. D'un point de vue applicatif, nous pouvons toutefois conclure que  $\text{KNbO}_3$  est assez difficile à utiliser de manière fiable dans des conditions expérimentales simples. Nous envisageons néanmoins de poursuivre nos expériences

sur cet échantillon avec un laser pulsé, de manière à examiner son comportement à l'échelle de la nanoseconde. Les résultats en seront publiés dans la thèse de Christelle Hesse.

## 5.3 $\text{LiNbO}_3$

$\text{LiNbO}_3$  est un des cristaux non-linéaires les plus utilisés, surtout pour ses excellentes propriétés électro-optiques. Toutefois, la plupart des utilisateurs de ce cristal sont témoins de phénomènes gênants et difficilement reproductibles. Ils sont souvent dénommés *fatigue* ou *dommage optique*. Un grand nombre d'auteurs attribuent ce phénomène, au moins en partie, à des propriétés photoréfractives.

Il est bien connu maintenant que le dopage Fe de  $\text{LiNbO}_3$  a la propriété de rendre ce dernier photoréfractif. Toutefois, les échantillons non dopés sont aussi sujets au *dommage optique*. C'est pourquoi nous avons débuté notre étude avec un échantillon non dopé et l'avons poursuivie avec des échantillons dopés au fer aux taux de 0,03% et 0,05%.

### 5.3.1 Un échantillon non dopé

Les premières expériences ont donc été conduites sur un échantillon de  $\text{LiNbO}_3$  non intentionnellement dopé, de longueur 11mm, fabriqué par l'équipe de E.Lebedeva à Saint Petersburg. Le protocole expérimental suivi est identique à celui conduit précédemment et décrit page 57. Le faisceau se propage perpendiculairement à l'axe ferroélectrique  $\vec{c}$  et est polarisé suivant cet axe.

Les résultats sont qualitativement identiques à ceux obtenus sur  $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$  et représentés sur la figure 2.9 page 59. Ils montrent une autofocalisation apparente très faible —de l'ordre de 2%— mais parfaitement reproductible.

Il nous faut ici rester prudent vis à vis de ces résultats expérimentaux et de leur interprétation. En effet, la littérature rapporte en général des phénomènes d'autodéfocalisation spontanée dans  $\text{LiNbO}_3$ , sous l'influence de l'effet photovoltaïque [142], car le faisceau crée un creux d'indice sur son passage [143]. Toutefois, sous certaines conditions d'éclairement de fond, des faisceaux peuvent être autofocalisés dans  $\text{LiNbO}_3$  [144].

Il est possible que nous nous trouvions dans ces conditions car ces premières expériences ont été conduites sous un éclairage de fond d'une valeur voisine de l'éclairement maximum au centre du faisceau autofocalisé. Toutefois, précisons que notre banc expérimental —figure 2.8 page 57— fournit la mesure de l'autofocalisation en mesurant —indirectement— l'angle d'ouverture du faisceau issu du cristal. C'est son augmentation qui indique l'autofocalisation du faisceau : la diminution du *col* apparent. Nous reviendrons sur cet aspect des choses dans les lignes qui suivent.

### 5.3.2 Élargissement angulaire spontané dans les cristaux dopés Fe

Dans l'espoir d'augmenter l'effet photoréfractif, nous nous sommes procuré des échantillons de  $\text{LiNbO}_3\text{:Fe}$ , de longueur respectivement 1 et 2cm pour les cristaux dopés 0,03% et 0,05%. Nous espérons ainsi obtenir des résultats qualitativement équivalents mais plus importants.

Nous nous sommes alors heurtés à un problème de reproductibilité, le cristal semblant *fatiguer* au fur et à mesure des expériences. A l'instar de ce que nous avons déjà entrepris avec  $\text{KNbO}_3$ , nous

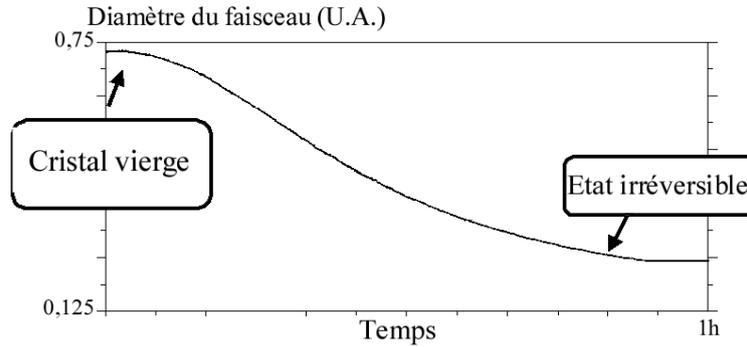


FIG. 5.6 – Autofocalisation spontanée *apparente* d'un faisceau dont le col mesure  $14\mu\text{m}$ , mesurée dans un cristal initialement *vierge*.

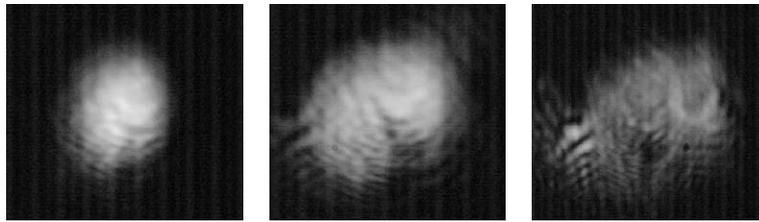


FIG. 5.7 – Prises de vue de la face de sortie aux temps 0, 10 min et 30 min —de gauche à droite— dans les conditions de la figure 5.6.

avons alors étudié ce phénomène de fatigue — que l'on pourrait également qualifier de *dommage optique*.

Nous avons pour cela mesuré l'évolution du diamètre du faisceau dans le temps, toujours grâce au banc expérimental représenté sur la figure 2.8 page 57. Nous avons pris soin pour cela de disposer d'un cristal *vierge*, c'est-à-dire un cristal qui n'a été utilisé dans aucune expérience employant des laser, et ce, depuis sa fabrication. Les mesures ont été effectuées en différents points de la face d'entrée de l'échantillon et sont parfaitement reproductibles. Un résultat significatif est représenté sur la figure 5.6 : toutes les mesures sont similaires, mise à part la vitesse du phénomène, proportionnelle à l'éclairement incident.

L'axe des ordonnées de la figure 5.6 est donné en unités arbitraires. Attardons-nous un instant sur leur signification. Le banc de mesure tel qu'il est conçu permet la mesure de l'écartement angulaire du faisceau, lequel est relié à son col par une relation de proportionnalité inverse<sup>8</sup>. Le col initial du faisceau gaussien est de  $20\mu\text{m}$ , ce qui veut dire que nous mesurons une réduction du col jusqu'à environ  $4\mu\text{m}$ . Est-ce bien la réalité ?

Nous devons nous poser cette question car, d'une part, cette dernière valeur paraît bien faible, traduisant une très forte autofocalisation et, d'autre part, parce que la littérature précise que le  $\text{LiNbO}_3$  en circuit ouvert et sans illumination de fond —le cas de notre expérience— génère plutôt une défocalisation du faisceau par le creusement de l'indice de réfraction à l'endroit du faisceau [19, 103, 108].

Nous avons donc utilisé une méthode dite d'observation *directe*, qui consiste simplement à

<sup>8</sup>Le col  $W$  d'un faisceau gaussien de longueur d'onde  $\lambda$  et son écartement angulaire  $\theta$  sont reliés par la formule bien connue  $\theta = \lambda/\pi W$ .

imager la face de sortie du cristal sur une caméra CCD. Les prise de vues sont représentées sur la figure 5.7 page ci-contre.

On peut y observer une défocalisation du faisceau, ce qui semble contradictoire avec la mesure représentée sur la figure 5.6. Nous pensons que cette contradiction n'est qu'apparente. En effet, si nous mesurons un élargissement substantiel de l'ouverture du faisceau, cette dernière correspond bel et bien à un col réduit — de par la relation de proportionnalité inverse qui les lient. La question qui se pose est maintenant la suivante : ce col *apparent* correspond-il à une réalité précise à l'intérieur du cristal en un point donné ou est-il le résultat d'un phénomène distribué tout au long du cristal ?

Nous n'avons pas la réponse pour l'instant. Nous pensons pouvoir l'obtenir par une observation transversale au faisceau, en espérant que celui-ci diffuse suffisamment à l'intérieur du cristal pour que l'on puisse l'observer. L'explication la plus probable, en accord avec l'essentiel de la littérature, est que l'on observe bien une *défocalisation* du faisceau : le *col apparent* diminue fortement — de 80% — mais il est *virtuel*. Autrement dit, le col du faisceau correspondant au faisceau issu du cristal est virtuellement situé *avant* l'échantillon.

### 5.3.3 Dommage optique

Nous avons mentionné que pour effectuer les mesures discutées ci-dessus, nous avons dû recourir à un cristal *vierge*. Or, une fois ces mesures faites, le cristal n'est justement plus *vierge* et il est difficilement concevable d'utiliser un nouvel échantillon pour chaque expérience.

L'enjeu est donc maintenant dans *l'effacement* de ce cristal. En effet, lorsqu'on tente de refaire une expérience identique sur un cristal qui a déjà servi, il est impossible de retrouver des courbes de l'allure de celle de la figure 5.6 page précédente. Le *col apparent* mesuré atteint instantanément la valeur d'environ  $4\mu\text{m}$  lorsque le faisceau entre dans le cristal par le même endroit que lors de l'expérience précédente, précisément comme si un guide d'onde était localement inscrit dans l'échantillon. Nous pouvons clairement parler ici *d'endommagement optique*.

Afin de réaliser des expériences reproductibles, il nous faut donc trouver un moyen *d'effacer* le cristal. La littérature nous fournit un certain nombre de traitements à lui appliquer et qui sont supposés le rendre à nouveau *vierge*. A l'issue de chacun de ces traitements, nous avons *scanné* la face d'entrée du cristal en le translatant dans les deux directions perpendiculaires au faisceau. Cette procédure est très sensible et nous permet de déterminer sans ambiguïté possible si les guides présumés inscrits le sont encore après traitement.

La procédure consistant à exposer le cristal à de la lumière blanche —  $60\text{mW}/\text{cm}^2$  pendant 10 heures — pendant que les faces perpendiculaires à l'axe ferroélectrique  $\vec{c}$  sont court-circuitées [145] ne nous a permis d'obtenir qu'une diminution de 10% de l'efficacité des guides inscrits. Le recuit à  $100^\circ\text{C}$  ou  $200^\circ\text{C}$  pendant 2 heures [146, 147] n'a pas donné de meilleurs résultats, pas plus que l'immersion dans un bain d'eau salée pendant 24 heures et sous  $100\text{mW}/\text{cm}^2$  de lumière blanche<sup>9</sup>.

La seule méthode d'effacement pour laquelle notre protocole de test n'a pas permis de révéler de guides restant inscrits après traitement consiste en un recuit à  $200^\circ\text{C}$ , pendant 2 heures, le cristal étant enveloppé dans un film conducteur qui assure l'homogénéisation de la répartition des charges. Nous avons ainsi obtenu des mesures reproductibles du type de celle représentée sur la

<sup>9</sup>Cette méthode d'effacement, très populaire au laboratoire, semble pourtant ne pas fonctionner.

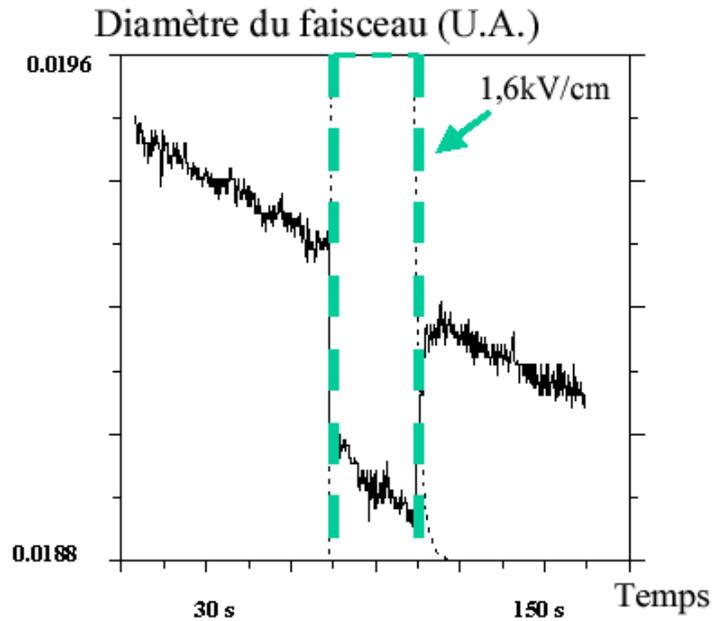


FIG. 5.8 – Effet de l'application d'un champ de 1,6kV/cm lors de l'autofocalisation spontanée mesurée dans  $\text{LiNbO}_3$  dans les mêmes conditions expérimentales que précédemment.

figure 5.6 page 114.

### 5.3.4 Effet d'un champ appliqué

Nous n'avons pas d'explications précises de l'origine de l'endommagement optique observé. C'est d'ailleurs l'objet de nombreuses recherches, notamment au sein de notre laboratoire. L'effet photoréfractif en est probablement à la base mais ne suffit pas à lui seul pour expliquer l'irréversibilité des phénomènes. Celle-ci provient certainement [148] du déplacement de certains ions —notamment Nb—, sous l'influence du champ de charge d'espace.

La poursuite de nos études a permis de fournir un début de confirmation à ces hypothèses : l'application d'un champ électrique externe —figure 5.8— montre la superposition de deux phénomènes bien distincts. Le premier est le processus de dommage optique que nous venons de décrire. Le deuxième ressemble aux phénomènes que nous avons observés dans  $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ —figure 2.9 page 59— ou rapporté par la littérature [107] dans  $\text{Sr}_x\text{Ba}_{1-x}\text{Nb}_2\text{O}_6$ .

En effet, l'application d'un champ électrique dans le sens de l'axe ferroélectrique provoque rapidement une diminution du col *apparent* du faisceau —une augmentation de son ouverture angulaire—, qui disparaît tout aussi rapidement lorsque le champ est supprimé. Par ailleurs, l'amplitude de cette diminution décroît au fur et à mesure que le dommage optique se construit, pour finalement s'annuler quand la courbe de la figure 5.6 page 114 arrive à saturation. Les résultats complets de cette étude seront publiés dans la thèse de Christelle Hesse.

## 5.4 Perspectives

### 5.4.1 Régime rapide

Pour terminer, nous allons nous attarder un instant sur les suites à donner à ces travaux. Nous avons étudié qualitativement les comportements de  $\text{KNbO}_3$  et  $\text{LiNbO}_3$  en matière d'autofocalisation photoréfractive en régime quasi-continu, et montré qu'ils étaient, à l'heure qu'il est, suffisamment peu compris et maîtrisés pour en permettre une utilisation industrielle en matière de limitation optique. Nous ne pouvons cependant pas préjuger des résultats quant à leur étude en régime rapide. Cette dernière est en cours.

### 5.4.2 $\text{Sn}_2\text{P}_2\text{S}_6$

Nous allons également entreprendre des études sur un cristal prometteur en matière de sensibilité infrarouge [149] et de rapidité [150] :  $\text{Sn}_2\text{P}_2\text{S}_6$ . C'est grâce à une collaboration naissante avec A.A.Grabar de l'université de Ujgorod (Ukraine) que nous espérons mener ces études à bien. Les premiers résultats semblent montrer l'existence d'une compétition entre des phénomènes photoréfractifs et des phénomènes thermiques. En effet, une oscillation du même type que celle observée dans  $\text{KNbO}_3$ , quoique plus rapide, a été mise en évidence.

Toutefois, ces premiers résultats doivent encore être confirmés et des études plus importantes mises en place, notamment dans les domaines rapides et/ou infrarouge.

### 5.4.3 $\text{Sr}_x\text{Ba}_{1-x}\text{Nb}_2\text{O}_6$

Pour finir, revenons au milieu le plus étudié pour ce qui est de son aptitude à permettre la propagation de solitons photoréfractifs :  $\text{Sr}_x\text{Ba}_{1-x}\text{Nb}_2\text{O}_6$ . Les premiers résultats de notre recherche du meilleur milieu pour la limitation optique le désignent, dans le domaine quasi-continu tout du moins. Ses propriétés photoréfractives sont bien connues et les solitons spatiaux en régime stationnaire y ont fait l'objet de recherches intensives. Néanmoins, le régime transitoire est, lui, bien peu étudié [107].

C'est pourquoi nous envisageons de porter notre attention sur les mécanismes de formation des solitons spatiaux dans ce milieu, en régime quasi-stationnaire —pour confirmer les résultats de M.Wesner *et.al.* [107]— et en régime rapide. C'est aussi vers les longueurs d'onde infrarouge que nous nous dirigerons, dans un souci d'exhaustivité dans nos investigations pour la limitation optique, mais également pour fournir un début de compréhension des phénomènes d'autofocalisation photoréfractive aux longueurs d'ondes utilisées par les télécommunications.

Pour terminer, nous ne pourrions éviter de nous intéresser aux mécanismes de transition entre l'autofocalisation *stable* —menant à un soliton spatial unique— et la *filamentation* [92–95] des faisceaux, due à l'instabilité des phénomènes autofocalisants.

Mais ceci est une autre histoire.

## 5.5 Post Scriptum

Les discussions qui ont eu lieu avec le jury lors de la soutenance de ce mémoire nous ont conduits à un certain nombre d'interprétations possibles quant aux résultats présentés ici et à

certaines réflexions concernant la méthode de mesure elle-même, telle que présentée page 57.

### 5.5.1 Oscillation spontanée dans $\text{KNbO}_3$ : le résultat d'une mesure en transmission

Le protocole expérimental que nous avons mis en œuvre tout au long de cet ouvrage est fondé sur une mesure de l'intensité transmise à travers une fente. Si l'on considère que le front d'onde du faisceau laser est plan à la sortie de l'échantillon, il y a une relation univoque entre son *col* et sa divergence. Donc, moyennant la stabilité en puissance du laser, l'intensité transmise à travers la fente permet une mesure du *col*.

Afin de pallier une éventuelle variation — faible — de l'intensité incidente du laser, la précaution de diviser l'intensité mesurée par l'intensité incidente a été prise. Ceci suppose que le coefficient de transmission en intensité du cristal reste constant. C'est généralement le cas, à une exception près : si les faces du cristal sont *parfaitement* parallèles et que le front d'onde du faisceau incident est parfaitement plan et parallèle à la face d'entrée, les réflexions parasites sur les deux faces, d'entrée et de sortie, réalisent un effet Fabry-Pérot<sup>10</sup>. La variation de la transmission s'opère dans notre cas, du fait de la variation de longueur de l'échantillon induite par dilatation thermique. Les oscillations observées sont donc les fluctuations de la transmission dues à l'effet Fabry-Pérot et ne doivent pas être attribuées à des variations de diamètre.

Il reste cependant à interpréter les différences de comportement observées en fonction de la phase de l'oscillation — cf. figures 5.1 page 109 à 5.3 page 111. Elles peuvent être dues à la variation d'énergie à l'intérieur de la cavité Fabry-Pérot en fonction de la transmission du système.

### 5.5.2 Fausse autofocalisation dans $\text{LiNbO}_3$ : les limites de la méthode de mesure

Comme nous l'avons mentionné, la méthode de mesure du diamètre du faisceau que nous avons utilisée suppose que le front d'onde soit plan en sortie du cristal. En pratique, l'effet d'autofocalisation a justement pour conséquence la rectification du front d'onde. Par conséquent, la méthode de mesure que nous avons utilisée fonctionne effectivement de manière correcte pour la mesure de ces phénomènes.

En revanche, les phénomènes *défocalisants* sont, eux, source d'un front d'onde en sortie du cristal encore plus courbé que lors d'une simple diffraction linéaire. Dans ce cas-là, l'approximation consistant à considérer le front d'onde comme plan en sortie de cristal n'est plus valide.

Le cristal photoréfractif de  $\text{LiNbO}_3$  est connu pour produire des effets défocalisants — voir notamment la production de solitons sombres par M. Chauvet *et al.* [108]—. Les figures 5.6 et 5.7 page 114 sont une illustration de la défaillance de notre méthode de mesure. La première montre la mesure d'une autofocalisation du faisceau alors que la deuxième est la prise de vue directe d'une défocalisation. La *fausse* mesure de l'autofocalisation provient de la trop forte courbure du front d'onde en sortie du cristal. La mesure effectuée est donc celle d'un *col* qui n'est que virtuel et qui ne correspond pas au diamètre du faisceau.

<sup>10</sup>Effet Fabry-Pérot : variation de la transmission du dispositif constitué de deux miroirs plans face à face. A certaines longueurs d'onde, les ondes transmises et réfléchies interfèrent de manière constructive alors que, de manière générale, leurs interférences sont destructives.

Troisième partie

**Photoréfractivité et  
auto-focalisation :  
ouvertures**



*Never express yourself more clearly than you are able to think.*

Niels Bohr

# 6

## La double conjugaison de phase

### Sommaire

---

<b>6.1 La conjugaison de phase . . . . .</b>	<b>125</b>
6.1.1 Définition et principe . . . . .	125
6.1.2 Le miroir CAT . . . . .	128
<b>6.2 Gyroscope à fibre optique et DPCM . . . . .</b>	<b>128</b>
6.2.1 Principe de l'application . . . . .	128
6.2.2 Un contrat SYRECIDE . . . . .	129
<b>6.3 Une nouvelle modélisation du beam-fanning . . . . .</b>	<b>129</b>
6.3.1 Principe du DPCM . . . . .	129
6.3.2 Maximisation du gain photoréfractif . . . . .	130
6.3.3 Faisceaux larges <i>vs.</i> faisceaux fins . . . . .	133
<b>6.4 La stabilisation du DPCM . . . . .</b>	<b>136</b>
6.4.1 Montage expérimental . . . . .	136
6.4.2 Validation du modèle de fanning . . . . .	137

---



*C'est ton travail, Catherine, que je vais m'efforcer de résumer au cours de ce chapitre. Merci à toi pour m'avoir permis de travailler avec toi sur ce sujet passionnant. Merci également pour cette constante bonne humeur et cet équilibre que tu nous as apportés à tous. Ah! Oui! Merci aussi pour les figures qui illustrent ce chapitre!*

*Un tout aussi grand Merci à toi, Michel, pour nombre de discussions, scientifiques ou non, pleines de bon sens, de culture, de bonne humeur et surtout de joie de vivre. Bon vent à vous!*



Pour peu qu'il ait parcouru cet ouvrage dans l'ordre, le lecteur aura pu découvrir dans les chapitres précédents une approche de la photoréfractivité que nous avons qualifiée de *nouvelle*, en ce sens qu'elle ne fait pas intervenir interférences et réseaux d'indice qui sont le lot habituel de toute étude des phénomènes photoréfractifs.

Néanmoins, du fait de travaux entrepris auparavant [33], notre laboratoire avait déjà acquis une certaine reconnaissance dans un des domaines de la photoréfractivité *classique* : la conjugaison de phase. C'est sur ces bases et à la faveur d'un intérêt industriel opportun que nous avons effectué une étude originale de la double conjugaison de phase : à l'occasion de sa thèse de doctorat [32], Catherine Mailhan a réalisé une caractérisation expérimentale du Double Miroir à Conjugaison de Phase — abrégé DPCM en anglais — qui lui a livré les clefs de son optimisation, *via* une nouvelle modélisation du phénomène de *fanning* photoréfractif [36, 63].

## 6.1 La conjugaison de phase

### 6.1.1 Définition et principe

#### Définition d'une onde plane porteuse d'information

Toute onde plane électromagnétique peut être décrite par son amplitude complexe  $\underline{\mathcal{A}}$ , sa pulsation  $\omega$  et son déphasage à l'origine  $\phi$ . Son champ électrique s'exprime alors de la façon suivante en omettant sa dépendance temporelle en  $\omega t$  :

$$\underline{\mathcal{E}} = \underline{\mathcal{A}} \exp(-i\vec{k} \cdot \vec{r} + \phi),$$

où  $\vec{k}$  est le vecteur d'onde et  $\vec{r}$  le vecteur position. Si maintenant cette onde plane est appelée à porter de l'information, son amplitude complexe  $\underline{\mathcal{A}}$  peut être modulée spatialement. Toutefois, si l'on souhaite que la propagation de type onde plane n'en soit que peu perturbée, alors la modulation spatiale de  $\underline{\mathcal{A}}$  doit être de fréquence spatiale faible devant la fréquence spatiale associée à la périodicité spatiale de l'onde plane. Si ces conditions sont réunies, et c'est souvent le cas dans le domaine de l'optique — car les fréquences sont élevées et les périodicités spatiales de l'ordre du  $\mu\text{m}$  —, alors le champ électrique complexe de l'onde plane peut être exprimé par l'équation 6.1.

$$\underline{\mathcal{E}}(x, y, z) = \underline{\mathcal{A}}(x, y) \exp(-i(\vec{k} \cdot \vec{r} + \phi(x, y))), \quad (6.1)$$

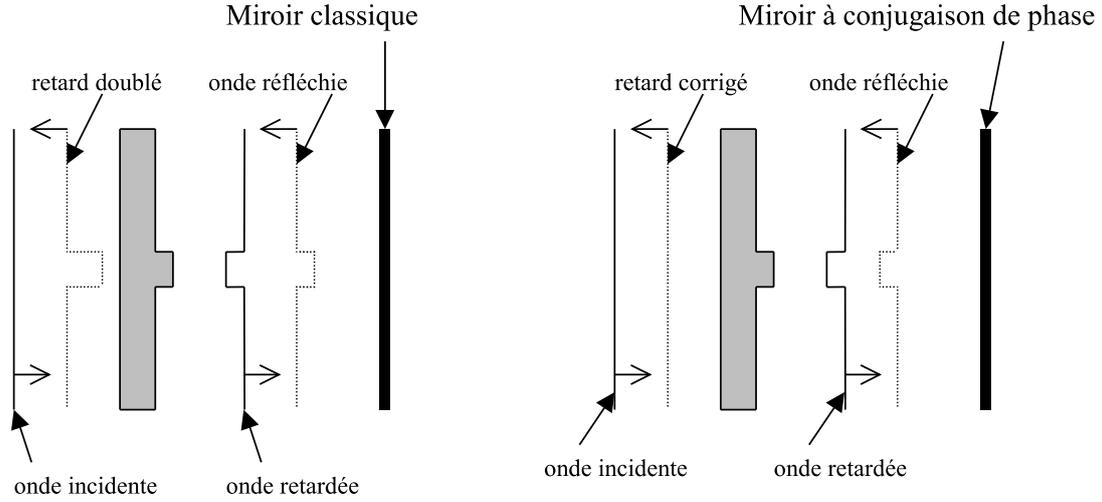


FIG. 6.1 – Rétablissement de front d’onde par conjugaison de phase et comparaison avec l’action qu’aurait un miroir classique. La forme grisée représente le milieu réfractant —pouvant être quelconque— responsable de la déformation du front d’onde du faisceau incident.

Notons que dans ce cas, le vecteur de propagation est pris —sans perte de généralité— parallèle à l’axe  $z$ . Par ailleurs, à la fois l’amplitude  $\underline{\mathcal{A}}$  et la phase à l’origine  $\phi$  dépendent des coordonnées transverses  $x$  et  $y$ .

### Conjugué en phase

L’onde *conjuguée* de celle qui vient d’être décrite est représentée par le conjugué mathématique, au sens des nombres complexes, de l’expression 6.1 page précédente. L’information portée par l’onde conjuguée, soit sa modulation complexe  $\underline{\mathcal{A}}^*(x, y, z)$ , est conjuguée de l’information  $\underline{\mathcal{A}}(x, y, z)$  portée par l’onde initiale. Autrement dit, si celle-ci représente une simple modulation d’intensité, elle reste inchangée. En revanche, si elle porte un terme de phase, celui-ci est inversé.

Le terme de phase porté par l’exponentielle complexe est donc globalement transformé en son opposé. Ainsi, l’onde conjuguée d’une onde progressive donnée est l’onde portant l’information conjuguée et se propageant en sens opposé.

$$\underline{\mathcal{E}}^*(x, y, z) = \underline{\mathcal{A}}^*(x, y) \exp\left(+i\left(\vec{k} \cdot \vec{r} + \phi(x, y)\right)\right), \quad (6.2)$$

Comme il a été précisé, la dépendance temporelle est omise dans l’expression 6.1 page précédente. Du fait de la parité du cosinus que l’exponentielle représente ici, conjuguer l’ensemble de l’expression 6.1 en maintenant constante la dépendance temporelle revient à conjuguer la dépendance temporelle sans toucher à l’expression. Autrement dit, l’onde conjuguée se comporte *comme l’onde incidente, moyennant le retournement du temps*.

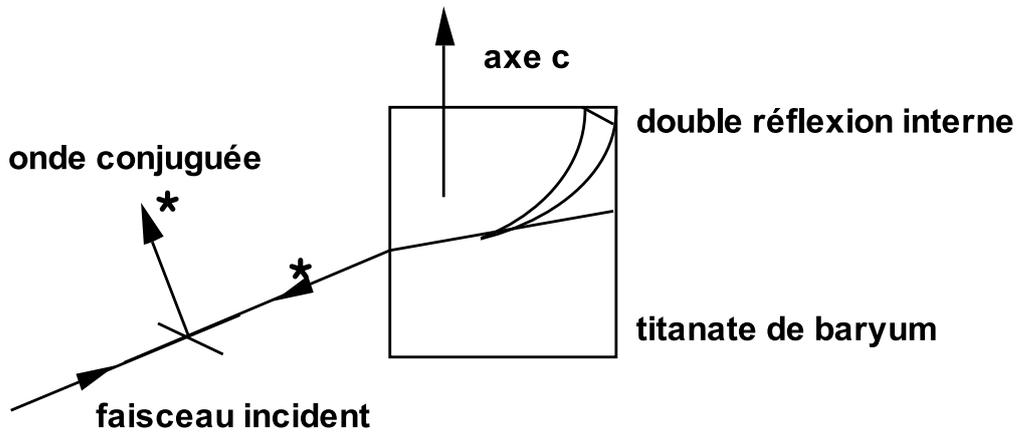


FIG. 6.2 – Représentation du miroir CAT dans  $\text{BaTiO}_3$  et de la boucle de lumière qui lui donne naissance.

### Rétablissement de front d'onde

La correction de front d'onde est l'application la plus remarquable du miroir à conjugaison de phase. En effet, lorsqu'une onde incidente traverse un milieu purement déphasant<sup>1</sup>, son front d'onde est déformé comme représenté sur la figure 6.1 page précédente. Sa réflexion sur un miroir à conjugaison de phase peut être vue comme un *retournement du temps*. Par conséquent, l'onde traverse à nouveau le milieu déphasant en subissant les déformations à l'envers : à sa sortie du milieu déphasant, son front d'onde est corrigé.

Cette propriété confère au miroir à conjugaison de phase de nombreuses applications dans le domaine de la rectification de front d'onde. Par exemple, son insertion dans la cavité d'un laser de puissance permet la correction des aberrations induites par les variations de température du milieu amplificateur, ainsi que le contrôle des modes oscillant dans la cavité [151].

Une autre application, dont nous allons parler plus en détail page suivante est le gyroscope à fibre optique [9, 152]. Celui-ci fonctionne grâce à l'exploitation de l'effet Sagnac<sup>2</sup> dans un bobinage de fibre optique de quelques km de long. La détection de la rotation se fait par interférence entre les faisceaux issus des deux extrémités de la fibre. Cette interférence ne peut avoir lieu que si les faisceaux présentent une structure spatiale simple —pas de *speckle*— et des polarisations approximativement identiques. Cela est actuellement résolu par une solution coûteuse : l'emploi de fibre monomode à maintien de polarisation.

L'insertion en milieu de fibre d'un *double miroir à conjugaison de phase* permettrait de remplacer cette fibre par une fibre plus classiquement utilisée pour les *télécommunications*, qu'elle soit multimode ou monomode. Cette solution serait bien entendu d'un coût très inférieur.

### 6.1.2 Un exemple : la conjugaison simple en configuration CAT

Le miroir CAT a été présenté et baptisé ainsi par J.Feinberg en 1982 [153] car il a réalisé une expérience consistant en la restauration d'une image de *chat* après passage dans un milieu réfractant puis restitution grâce à un miroir CAT dans  $\text{BaTiO}_3$ . C'est un miroir qui fonctionne grâce au seul faisceau incident et à des réflexions totales internes au cristal de  $\text{BaTiO}_3$ . Ce phénomène a également été observé quatre ans plus tard dans un échantillon de  $\text{Sr}_x\text{Ba}_{1-x}\text{Nb}_2\text{O}_6$  [154]. Il est représenté par la figure 6.2 page précédente.

Plusieurs explications en sont données dans la littérature. Citons celle de J.F.Lam [155] et celle de K.R.McDonald et J.Feinberg lui-même [156]. Cette dernière est représentée par la figure 6.2. Elle est basée sur l'observation de la boucle de lumière schématisée dans la figure précitée. Selon les auteurs, cette boucle de lumière permet de fournir la *pompe* au réseau créé par l'interférence entre le faisceau incident et le faisceau *fanné* [63] qui en est issu. Le faisceau conjugué en phase est alors généré par mélange à quatre ondes [157], phénomène que l'on peut décrire approximativement comme de l'holographie dynamique.

Le miroir CAT, ainsi que bien d'autres configurations, donnent naissance au faisceau conjugué d'un unique faisceau incident. Toutefois, pour certaines applications comme le *gyroscope à fibre optique* mentionné plus haut, la génération simultanée de *deux* faisceaux conjugués est nécessaire. Ce phénomène existe et a été baptisé *double conjugaison de phase*.

## 6.2 Gyroscope à fibre optique : une application du Double Miroir à Conjugaison de Phase

### 6.2.1 Principe de l'utilisation du DPCM dans un gyroscope à fibre optique

Ainsi que nous l'avons mentionné, l'utilisation d'un Double Miroir à Conjugaison de Phase —abrégé DPCM en anglais— dans un gyroscope à fibre optique peut permettre d'en réduire les coûts de production en autorisant l'utilisation de fibres dédiées aux télécommunications.

La lumière initialement polarisée est injectée dans la boucle de fibre subissant l'effet Sagnac. Si un DPCM a été inséré approximativement au milieu du bobinage de fibre, il réfléchit<sup>3</sup> la lumière en en conjuguant le front d'onde. Ainsi, la lumière réfléchie va, à l'instar du phénomène représenté par la figure 6.1 page 126, subir à *l'envers* toutes les déformations auxquelles elle aura été soumise dans la fibre. Le faisceau issu de la fibre sera donc identique au faisceau entrant, son énergie mise à part, rendant ainsi possible la détection par interférences.

<sup>1</sup>Un milieu purement déphasant est un milieu possédant un indice de réfraction supérieur à 1 —éventuellement variable— mais ne présentant pas d'absorption.

<sup>2</sup>L'effet Sagnac est un effet relativiste qui peut se comprendre en termes de physique classique : lorsque la lumière se propage dans un milieu en rotation, le chemin optique qu'elle *voit* dépend du sens de rotation. Il est allongé si la propagation se fait dans le sens de la rotation, raccourci sinon.

<sup>3</sup>En fait, le DPCM ne *réfléchit* pas vraiment la lumière de chaque faisceau incident. Il réfléchit simplement le front d'onde d'un faisceau incident donné, en le conjuguant en phase. L'énergie lumineuse incidente est, elle, transmise à l'autre faisceau incident. Cette dernière caractéristique est d'ailleurs essentielle pour permettre l'utilisation de l'effet Sagnac dans le gyroscope.

## 6.2.2 Un contrat SYnergie REcherche DEfense

Cette application a donné naissance à un contrat SYnergie REcherche DEfense, liant les trois partenaires que sont la société SAGEM, qui construit et vend des gyroscopes à fibre optique, la Laboratoire Charles Fabry de l'Institut d'Optique d'Orsay et notre laboratoire. L'objectif de ce projet était la réalisation d'une maquette démontrant la faisabilité d'un gyroscope optique utilisant le principe que nous venons de décrire.

Dans ce cadre, j'ai été amené à assumer la responsabilité scientifique d'une partie du projet. Nous avons ainsi réalisé l'étude présentée au cours de ce chapitre, mais aussi conçu une source laser présentant les caractéristiques adéquates pour satisfaire aux besoins du DPCM et du gyroscope simultanément. Nous avons par ailleurs effectué l'étude de la validité du circuit optique proposé par le consortium. Nous ne décrirons pas en détail ces deux tâches, d'une part parce que les résultats en sont encore confidentiels et d'autre part parce que ces travaux relèvent plus de l'ingénierie que de la recherche proprement dite.

## 6.3 Une nouvelle modélisation du beam-fanning

### 6.3.1 Principe de la double conjugaison de phase

Il existe bien des façons de réaliser la double conjugaison de phase dans  $\text{BaTiO}_3$ . Une étude complète de l'ensemble de ces configurations et de leurs avantages respectifs a été réalisée par C.Mailhan [32]. Nous ne nous intéresserons ici qu'à la configuration dénommée DPCM<sup>4</sup>. Cette configuration est l'une des plus simples qui soient. Elle ne fait pas intervenir de réflexions internes au cristal. Les deux faisceaux incidents entrent dans le cristal par deux faces opposées. Ils subissent alors chacun le *fanning* photoréfractif [63]. Les faisceaux incidents interfèrent alors avec leur *fanning* respectifs, créant ainsi deux réseaux d'indice. Par un mécanisme non totalement élucidé, les faisceaux fannés se *trouvent* et l'on obtient ainsi deux zones de mélange à quatre ondes [157], comme représenté sur la figure 6.3 page 131. Cette description correspond au modèle de la configuration DPCM développé par Ewbank [35], qui est lui-même très inspiré du modèle présenté par K.R.McDonald et J.Feinberg [156] pour le miroir CAT.

L'un des inconvénients récurrents de toutes les configurations de double miroir à conjugaison de phase est l'instabilité en puissance des faisceaux conjugués<sup>5</sup>. D'après nombre d'auteurs, dont C.Mailhan [32], ces instabilités sont dues à la compétition entre les deux phénomènes photoréfractifs que sont le *beam-fanning* et la *double conjugaison de phase*. C'est dans cet esprit que nous avons procédé à une analyse théorique du beam-fanning, pour faire en sorte qu'il favorise la double conjugaison de phase au lieu d'entrer en compétition avec elle.

<sup>4</sup>Il y a ici ambiguïté entre la dénomination du double miroir à conjugaison de phase —DPCM— et celle de la configuration particulière —également DPCM— faisant intervenir deux faisceaux quasiment contrapropagants. Cette ambiguïté provient de la littérature elle-même. Par souci de cohérence avec celle-ci, nous ne la leverons pas. La distinction entre les deux acceptions pourra être déduites du contexte.

<sup>5</sup>Ces instabilités ne sont pas réservées au DPCM. Le miroir à simple conjugaison de phase, de type CAT par exemple, présente lui aussi cet inconvénient. Pour s'en convaincre, citons par exemples les travaux de l'équipe de T.Tschudi [158, 159] et ceux de M.Goetz [33].

### 6.3.2 Maximisation du gain photoréfractif

#### Compétition entre DPCM et fanning

Les réseaux d'indice inscrits, qui favorisent DPCM ou fanning, sont matérialisés par la direction des faisceaux qu'ils diffractent. Le processus résumé sur la figure 6.3 peut donc être considéré comme une *compétition* entre les réseaux qui favorisent le DPCM et ceux qui engendrent le *fanning*. Pour atténuer cette compétition et faire en sorte que les deux types de réseau se favorisent mutuellement, il suffit donc de faire coïncider les directions de fanning et la direction commune responsable de l'établissement du DPCM.

Par conséquent, si l'on pouvait prévoir la direction de fanning photoréfractif en fonction des caractéristiques du faisceau incident, l'on pourrait régler la direction des faisceaux incidents de telle façon que les faisceaux *fannés* soient parallèles. Il suffirait alors d'un ajustement de la position respective des faisceaux l'un par rapport à l'autre pour que les réseaux favorisant DPCM et fanning soient identiques et donc n'entrent pas en compétition.

#### Expression et maximisation du gain TWM

C'est donc à une analyse précise du Beam Fanning que nous allons nous livrer. C'est un phénomène photoréfractif des plus classiques, observé pour la première fois par J.Feinberg [63] dans  $\text{BaTiO}_3$ , puis par d'autres dans  $\text{LiNbO}_3$  [160, 161] et  $\text{Sr}_x\text{Ba}_{1-x}\text{Nb}_2\text{O}_6$  [162]. C'est lors de cette dernière observation que le beam fanning a été qualifié de *diffusion induite*.

Plusieurs interprétations en sont proposées. La première est celle de J.Feinberg [63] : le faisceau incident crée une *bosse d'indice* décalée par rapport au faisceau, du fait de la symétrie de la diffusion naturelle des porteurs et de l'anti-symétrie de l'effet électro-optique. Cette approche, que nous avons retrouvée [11], est qualifiée par P.P.Banerjee et R.M.Misra [163] de *Beam Fanning Déterministe*. Toutefois, le modèle sur lequel est basée l'étude présentée au cours de ce chapitre est, au contraire, de nature aléatoire [164–167]<sup>6</sup>.

Cette dernière approche est fondée sur l'interaction par mélange à deux ondes ou TWM<sup>7</sup> [5]. En effet, lorsque le faisceau incident rencontre les inévitables défauts ou impuretés présents dans le cristal, il *diffuse* dans toutes les directions. Certaines de ces directions se trouvent amplifiées par le faisceau incident lui-même, qui joue alors le rôle de *pompe* de mélange à deux ondes, le faisceau signal étant le faisceau diffusé. On comprend alors aisément pourquoi le Beam Fanning est souvent qualifié de *diffusion stimulée*.

Les études citées dans les paragraphes précédents ont permis le calcul de la figure de fanning issu d'un faisceau incident. Elles nécessitent toutefois des calculs complexes, basés sur une représentation continue de l'intensité incidente. Ils donnent ainsi des résultats quantitatifs quant à la répartition continue de la figure de fanning. Toutefois, si le but poursuivi est l'optimisation d'un DPCM selon la technique évoquée précédemment, seule la direction principale de fanning<sup>8</sup> nous intéresse. C'est cette approche simplifiée que nous avons privilégiée pour  $\text{BaTiO}_3$ . Celle-ci

<sup>6</sup>Citons ici les acronymes anglais pour Beam Fanning Déterministe —Deterministic Beam Fanning ou DBF— et Beam Fanning Aléatoire —Random Beam Fanning ou RBF.

<sup>7</sup>Le mélange à deux ondes —Two Wave Mixing ou TWM— est l'amplification d'un faisceau *signal* par un faisceau pompe avec lequel il interfère, créant un réseau d'indice dans un matériau photoréfractif.

<sup>8</sup>Nous appellerons *direction principale de fanning* la direction portant le maximum d'intensité dans la figure de fanning.

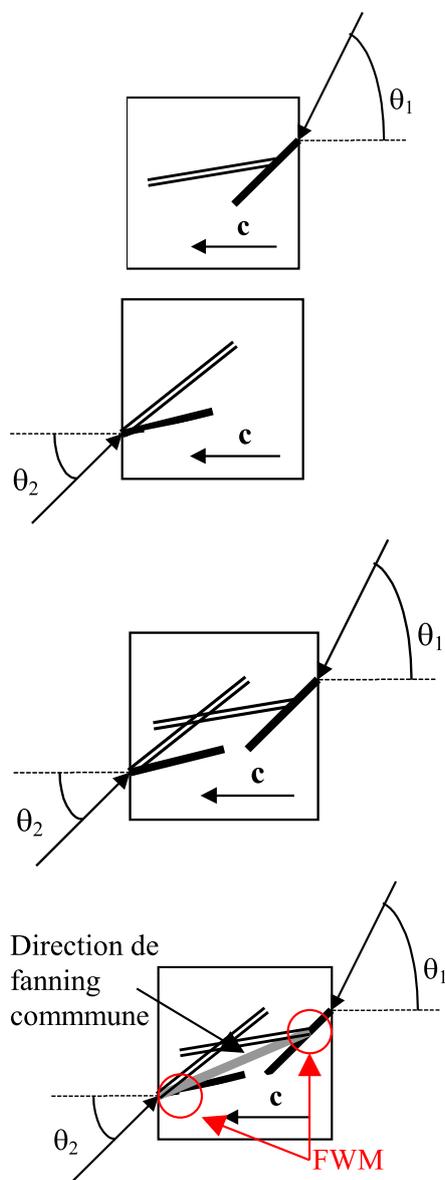


FIG. 6.3 – Mécanisme d'établissement du DPCM : les deux faisceaux subissent simultanément, mais indépendamment, le fanning photoréfractif. Lorsqu'ils illuminent simultanément le cristal, la double conjugaison de phases s'établit dans une direction commune *a priori* différente des deux directions de fanning.

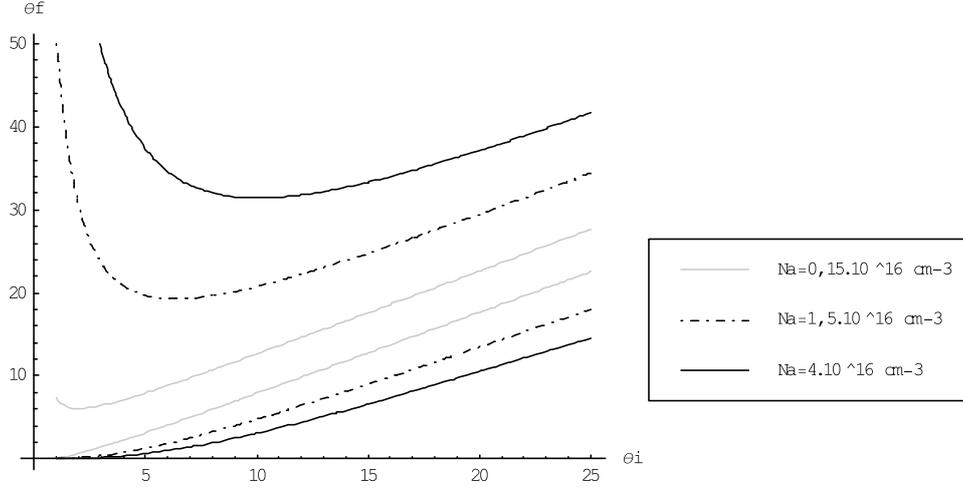


FIG. 6.4 – Angles de fanning prévus par l’annulation de la dérivée du gain photoréfractif, en fonction de l’angle d’incidence et pour divers dopages

avait d’ailleurs fait l’objet de développements dans  $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$  [168].

Si l’on considère que le beam fanning est le résultat la diffusion amplifiée du faisceau incident —approche aléatoire—, le gain photoréfractif de couplage entre le faisceau incident —la pompe— et le faisceau diffusé —le signal— dépend de l’angle entre les deux. Notons  $\theta_i$  l’angle orienté formé à l’intérieur du cristal par l’axe ferro-électrique  $\vec{c}$  et le faisceau incident.  $\theta_f$  est alors l’angle orienté entre l’axe  $\vec{c}$ , et le faisceau fanné<sup>9</sup>. Il est alors possible d’exprimer le gain photoréfractif de TWM,  $\gamma(\theta_i, \theta_f)$ , en fonction des directions d’incidence, des indices ordinaire  $n_o$  et extraordinaire  $n_e$  du cristal, du tenseur électro-optique  $\hat{r}$ , du tenseur diélectrique  $\hat{\epsilon}$  —dont les valeurs propres sont  $\epsilon_a$  et  $\epsilon_c$ —, de la longueur de Debye  $\Lambda_0$  et de l’indice effectif  $n$  donné par la relation

$$\frac{1}{n^2} = \frac{\sin^2\left(\frac{\theta_i + \theta_f}{2}\right)}{n_e^2} + \frac{\cos^2\left(\frac{\theta_i + \theta_f}{2}\right)}{n_o^2}.$$

Ces calculs ont été faits sur la base des travaux de P.Yeh [5], et dans le cas particulier où les faces d’entrée dans le cristal sont celles qui sont perpendiculaires à l’axe ferroélectrique  $\vec{c}$ . Ainsi, en utilisant les approximations et les notations détaillées dans la référence [32, 36], l’expression du gain photoréfractif peut s’écrire comme suit, en négligeant le terme  $\frac{1}{\cos\left(\frac{\theta_f - \theta_i}{2}\right)}$  qui intervient en facteur et qui est proche de 1 :

$$\gamma(\theta_i, \theta_f) = \frac{2n^3 n_e r_{42} e N_A (\sin \theta_i - \sin \theta_f) \sin(\theta_i + \theta_f)}{n_o \epsilon_a \epsilon_o \left( \frac{\lambda^2}{\Lambda_0^2} + (\sin \theta_i - \sin \theta_f)^2 \right)}. \quad (6.3)$$

Les valeurs de  $\theta_f$  annulant la dérivée du gain photoréfractif  $\gamma(\theta_i, \theta_f)$  par rapport à  $\theta_f$  sont celles qui maximisent la valeur absolue du gain photoréfractif. Ce sont donc ces directions qui portent les faisceaux fannés principaux. Elles ont été calculées numériquement et sont représentées sur la figure 6.4 en fonction de l’angle d’incidence et pour différents dopages<sup>10</sup>. Les angles de fanning

<sup>9</sup>Ainsi que précisé dans la note 8 page 130, la direction du *faisceau fanné* est la *direction principale de fanning*.

<sup>10</sup>Nous nous sommes principalement intéressée à  $N_A$ , densité d’accepteurs, qui quantifie la notion de dopage.

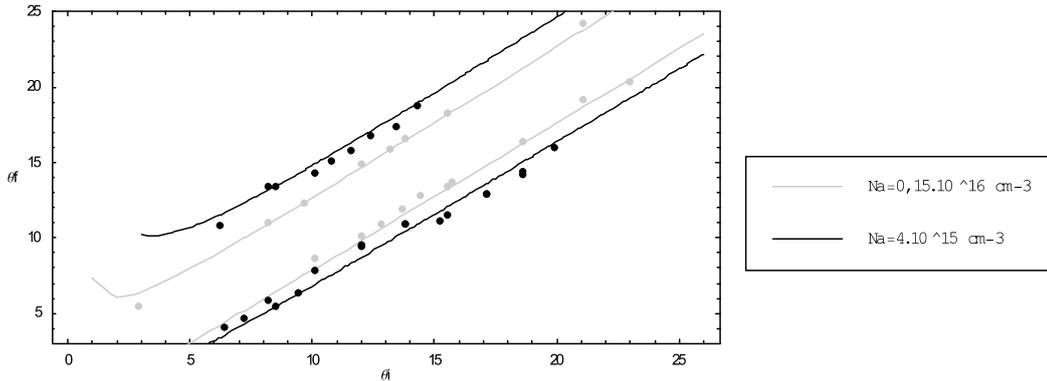


FIG. 6.5 – Confrontation des angles de fanning prévus et mesurés. En noir, le cas du cristal dopé, en gris celui du cristal non intentionnellement dopé

théoriques ainsi obtenus ont été confrontés à l'expérience —effectuée dans notre laboratoire par C.Mailhan [32, 36]— et les résultats sont représentés sur la figure 6.5 pour deux échantillons de dopages différents. Ces comparaisons remarquablement cohérentes sont toutefois le fait de l'ajustement d'un paramètre unique : la valeur de  $N_A$ , inconnue dans nos échantillons<sup>11</sup>. Il convient cependant de noter que les ajustements sur les deux courbes correspondant à chaque échantillon correspondent à une seule et unique valeur  $N_A$ . Les valeurs de  $N_A$  obtenues par notre méthode sont légèrement inférieures à celles de la littérature [6, 7, 169].

Une fois l'ajustement de la valeur de  $N_A$  effectué, il devient possible, grâce à la figure 6.4 page précédente, de prévoir la valeur de l'angle de fanning principal en fonction de tout angle d'incidence possible à l'intérieur d'un échantillon de  $\text{BaTiO}_3$  cubique coupé parallèlement aux axes optiques et pour des faces d'entrée perpendiculaires à l'axe  $\vec{c}$ .

### 6.3.3 Faisceaux larges vs. faisceaux fins

Les considérations développées dans les paragraphes précédents sont exactes lorsque l'interaction entre le faisceau incident et son *fanné* n'est pas perturbée par les *dimensions finies* du cristal. Lorsque la zone de recouvrement entre le faisceau incident et son *fanné* *déborde* du cristal, le comportement du fanning change : la dérivation du gain  $\gamma(\theta_i, \theta_f)$  n'est plus correcte et les dimensions de la zone d'interaction doivent être prises en compte. En d'autres termes, notre analyse est valable pour tout faisceau suffisamment *fin* pour que la zone d'interaction avec son faisceau *fanné* se situe entièrement à l'intérieur du cristal<sup>12</sup>. De simples considérations géométriques —développées dans la référence [32, 36]— montrent que son diamètre ne peut guère dépasser quelques dizaines de microns dans un cristal de taille raisonnable —de l'ordre de  $1\text{cm}^3$ .

En effet, l'influence d'autres paramètres expérimentaux comme la température est, par comparaison, négligeable. Nous avons par ailleurs travaillé à la longueur d'onde constante de 514nm et n'avons pas étudié l'influence de sa variation.

<sup>11</sup>Cette valeur aurait pu être mesurée, dans nos échantillons, par des techniques indépendantes comme le gain de TWM, mais cela n'a pas encore été fait, faute de temps.

<sup>12</sup>Dans les pages qui suivent, tout faisceau suffisamment *fin* pour que la zone d'interaction avec son faisceau *fanné* se situe entièrement à l'intérieur du cristal sera simplement dénommé *faisceau fin*. Par opposition, tout faisceau pour lequel la zone de recouvrement avec le faisceau *fanné* correspondant n'est pas contenue à l'intérieur du cristal sera dénommé *faisceau large*.

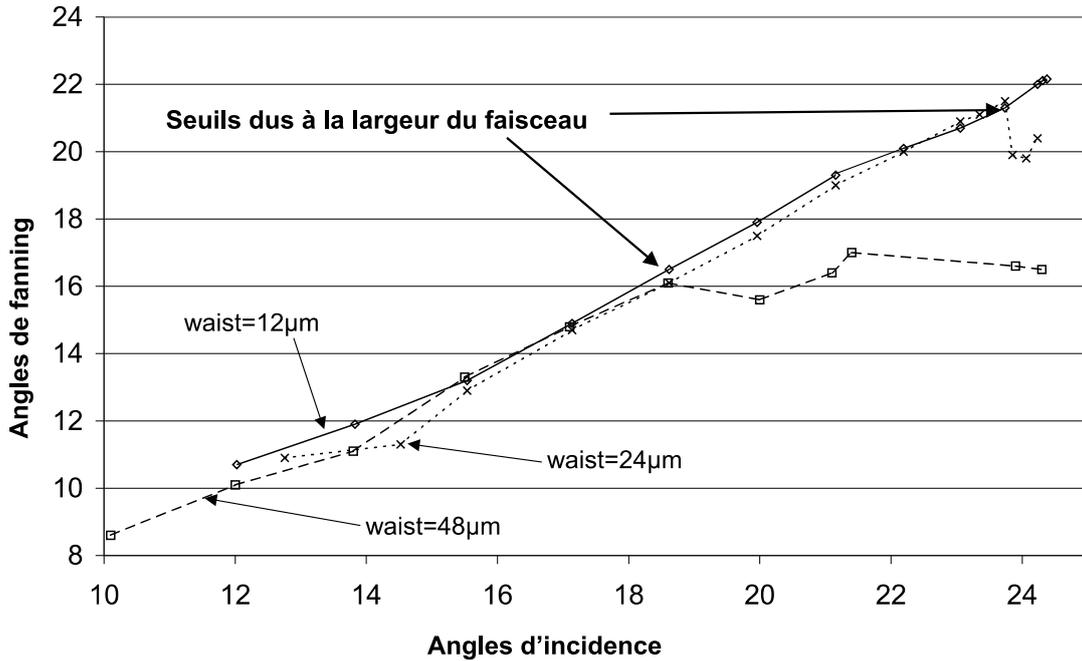


FIG. 6.6 – Evolution de l’angle de fanning en fonction de l’angle d’incidence dans le cristal non dopé, face  $-c$ , pour des waists différents

La figure 6.6 montre la mesure de l’évolution de l’angle de fanning pour différents diamètres —*waists*— de faisceaux. Pour des angles d’incidence petits, le faisceau peut être considéré comme *fin*. Comme prévu, l’angle de fanning dépend quasiment linéairement de l’angle d’incidence. Toutefois l’on peut observer, pour chaque diamètre de faisceau, un *détachement* à un angle d’incidence d’autant plus petit que le faisceau est large. C.Mailhan [32, 36] a montré que l’angle de détachement correspond à l’angle limite caractérisant la frontière entre faisceau *fin* et *large*.

Il correspond au changement de comportement du fanning que nous avons évoqué. L’hypothèse émise par C.Mailhan consiste à considérer qu’à partir du moment où un faisceau est *large*, l’annulation de la dérivée du gain photoréfractif ne garantit plus la présence du faisceau fanné : au contraire, ce faisceau fanné —que nous qualifierons d’*ordre 1*— se comporte comme une pompe de TWM, et fanne à son tour pour donner un autre faisceau fanné —l’ordre 2. Ce processus de *cascade* se poursuit jusqu’à ce que le faisceau fanné d’ordre  $i$  puisse être considéré comme un faisceau incident *fin*. C’est alors l’ordre  $i + 1$  qui est l’angle de fanning effectif.

La figure 6.7 page suivante résume ce processus de *cascade* en comparant ses prévisions à une mesure expérimentale. Le faisceau incident fait ici un angle de  $23^\circ$  avec l’axe  $\vec{c}$ . D’après les prévisions du premier modèle basé sur l’annulation de la dérivée du gain, celui-ci devrait fanner dans une direction correspondant à un angle de  $20,7^\circ$ . Toutefois, le faisceau incident est, pour cet angle d’incidence, un faisceau *large* au sens de la définition donnée par la note 12 page précédente. Son faisceau fanné peut donc être considéré comme un deuxième faisceau, incident à  $20,7^\circ$ , qui génère un faisceau fanné à  $18,4^\circ$ . Ce dernier faisceau —incident à  $20,7^\circ$ — est, lui, un faisceau *fin*<sup>13</sup>. Le processus de *cascade* s’arrête donc là. Toutefois, il apparaît sur la figure une faible intensité à l’ordre suivant de fanning, soit  $16,2^\circ$ . L’ensemble de ce processus de cascade permettant de

<sup>13</sup>Un faisceau *fin* et un faisceau *large* peuvent avoir le même diamètre, si leurs angles d’incidence sont différents.

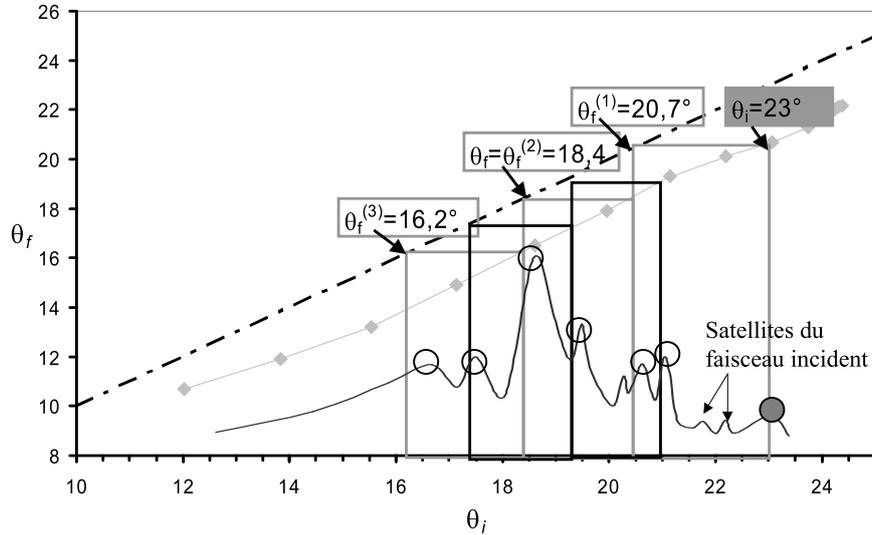


FIG. 6.7 – Itération du processus de détermination de l’angle de fanning dans le cas du cristal non dopé pour la face  $-c$  avec un angle d’incidence de  $23^\circ$

déterminer les ordres successifs de fanning du faisceau incident, est figuré en noir.

Le processus de cascade figuré en gris, représente l’amplification par fanning des défauts dans le profil —idéalement gaussien— du faisceau incident : des *satellites* sont ajoutés au faisceau par les lames séparatrices utilisées dans le banc expérimental. Ces satellites donnent eux-mêmes des faisceaux fannés, dont l’intensité peut se révéler comparable voire supérieure à l’intensité du faisceau fanné principal.

Une dernière remarque s’impose quant aux implications de notre modélisation du fanning photoréfractif. En effet, de par sa nature même, notre étude prévoit une figure de fanning très structurée et composée d’une superposition de plusieurs faisceaux relativement fins et juxtaposés à différents angles que nous avons calculés. Or, grand nombre de travaux tels que ceux de Fisher *et.al.* [170] ont montré expérimentalement des figures de fanning dans  $\text{BaTiO}_3$  qui ressemblent plus à une unique gaussienne dont la largeur est d’au moins un ordre de grandeur au-dessus de celle du faisceau. Ceci s’explique par la largeur du faisceau incident utilisé. En effet, notre étude prévoit, pour des faisceaux *larges*, l’existence de plusieurs ordres de fanning. Par ailleurs, plus un faisceau est *large*, plus les ordres de fanning sont nombreux. Les études, comme celle de Fisher *et.al.* [170], utilisent des faisceaux *très larges*, c’est-à-dire dont la largeur est très largement au-dessus de la limite entre faisceau *fin* et faisceau *large*. Ils génèrent donc un grand nombre d’ordres de fanning qui, se superposant, donnent naissance à une figure de fanning continue.

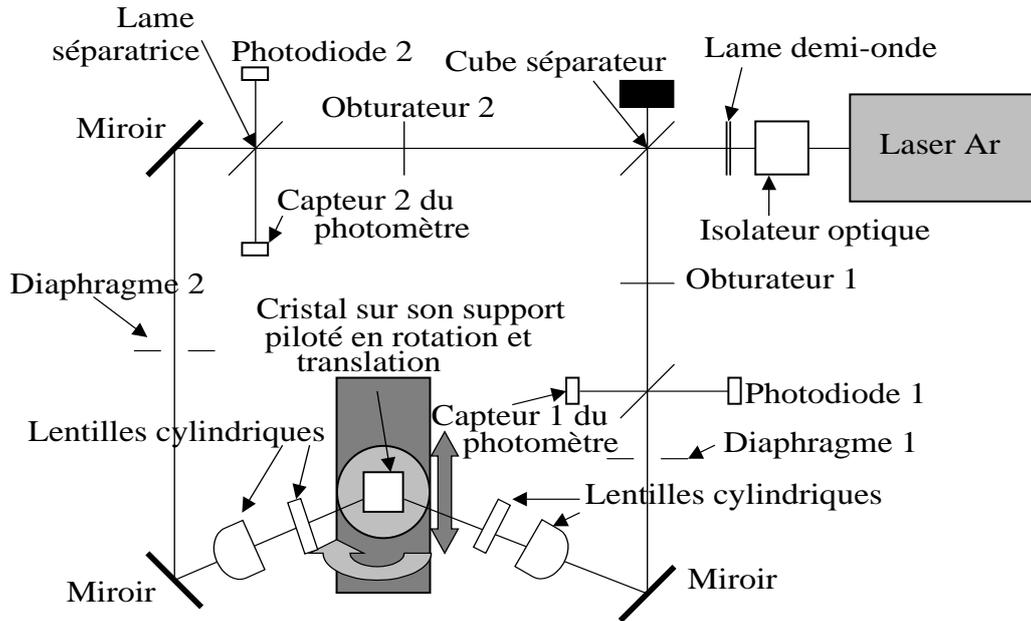


FIG. 6.8 – Montage utilisé pour la réalisation d'un DPCM optimisé en stabilité et en efficacité

## 6.4 La stabilisation du Double Miroir à Conjugaison de Phase

### 6.4.1 Montage expérimental

Nous avons à présent déterminé la —ou les— directions de fanning possibles, à partir de l'angle d'incidence et du diamètre du faisceau signal. Si nous poursuivons notre idée qui consiste à supprimer la compétition entre les mécanismes conduisant au DPCM et ceux conduisant au fanning, il ne nous reste plus qu'à orienter les faisceaux incidents de manière à ce que leurs fannings respectifs soient parallèles. Si l'on ajuste alors leurs positions respectives, le DPCM est théoriquement stabilisé et optimisé en efficacité, *si toutefois notre hypothèse de départ est exacte*. Nous nous proposons maintenant de vérifier expérimentalement sa validité.

Le banc expérimental utilisé est représenté sur la figure 6.8. La source est un laser Argon de puissance maximale 75mW. Un isolateur optique est utilisé pour limiter au maximum les retours de puissance dans le laser dus à la conjugaison de phase elle-même. Un jeu d'obturateurs et de photodiodes permettent de contrôler et mesurer la puissance laser émise et reçue en retour sur chacun des deux bras du montage. Les deux faisceaux incidents sont focalisés sur le cristal au moyen de deux lentilles cylindriques chacun. La première lentille a pour fonction de confiner la réalisation de la conjugaison de phase dans un plan contenant l'axe ferroélectrique  $\vec{c}$  de manière à éviter les problèmes de diffraction conique [171] venant perturber la conjugaison de phase. La deuxième lentille permet de régler le diamètre du faisceau incident de manière à pouvoir le considérer comme *fin* ou à peine *large*. Cette deuxième lentille est montée sur des micro-positionneurs autorisant le réglage fin des positions respectives des points d'entrée des deux faisceaux.

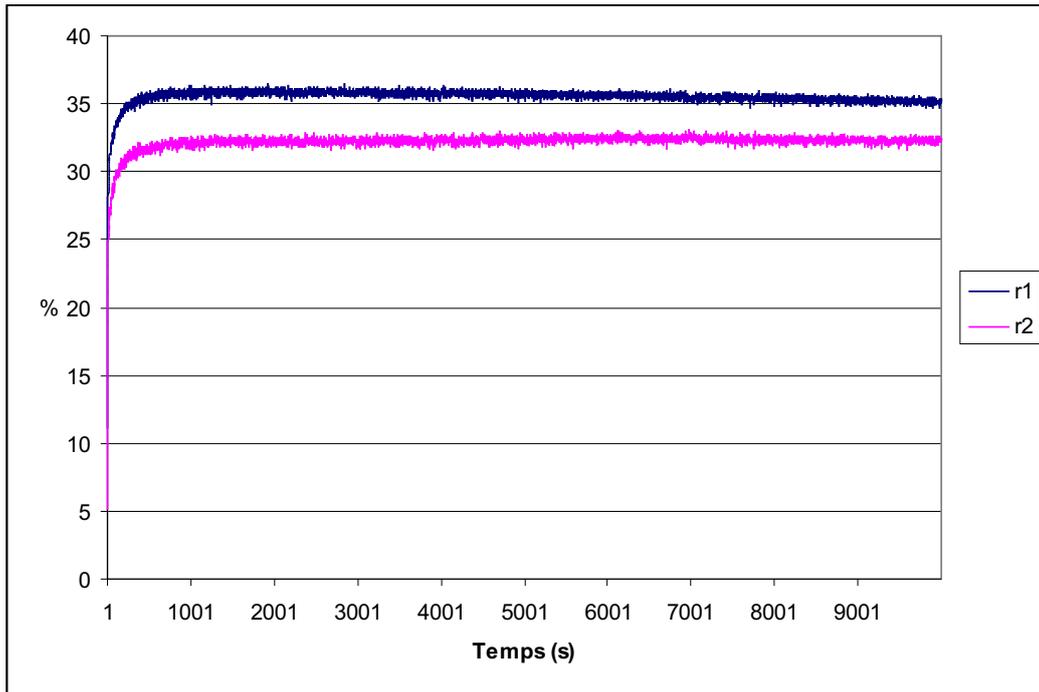


FIG. 6.9 – Evolution temporelle des rendements  $r_1$  et  $r_2$  du DPCM dans le cristal non dopé pour deux faisceaux *fins* dont les angles d’incidence ont été calculés théoriquement, leur recouvrement ayant été réalisé par optimisation des rendements. La stabilité est remarquable (3%) durant les 10000s—soit presque trois heures— de mesure.

#### 6.4.2 Validation du modèle de fanning

Le protocole expérimental démarra donc par une étape théorique : après calcul, les faisceaux incidents sont positionnés de façon à ce que leurs faisceaux fannés soient parallèles. Afin d’assurer le recouvrement des faisceaux, le réglage des positions des points d’entrée est nécessaire. Il est effectué en maximisant le rendement du DPCM. Il faut ici remarquer que lorsque les angles d’incidence sont les angles calculés, il existe *toujours* un maximum local unique du rendement du DPCM et ce maximum correspond également au maximum de stabilité du DPCM. Ce n’est pas le cas lorsque les angles d’incidence diffèrent des angles calculés.

Cette dernière remarque nous permet de conclure que nous avons, au cours de cette expérience, à la fois validé le modèle de fanning que nous avons développé dans les paragraphes précédents et qui est exposé avec plus de détails dans les références [32, 36], et réalisé un double miroir à conjugaison de phase, optimisé par construction géométrique, à la fois en termes de rendement et de stabilité.

La figure 6.9 est le résultat d’une expérience à long terme, représentatif de ceux que nous avons obtenus après application du protocole expérimental décrit ici : un rendement supérieur 30% et une stabilité de l’ordre de 3%.



*A new scientific truth does not triumph by convincing its opponents and making them to see the light, but rather because its opponents eventually die, and a new generation grows up that is familiar with it.*

Max Planck

# 7

## La Micro-Pointe Optique

### Sommaire

---

<b>7.1</b>	<b>Une pointe polymère en bout de fibre</b>	<b>143</b>
7.1.1	Motivation	143
7.1.2	Principe de fabrication	144
7.1.3	Expériences préliminaires : intérêt	145
<b>7.2</b>	<b>Formation de la pointe</b>	<b>147</b>
7.2.1	Cinétique de polymérisation	147
7.2.2	Rôle de l'oxygène	148
<b>7.3</b>	<b>Modélisation</b>	<b>148</b>
7.3.1	Fondements théoriques : la BPM	149
7.3.2	Résultats théoriques	150
7.3.3	Influence de l'oxygène	150
<b>7.4</b>	<b>Mais ce n'est qu'un début...</b>	<b>152</b>
<b>7.5</b>	<b>Post Scriptum</b>	<b>152</b>

---



*C'est au fruit d'une collaboration que ce chapitre sera consacré...  
Un grand merci donc à Carole Ecoffet, pour en avoir eu l'idée, à  
Pascal Royer, pour son soutien, à Renaud Bachelot pour la mise  
en œuvre et à Malik Hocine pour ses efforts et son travail — passés  
et à venir...*



Les travaux qui sont présentés tout au long de cet ouvrage, notamment en matière d'auto-focalisation photoréfractive, nous ont offert quelque reconnaissance en ce domaine au sein de notre hexagone. C'est ainsi que j'ai eu le plaisir d'être invité à donner une conférence sur ce sujet lors d'une réunion du Groupe de Recherche *Matériaux et Fonctions de l'Optique Non-Linéaire* qui s'est tenue en 1999 à Saint Martin Vésubie dans les Alpes Maritimes. Au cours de celle-ci, j'ai présenté nos résultats expérimentaux et les simulations que nous avons réalisées afin d'interpréter nos observations.

A l'issue de la conférence, j'ai eu l'occasion de discuter de ces travaux avec Carole Ecoffet du Laboratoire de Photochimie Générale<sup>1</sup> de Mulhouse. Nous nous sommes alors trouvés une préoccupation commune : la simulation de l'auto-focalisation — dans les cristaux photoréfractifs pour ma part et dans les matériaux photopolymérisables de son côté. Cette rencontre fut le début d'une collaboration autour de la fabrication d'un pic polymère en bout de fibre optique, collaboration entre le LPG, le LNIO<sup>2</sup>—laboratoire inventeur du procédé— et nous-mêmes. Ses premiers fruits font l'objet de ce chapitre.

Les résultats qui seront présentés sont essentiellement issus du travail de Malik Hocine qui a débuté une thèse sur ce sujet à la fin de l'an 2000, sous la direction collégiale de Renaud Bachelot du LNIO, de Godefroy Kugel de notre laboratoire, et de moi-même. Il a réalisé ses expériences au LNIO à Troyes, où il effectue une partie de sa thèse, la partie touchant aux simulations ayant été réalisée à Metz.

Remercions ici la *Région Lorraine*, qui a apporté son soutien à ce travail via l'octroi d'une bourse de thèse régionale au campus de Metz de Supélec.

## 7.1 Une pointe polymère en bout de fibre

### 7.1.1 Motivation

La manipulation des faisceaux de lumière issus des fibres optiques est une nécessité pour qui désire utiliser les fibres dans des systèmes de télécommunication. Ces opérations sont en général effectuées grâce à l'ajout de *micro-lentilles* en bout de fibre. Les techniques explorées dans la

---

<sup>1</sup>Le laboratoire de Photochimie Générale —LPG— se situe au sein de l'Ecole Nationale Supérieure de Chimie de Mulhouse et est associé au CNRS — UMR 7525.

<sup>2</sup>LNIO : Laboratoire de Nanotechnologies et d'Instrumentation Optique de l'Université de Technologie de Troyes.

littérature vont de la fusion du bout de la fibre [172] au micro-usinage [173] en passant par l'attaque chimique [174]. Toutes ces techniques sont invasives : elle visent à transformer le bout de la fibre lui-même en lentille. Elles sont toutes très délicates et demandent énormément de temps.

Une autre approche a déjà été suggérée il y a près de 30 ans [175–177] : était proposée la création de micro-lentilles en bout de fibre par photolithographie. L'exposition sélective d'une résine photosensible déposée en bout de fibre permettait la fabrication d'une micro-lentille *ad hoc*. Malheureusement, cette technique s'est également révélée difficile à mettre en œuvre et la littérature n'en révèle pas d'application intéressante.

La fabrication de micro-lentille en bout de fibre —et plus généralement de fonctions optiques particulières— reste donc un sujet ouvert. C'est pour cette raison que nous avons proposé la fabrication d'un élément optique polymère en bout de fibre<sup>3</sup>, obtenu uniquement par polymérisation d'une goutte de monomère sous l'effet de la lumière issue de la fibre elle-même. Comme nous allons le voir, la lumière est auto-confinée lors de sa propagation dans le monomère : l'on assiste alors à la création d'une pointe polymère attachée fermement au bout de la fibre. Nous l'avons baptisée *micro-pointe optique* — abrégé  $\mu$ PO.

## 7.1.2 Principe de fabrication

### Formulation photosensible

Contrairement aux autres techniques évoquées ci-dessus, le principe de fabrication de la  $\mu$ PO est très simple et ne requiert pas d'alignement ou de positionnement de précision. La fabrication elle-même ne prend que quelques minutes et ne nécessite pas d'appareillage compliqué, hormis un laser émettant à 514nm couplé dans la fibre optique<sup>4</sup>.

L'extrémité polie de la fibre qui portera la  $\mu$ PO est préalablement trempée dans une petite quantité de formulation photosensible<sup>5</sup>. Cette opération dépose sur l'extrémité de la fibre une goutte de formulation dont la géométrie est entièrement déterminée par la tension superficielle. Pour une fibre monomode standard, son épaisseur est d'environ 30 microns.

La fabrication de la  $\mu$ PO proprement dite est effectuée en injectant dans l'autre extrémité de la fibre de la lumière à une longueur d'onde à laquelle la formulation est sensible. Un laser Argon émettant à 514nm conviendra. La lumière issue de la fibre provoque dans la goutte la polymérisation de la formulation et par là, la formation d'un pic polymère.

### Autofocalisation par polymérisation

Un raisonnement hâtif nous ferait penser que la structure formée aura une forme ressemblant à un hyperboloïde de révolution<sup>6</sup>. Toutefois, comme le laissent penser les travaux de Kewitsch et Ya-

<sup>3</sup>Cette technique a fait l'objet d'un dépôt de brevet par le Laboratoire de Nanotechnologie et d'Instrumentation Optique de l'Université de Technologie de Troyes et le Laboratoire de Photochimie Générale de l'École Nationale Supérieure de Chimie de Mulhouse. Ce dépôt est antérieur au début de la collaboration à l'origine des travaux présentés au cours de ce chapitre.

<sup>4</sup>Ce couplage requiert en fait un positionnement de précision mais, comme on va le voir, il doit être effectué à l'extrémité de la fibre qui ne supportera pas la  $\mu$ PO. Il peut donc être effectué une fois et servir à la réalisation d'un grand nombre de  $\mu$ PO.

<sup>5</sup>La formulation photosensible est constituée d'un colorant, l'éosine, d'un co-amorceur, le N-méthyl diethanolamine et d'un monomère, le PETIA ou pentaerythritoltriacylate. Elle est fabriquée au LPG à Mulhouse et sa description complète peut être trouvée dans les références [178–180].

<sup>6</sup>En effet, un faisceau issu d'une fibre optique diffracte et la surface correspondant à une amplitude constante du champ électrique de l'onde ressemble à un hyperboloïde de révolution — elle *serait* un hyperboloïde si le faisceau

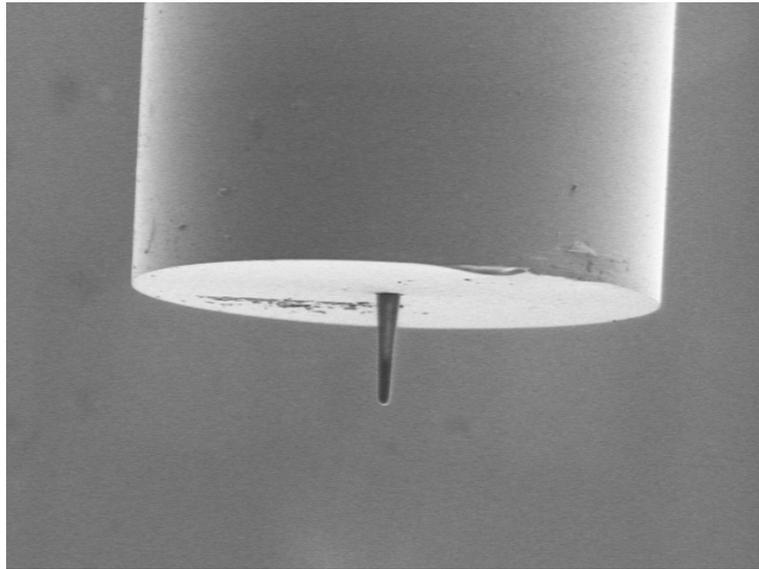


FIG. 7.1 – Micro-pointe optique après rinçage, attachée à sa fibre. Le diamètre de la  $\mu$ PO est égal à celui du cœur de la fibre monmode à 514nm, soit quelques microns. Sa longueur est d'environ 30 microns. — Cliché effectué sous le Microscope Electronique à Balayage du LNIO —

riv [181], la polymérisation de la formulation induit une augmentation locale d'indice considérable — celui-ci passant de 1,48 à 1,52 environ<sup>7</sup>. A l'instar des phénomènes étudiés dans les deux premières parties de cet ouvrage, le faisceau subit une *autofocalisation* : il est guidé dans le guide qu'il a lui-même créé. Les caractéristiques précises de ce processus, comme sa stabilité, ne sont pas intuitives : leur étude détaillée, autant expérimentalement que par voie de modélisation, fait l'objet des lignes qui suivent.

### Rinçage

L'obtention de la  $\mu$ PO telle que représentée sur la figure 7.1 ne nécessite maintenant plus qu'un rinçage à l'éthanol. Celui-ci permet d'enlever toute la formulation qui n'aura pas polymérisé<sup>8</sup>. L'indice de réfraction de la  $\mu$ PO ainsi formée est donc partout supérieur à l'indice correspondant au seuil de gélification. Il reste cependant variable entre ce seuil et l'indice correspondant au maximum de réticulation. Cette situation n'est pas stable. En effet, la lumière incidente sur la  $\mu$ PO lors de son utilisation ou de son stockage aura tôt fait de conduire l'ensemble de la  $\mu$ PO vers une polymérisation maximale. L'objet obtenu a donc une forme déterminée par les mécanismes sous-jacents à sa formation mais présente un indice de réfraction uniforme.

### 7.1.3 Expériences préliminaires : intérêt

La  $\mu$ PO n'est pas seulement un substitut élégant à une micro-lentille en bout de fibre. Elle a également d'autres applications possibles. Certaines ont déjà fait l'objet d'investigations expéri-

issu de la fibre était gaussien, ce qui n'est pas le cas.

<sup>7</sup>Ces valeurs dépendent de la formulation et sont ajustables par le chimiste.

<sup>8</sup>Plus précisément, le rinçage à l'éthanol permet d'éliminer toute la formulation qui n'a pas atteint le *seuil de gélification*. Ce seuil correspond à un taux de réticulation donné qui lui-même correspond à un indice de réfraction donné.

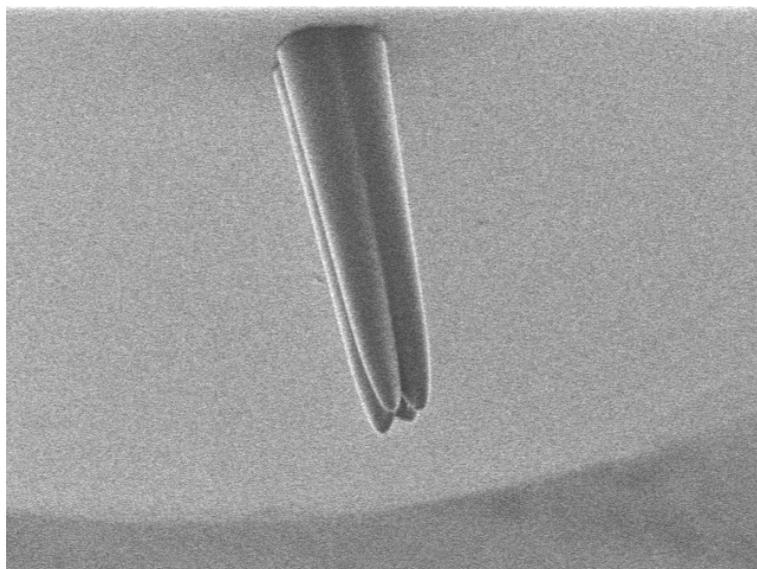


FIG. 7.2 –  $\mu$ PO créée par le mode  $LP_{11}$  d'une fibre légèrement multimode. La forme de la  $\mu$ PO représente la distribution d'intensité dans ce mode.—Cliché effectué sous le Microscope Electronique à Balayage du LNIO—

mentales, d'autres sont plus spéculatives.

### Sonde Optique en Champ Proche

La microscopie optique en champ proche —ou SNOM<sup>9</sup>— est une technique qui permet d'observer avec une très grande précision des objets tels qu'une diode laser en émission. Elle consiste à utiliser une fibre optique dont l'extrémité est pilotée par des micro-positionneurs piezzo-électriques de manière à *scanner* à très courte distance —quelques nm— l'ensemble de la surface de l'objet étudié. La lumière alors transmise par la fibre permet, si elle est corrélée à la position de l'extrémité, de former une image.

Le principal facteur limitant la résolution de cette technique est le diamètre du cœur de la fibre optique. La  $\mu$ PO apporte une amélioration significative. En effet, des études menées au LNIO<sup>10</sup> ont montré qu'une fibre munie d'une  $\mu$ PO permettait l'obtention, en SNOM, d'une résolution d'au moins un ordre de grandeur meilleure que celle obtenue avec une fibre nue.

Rappelons également un des inconvénients principaux de toutes les techniques de champ proche : le risque de casse du détecteur — ici la  $\mu$ PO. Dans notre cas, cet inconvénient devient mineur puisque la croissance d'une nouvelle  $\mu$ PO sur la fibre qui en aura été démunie est seulement l'affaire de quelques minutes.

### Moulage de mode

La forme que peut prendre une  $\mu$ PO est variable. Notamment, l'excitation de la formulation peut varier, pour peu que la fibre utilisée ne soit pas monomode. La figure 7.2 montre l'allure de

<sup>9</sup>SNOM : Scanning Near-field Optical Microscopy

<sup>10</sup>Ces études ont fait l'objet du stage de DESS de Denis Delœil.

la  $\mu$ PO obtenue quand le mode qui se propage dans la fibre est le mode  $LP_{11}$ . Notons que les lobes de ce mode ont été *moulés* : la  $\mu$ PO obtenue en est une représentation tridimensionnelle.

Les expériences menées au LNIO ont également permis de montrer que l'excitation par une onde plane d'une fibre multimode munie d'une  $\mu$ PO formée à l'aide d'un mode donné —ici  $LP_{11}$ — provoquait l'excitation de ce même mode dans la fibre, ouvrant la voie vers l'excitation sélective de mode.

### Fonctions optiques en bout de fibre

Cette dernière propriété nous laisse penser que la  $\mu$ PO peut être un instrument pouvant permettre, d'une part, d'optimiser le couplage dans les fibres mais aussi, d'autre part, d'exprimer toutes sortes de fonctions optiques complexes, pour peu que l'on en maîtrise la formation.

### Connectique

Une fonction séduisante pourrait être la réalisation d'un *pont polymère* entre deux fibres optiques, qui réaliserait le couplage. Cette technique n'est pas à mettre en concurrence avec l'épissurage<sup>11</sup> mais bien plutôt à proposer quand celui-ci n'est pas possible.

Le pont serait fabriqué par l'excitation simultanée de deux fibres dont les extrémités baigneraient dans la même goutte de formulation. Les simulations que nous avons menées dans le cadre de l'autofocalisation photoréfractive —phénomène similaire dans son principe— semblent montrer que les faisceaux issus des deux fibres *s'attireraient* et que les deux  $\mu$ PO n'en feraient plus qu'une.

## 7.2 Formation de la pointe

### 7.2.1 Cinétique de polymérisation

La compréhension et le contrôle de la forme finale de la  $\mu$ PO après le rinçage passe par la compréhension —et la modélisation— des mécanismes de sa formation. Tout d'abord, il nous faut comprendre la façon dont la réticulation —la polymérisation— s'opère. Nous n'avons pas réalisé de modélisation de la cinétique de la réaction, laissant ce travail à nos collègues chimistes. Nous avons au contraire exploité une courbe empirique qu'ils nous ont fournie.

Celle-ci, représentée sur la figure 7.3 page suivante permet de lier le taux de polymérisation à la quantité d'énergie reçue en un point donné de la formulation. Il est bien évident qu'elle montre une saturation de la réticulation qui correspond à la polymérisation complète du monomère. Elle montre également l'existence d'une énergie seuil  $E_{th}$  en dessous de laquelle aucune réticulation n'est possible. Ce phénomène correspond à l'élimination de l'oxygène présent dans la solution et inhibiteur de la réaction. L'énergie seuil en un point donné dépend donc de la concentration initiale en oxygène en ce point<sup>12</sup>. Cette question est amenée à jouer un rôle crucial.

<sup>11</sup>Epissurage : soudure fibre à fibre après alignement. Cela nécessite que les deux fibres soudées aient les mêmes caractéristiques thermiques.

<sup>12</sup>La présence d'oxygène dans la formulation s'explique naturellement par la diffusion de l'oxygène atmosphérique dans la formulation. En conséquence, il est probable que la concentration en oxygène sera plus forte près de l'interface entre la formulation et l'air ambiant.

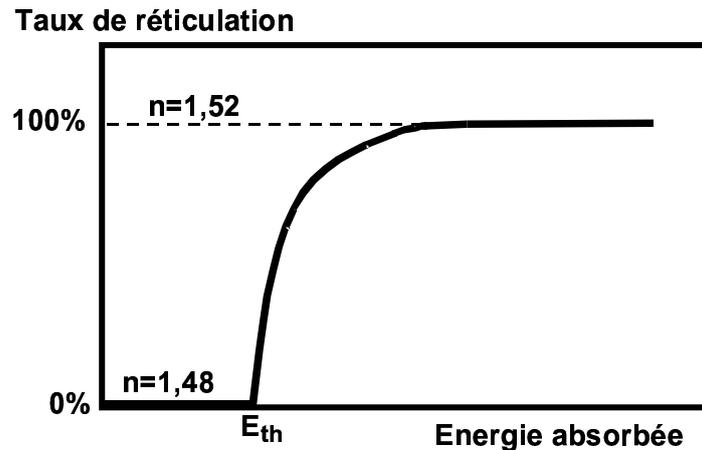


FIG. 7.3 – Courbe empirique représentant le taux de réticulation du monomère en fonction de l'énergie lumineuse absorbée en un point donné.  $E_{th}$  représente l'énergie de seuil en dessous de laquelle aucune polymérisation n'a lieu.

### 7.2.2 Rôle de l'oxygène

La cinétique de polymérisation telle que représentée sur la figure 7.3 ne suffit en effet pas à elle seule à expliquer la forme arrondie de la  $\mu$ PO telle qu'elle apparaît sur la figure 7.4 page suivante. Cela nécessiterait pour ce faire de supposer une absorption massive de l'intensité lumineuse en bout de pointe, ce qui n'a aucune raison d'être.

En revanche, si l'on considère que l'oxygène atmosphérique a diffusé dans la formulation selon une loi exponentielle, sa concentration étant maximale à l'interface, alors il est possible de cartographier la variation du seuil de polymérisation  $E_{th}$ . Dans une première approximation, celui-ci dépend exponentiellement de la distance à l'interface : il est d'autant plus grand que le point considéré est proche de la surface. Dans ce cas, la forme arrondie de la surface s'explique aisément : c'est aux endroits où l'intensité optique est la plus grande —au centre— que la polymérisation se poursuit le plus loin — au centre.

Le problème est que, selon toute vraisemblance et d'après les premiers résultats théoriques et expérimentaux, la  $\mu$ PO agit comme un guide d'onde et la lumière qui s'en échappe le fait essentiellement par l'extrémité. En conséquence, le fonction optique réalisée par la  $\mu$ PO dépend surtout de la forme de cette extrémité : le rôle de l'oxygène est au cœur des débats !

## 7.3 Modélisation

Est-il besoin de rappeler ici les nécessités d'une modélisation et d'une simulation de la formation de la  $\mu$ PO ? C'est grâce à elles que nous espérons non seulement comprendre mais aussi contrôler le processus de sa formation. Ces études sont d'autant plus nécessaires ici que, contrairement aux *cristaux* photoréfractifs, la formulation photopolymérisable est contrôlable et ses différents paramètres sont ajustables par nos collègues chimistes de Mulhouse.

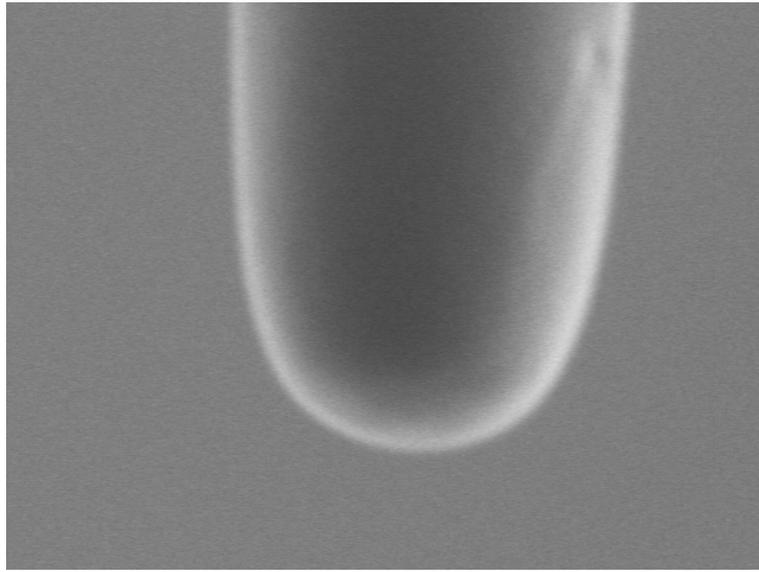


FIG. 7.4 – Cliché de dimension  $5,6\mu\text{m} \times 4,7\mu\text{m}$  représentant l'extrémité d'une  $\mu\text{PO}$ .—*Cliché effectué sous le Microscope Electronique à Balayage du LNIO*—

### 7.3.1 Fondements théoriques : la *Beam Propagation Method*

La simulation de la croissance de la  $\mu\text{PO}$  passe par la simulation de la propagation de la lumière dans la formulation. Celle-ci est obtenue par une méthode analogue à celle décrite tout au long du chapitre 4, la *Beam Propagation Method*.

Le principe global en est également le même : la simulation de la propagation de la lumière issue de la fibre dans la formulation partiellement polymérisée permet de déduire la quantité d'énergie incidente en chaque point. La courbe représentée sur la figure 7.3 page ci-contre permet alors d'obtenir en chaque point l'indice de réfraction. Il suffit ensuite d'itérer le processus jusqu'au temps d'exposition voulu.

Notons que, de la façon dont nous l'envisageons actuellement, la simulation de la croissance de la  $\mu\text{PO}$  est nettement moins gourmande en calcul que les simulations décrites au chapitre 4. En effet, l'obtention de la variation d'indice est une relation directe ici, alors qu'au chapitre 4, elle résulte de la résolution numérique d'une équation différentielle. C'est la raison pour laquelle nous avons envisagé une résolution numérique de dimension  $2 + 1$  directement<sup>13</sup>.

Nous espérons toutefois que cette relation directe et empirique ne sera qu'une première étape dans la réalisation de cette simulation. En effet, une première amélioration pourrait être d'utiliser une courbe empirique *mesurée*, au lieu d'une approximation à l'aide de tangente hyperbolique ou autre exponentielle.

Une autre amélioration, plus ambitieuse en terme de quantité de calcul, pourrait être d'intégrer l'effet de l'oxygène non plus à partir d'une distribution d'oxygène supposée ne dépendre que de la distance à l'interface mais au contraire à partir de la résolution numérique des équations de diffusion de l'oxygène dans la formulation. Cette approche donnerait bien évidemment une répartition d'oxygène qui ne dépendrait pas *que* de la distance à l'interface, puisqu'elle permettrait

<sup>13</sup>Pour plus de précisions sur les avantages et inconvénients des différentes dimensions possibles des modèles utilisés, voir page 101.

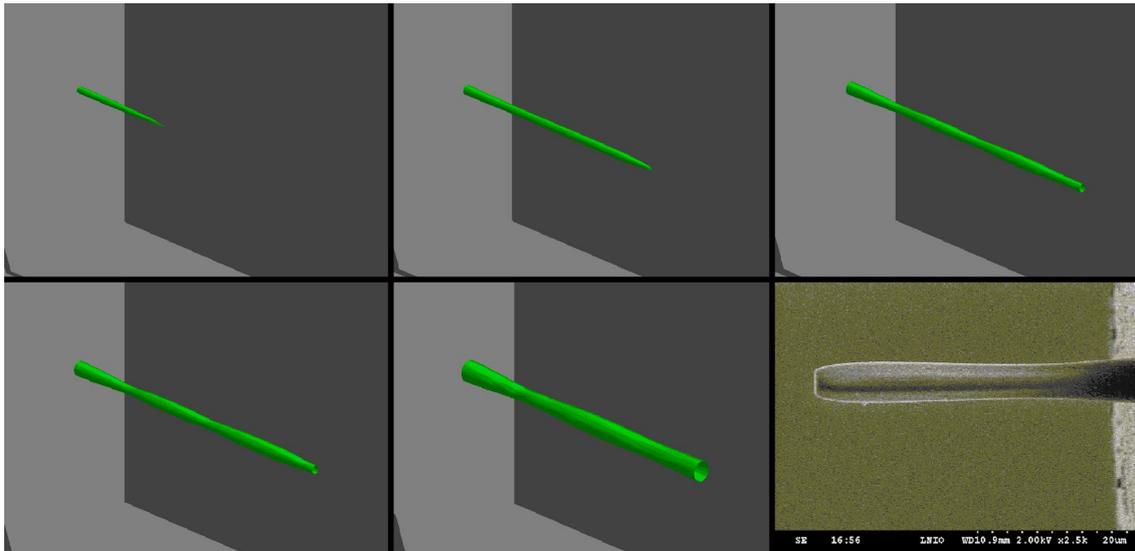


FIG. 7.5 – Evolution de la formation de la  $\mu$ PO telle que nous l'avons simulée. Comparaison avec une  $\mu$ PO réelle.

de prendre en compte la formation de la  $\mu$ PO *en temps réel*<sup>14</sup>. Toutefois, nous nous retrouverions confrontés aux difficultés de calculs rencontrées au chapitre 4, largement amplifiées par le fait que nous utilisons dès à présent un modèle de dimension  $2 + 1$ .

### 7.3.2 Résultats théoriques

Quoi qu'il en soit, notre première approche phénoménologique donne des résultats déjà intéressants comme en témoigne la figure 7.5. Elle permet de découvrir une succession d'images qui dévoile les mécanismes de la formation de la  $\mu$ PO. Une comparaison avec un cliché pris à Troyes au Microscopie Électronique à Balayage permet de valider notre modèle au moins en termes qualitatifs en ce qui concerne la forme finale de la  $\mu$ PO. Notons cependant que les images de simulation ne mettent pas en évidence l'influence de l'oxygène sur la courbure finale, cette dernière fonctionnalité n'ayant pas encore été implantée avec une résolution suffisante<sup>15</sup>.

### 7.3.3 Influence de l'oxygène

C'est en effectuant un grossissement important sur nos résultats de simulation que l'influence de l'oxygène peut être mise en évidence. La figure 7.6 page suivante montre l'accord qualitatif obtenu entre nos simulations —dans leur état actuel— et les expériences. D'une part l'influence de l'oxygène est bien retrouvée, mais sa dépendance avec le temps d'exposition est d'autre part également modélisée.

<sup>14</sup>Cette dernière approche nous a été suggérée par Carole Ecoffet du LPG. Encore Merci, Carole.

<sup>15</sup>L'obtention d'une courbure réaliste sur l'extrémité de la  $\mu$ PO nécessite une résolution suffisante pour la mettre en évidence. Or une telle résolution ne peut être gardée tout au long de la simulation de la fabrication de la  $\mu$ PO, sous peine de dépasser les capacités de nos ordinateurs de plusieurs ordres de grandeur. Une simulation à pas variable reste encore à être implantée.

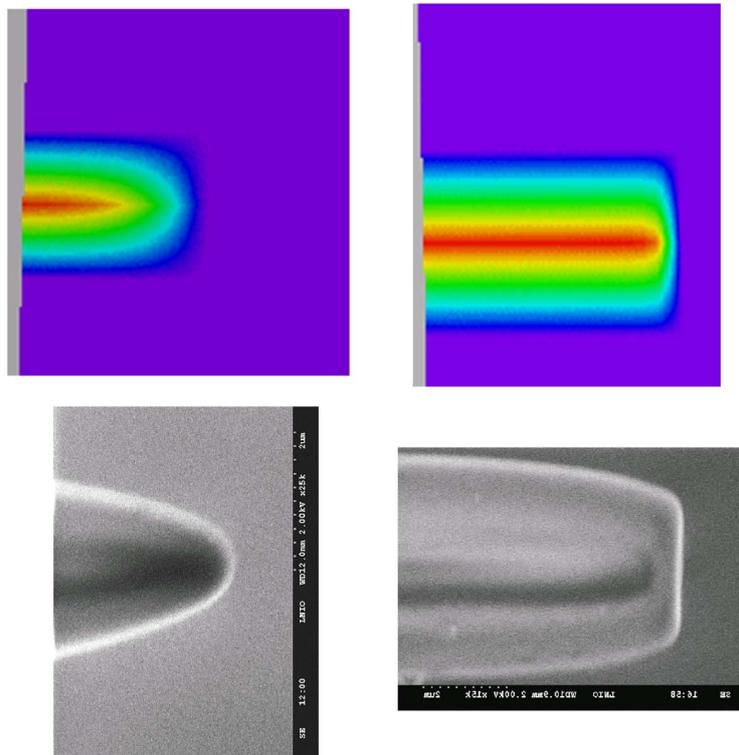


FIG. 7.6 – Comparaison des extrémités de  $\mu$ PO simulées et observées pour un temps d'exposition court —à gauche— et long —à droite.

## 7.4 Mais ce n'est qu'un début...

Mais tout ceci n'est que le début... de la thèse de Malik Hocine. Cela en sera plus exactement la première partie, une fois les dernières mises au point effectuées. En effet, nous ne saurions nous limiter à la connaissance des mécanismes de *formation* de la  $\mu$ PO, sans nous intéresser à sa *fonction*.

La détermination de la fonction optique réalisée par la  $\mu$ PO est en effet l'objectif de notre étude. Nous souhaitons *in fine* pouvoir comprendre et prévoir les fonctions optiques de ces composants d'extrémité en fonction des paramètres que nous contrôlons lors de leur fabrication — temps d'exposition, mode de propagation dans la fibre, composition de la formulation... C'est pour cette raison que les travaux de Malik auront nécessairement une deuxième phase, expérimentale et théorique, pendant laquelle il lui faudra déterminer la propagation de la lumière à l'intérieur et à l'extérieur de la  $\mu$ PO *formée*.

Il lui appartiendra —avec notre aide— de valider par l'expérience un certain nombre des applications évoquées page 145, voire d'en imaginer d'autres. La réalisation d'une simulation de ces fonctions optiques pourra également nous permettre de prévoir et de contrôler celles qui seront réalisées, dans l'espoir de fabriquer, à *faible coût*, des composants d'extrémités *sur mesure*.

## 7.5 Post Scriptum

Le projet présenté au cours de ce chapitre a récemment fait l'objet d'une Action Concertée Optique acceptée par le CNRS. Le laboratoire porteur du projet est le LNIO où Renaud Bachelot en assure la responsabilité. Les laboratoires associés sont le LPG —responsable local du projet : Carole Ecoffet— et le nôtre où j'assume la responsabilité locale.

## Quatrième partie

### Annexes





## Annexe mathématique

### A.1 The solution of equation 2.19

*Auteur : Vladimir Stefanovich de l'université d'Opole (Pologne)*

The initial equation 2.19 page 53 has the form

$$\frac{d^2\gamma}{dX^2} - 2\nu\gamma - \left[1 - \exp\left(-\frac{I_d t(1+r\gamma^2)}{\Sigma}\right)\right] \frac{2N^2\gamma}{1+r\gamma^2} - 2\gamma \exp\left(-\frac{I_d t(1+r\gamma^2)}{\Sigma}\right) = 0. \quad (\text{A.1})$$

Let us denote in (A.1)

$$\mu(\gamma) = \exp(-\lambda(1+r\gamma^2)), \quad \lambda = \frac{I_d t}{\Sigma} \quad (\text{A.2})$$

so that (A.1) assumes the form

$$\frac{d^2\gamma}{dX^2} - 2\nu\gamma - [1 - \mu(\gamma)] \frac{2N^2\gamma}{1+r\gamma^2} - 2\gamma\mu(\gamma) = 0. \quad (\text{A.3})$$

The equation (A.3) should be solved subject to boundary conditions

$$\gamma(0) = 1, \quad \gamma(\infty) = 0. \quad (\text{A.4})$$

Note, that time  $t$  is a parameter here and since there are no differentiations over  $t$ , can be regarded as a constant.

To find the first integral of (A.3), make in it following substitution

$$\frac{d\gamma}{dX} = f(\gamma)$$

so that

$$\frac{d^2\gamma}{dX^2} = \frac{d}{dx}f(\gamma) = \frac{df}{d\gamma} \frac{d\gamma}{dx} \equiv f \frac{df}{d\gamma}.$$

We have then from (A.3)

$$f \frac{df}{d\gamma} - 2\nu\gamma - [1 - \mu(\gamma)] \frac{2N^2\gamma}{1 + r\gamma^2} - 2\gamma\mu(\gamma) = 0,$$

or

$$f df = 2\gamma \left[ \nu + [1 - \mu(\gamma)] \frac{N^2}{1 + r\gamma^2} + \mu(\gamma) \right] d\gamma. \quad (\text{A.5})$$

Integration of (A.5) with respect to boundary conditions (A.4) gives

$$\begin{aligned} \frac{1}{2}f^2 &= 2 \int_1^{\gamma^2} \gamma \left[ \nu + [1 - \mu(\gamma)] \frac{N^2}{1 + r\gamma^2} + \mu(\gamma) \right] d\gamma = \{ \gamma^2 = y, 2\gamma d\gamma = dy \} = \\ &= \int_1^y dy \left[ \nu + \mu(y) + [1 - \mu(y)] \frac{N^2}{1 + ry} \right] = \nu(y - 1) + \int_1^y \frac{1 - \mu(z)}{1 + rz} dz + \int_1^y \mu(z) dz \end{aligned} \quad (\text{A.6})$$

Calculate now the integrals in (A.6) :

$$\begin{aligned} Q_1 &= \int_1^y \frac{1 - \mu(z)}{1 + rz} dz = \int_1^y \frac{1 - \exp(-\lambda(1 + rz))}{1 + rz} dz = \left\{ 1 + rz = x, z = \frac{x-1}{r}, dz = \frac{dx}{r} \right\} = \\ &= \frac{1}{r} \int_{1+r}^{1+ry} \frac{1 - \exp(-\lambda x)}{x} dx = \frac{1}{r} \left[ \ln x \Big|_{1+r}^{1+ry} - \int_{1+r}^{1+ry} \frac{\exp(-\lambda x)}{x} dx \right] = \\ &= \frac{1}{r} \left\{ \ln \frac{1 + ry}{1 + r} - [\text{Ei}(-\lambda(1 + ry)) - \text{Ei}(-\lambda(1 + r))] \right\}. \end{aligned}$$

$$Q_2 = \int_1^y \mu(z) dz = \int_1^y \exp(-\lambda(1 + rz)) dz = \frac{1}{\lambda r} [\exp(-\lambda(1 + r)) - \exp(-\lambda(1 + ry))],$$

where

$$\text{Ei}(z) = - \int_{-z}^{\infty} \frac{e^{-t}}{t} dt;$$

the definition is the same as in the article PRE, 1996, v.54, p.6866.

*note : référence [21] et chapitre 2*

We have finally from (A.6)

$$\begin{aligned} \frac{1}{2}f^2 &= \nu(\gamma^2 - 1) + \frac{N^2}{r} \left\{ \ln \frac{1 + r\gamma^2}{1 + r} - [\text{Ei}(-\lambda(1 + r\gamma^2)) - \text{Ei}(-\lambda(1 + r))] \right\} + \\ &+ \frac{1}{\lambda r} [\exp(-\lambda(1 + r)) - \exp(-\lambda(1 + r\gamma^2))]. \end{aligned} \quad (\text{A.7})$$

Let us analyze (A.7). If  $\gamma = 1$ , then  $f = 0$  as it should be for derivative ( $f = d\gamma/dX$ ). If  $\gamma = 0$ , then we have

$$\begin{aligned} \frac{1}{2}f^2(0) &= -\nu + \frac{N^2}{r} \left\{ \ln \frac{1}{1 + r} - [\text{Ei}(-\lambda) - \text{Ei}(-\lambda(1 + r))] \right\} + \\ &+ \frac{1}{\lambda r} [\exp(-\lambda(1 + r)) - \exp(-\lambda)] = 0 \end{aligned}$$

because of definition of  $\nu$  (see equation (23) of the article PRE, 1996, v.54, p.6866). This means

the "correct" behaviour of the derivative  $d\gamma/dX$ , i.e. that this derivative is zero both at  $X = 0$  and at  $X = \infty$ . This behaviour is also seen from Fig. 5 of the article PRE, 1996, v.54, p.6866.

Now, denoting

$$\begin{aligned} \psi(\gamma^2) = & \nu(\gamma^2 - 1) + \frac{N^2}{r} \left\{ \ln \frac{1 + r\gamma^2}{1 + r} - [\text{Ei}(-\lambda(1 + r\gamma^2)) - \text{Ei}(-\lambda(1 + r))] \right\} + \\ & + \frac{1}{\lambda r} [\exp(-\lambda(1 + r)) - \exp(-\lambda(1 + r\gamma^2))] \end{aligned} \quad (\text{A.8})$$

we obtain from (A.7)

$$\frac{1}{2} \left( \frac{d\gamma}{dX} \right)^2 = \psi(\gamma^2)$$

or

$$\frac{d\gamma}{dX} = -\sqrt{2}\sqrt{\psi(\gamma^2)}.$$

We have chosen sign "minus" in the square root since function  $\gamma(X)$  decays and its derivative is negative. Finally, the solution of (A.3) subject to boundary conditions (A.4) has the form of integral (quadrature)

$$X = -\frac{1}{\sqrt{2}} \int_1^{\gamma^2} \frac{d\gamma}{\sqrt{\psi(\gamma^2)}}. \quad (\text{A.9})$$

The integral in (A.9) cannot be calculated analytically. So, the exact solution of (A.3) has the form of some integral. Although this integral can be calculated only numerically (asymptotics can, of course, be evaluated analytically), its numerical calculation is much less computer intensive than direct solution of the boundary value problem (A.3).

## A.2 Evaluation du facteur de limitation obtenu par déport d'un plan focal intermédiaire.

Le principe de la limitation optique par réfraction non-linéaire consiste en le déport d'un plan focal intermédiaire. Ce principe est représenté schématiquement par la figure 2.2 page 44 dans le cadre de l'optique géométrique. Toutefois, les considérations de l'optique géométrique ne nous permettent pas d'évaluer l'ordre de grandeur du facteur de limitation<sup>1</sup>. Afin de proposer une évaluation quantitative du facteur de limitation en fonction de la longueur du déport effectué dans le cristal non-linéaire, nous allons conduire une analyse utilisant les formalismes de l'optique gaussienne dans le cadre de l'approximation paraxiale. Nous utiliserons entre autres le formalisme matriciel [182]<sup>2</sup> et son application aux faisceaux gaussiens [183, 184].

Le procédé de limitation qui est proposé au chapitre 3 fonctionne grâce à l'utilisation d'un plan

<sup>1</sup>Le facteur de limitation est le rapport des intensités incidentes sur le capteur avec et sans limitation

<sup>2</sup>Dans la référence [182], un système optique paraxial est représenté par une matrice  $2 \times 2$  et un rayon donné par un vecteur à deux composantes comprenant l'altitude du rayon par rapport à l'axe optique et  $\alpha/n$ ,  $\alpha$  étant l'angle formé par le rayon avec l'axe optique et  $n$  l'indice du milieu dans lequel il se propage. A cette convention, nous préférons la convention où un rayon donné est décrit par son altitude et l'angle  $\alpha$  qu'il forme avec l'axe optique. Cette convention présente l'avantage de découpler le système optique, complètement décrit par une matrice  $2 \times 2$  et les rayons entrant et sortants, complètement décrits par deux composantes. Remarquons toutefois que dans le cadre de la première convention, le déterminant de toute matrice décrivant un système optique réel vaut 1 alors qu'il vaut  $n_1/n_2$  dans le cadre de la deuxième convention,  $n_1$  et  $n_2$  étant respectivement les indices des milieux en entrée et en sortie du système optique.

focal intermédiaire. Ainsi que représenté sur la figure 2.2 page 44, le système optique en aval du plan focal intermédiaire fait l'image de celui-ci sur le capteur. Nous ne connaissons pas *a priori* la nature de ce système optique. Nous le décrirons donc par la matrice générale d'un système optique réalisant l'image de son plan d'entrée sur son plan de sortie :

$$\mathcal{M} = \begin{bmatrix} A & 0 \\ C & \frac{1}{A} \end{bmatrix}.$$

Le coefficient nul de la première ligne de  $\mathcal{M}$  indique la dépendance de l'altitude du rayon sortant par rapport à l'angle du rayon entrant. Pour un système optique imageant son plan d'entrée sur son plan de sortie, ces derniers sont indépendants, annulant ainsi le coefficient correspondant. Par ailleurs, les deux éléments de la diagonale sont nécessairement inverses l'un de l'autre car leur produit est le déterminant de la matrice : d'après les propriétés de l'optique matricielle, ce dernier vaut 1. La matrice  $\mathcal{M}$  décrit donc tout système optique susceptible de se situer en aval du dispositif de limitation optique.

Evaluons tout d'abord l'allure de l'image effectuée par le système sur le plan du capteur. Soit  $W$  le rayon du col —waist— du faisceau au Plan Focal Intermédiaire. En utilisant les méthodes décrites ci-dessus, nous pouvons aisément déterminer la taille du faisceau sur le capteur en fonction des éléments de  $\mathcal{M}$  :  $W' = W|A|$ . Notons ici que, contrairement à ce que pourraient laisser croire les considérations d'optique géométriques suggérées par la figure 2.2 page 44, le capteur ne se situe pas au *col* du faisceau gaussien : le rayon de courbure du front d'onde sur l'axe optique à l'endroit du capteur vaut  $\frac{A}{C}$ . Par ailleurs, le rayon du faisceau au col vaut  $W \left( \frac{C^2 \pi^2 W^4}{\lambda^2} + \frac{1}{A^2} \right)^{-\frac{1}{2}}$  et est situé à la position  $-\pi ACW^2 L_r'$  par rapport au capteur,  $L_r'$  étant ici la longueur de Rayleigh du faisceau gaussien incident sur le capteur.

L'éclairement maximal généré sur le capteur par un faisceau gaussien de rayon  $W'$  et de puissance totale donnée est inversement proportionnel au carré de  $W'$ . Le calcul du facteur  $\mathcal{F}_1$  de limitation nécessite donc simplement l'évaluation du rayon  $W''$  du faisceau gaussien à l'endroit du capteur lorsqu'il subit la limitation. L'on obtiendra alors  $\mathcal{F}_1 = \left( \frac{W''}{W'} \right)^2$

Afin de définir le système optique vu par ce dernier, définissons la matrice représentant une distance de propagation  $d$  dans un milieu homogène :

$$\mathcal{D}(d) = \begin{bmatrix} 1 & d \\ 0 & 1 \end{bmatrix}.$$

Puisque  $\mathcal{D}(-d)$  est la matrice inverse de  $\mathcal{D}(d)$ , nous pouvons affirmer que le système optique vu par le faisceau dont le col au Plan Focal Intermédiaire est déporté sur la distance  $d$  est décrit par la matrice  $\mathcal{M} \cdot \mathcal{D}(-d)$ . Par un calcul analogue à celui que nous avons conduit plus haut, nous pouvons donc déterminer le facteur de limitation :

$$\mathcal{F}_1 = \left( \frac{d}{L_r} \right)^2 + 1, \quad (\text{A.10})$$

où  $L_r$  est la longueur de Rayleigh du faisceau gaussien au Plan Focal Intermédiaire.

Cette dernière expression du facteur de protection est indépendante des caractéristiques de  $\mathcal{M}$ . Par conséquent, le facteur de limitation optique par déport d'un Plan Focal Intermédiaire est

indépendant du système optique paraxial situé *après* le Plan Focal Intermédiaire.



*L'admiration, a-t-on dit, est le principe du savoir ; je m'autoriserai de cette pensée pour exprimer le désir qu'on fasse la part la plus large, pour les étudiants, aux choses simples et belles.*

Charles Hermite

# B

## Fiche d'action : Réalisation d'un simulateur pour la mise au point de composants optroniques.

### **B.1 Titre et responsable**

Réalisation d'un simulateur pour la mise au point de composants optroniques

Responsable : Nicolas Fressengeas  
Supélec, 2 rue Edouard Belin, 57070 METZ Cedex

### **B.2 Etablissement porteur du projet et établissements associés**

Etablissement porteur : **Supélec**  
Etablissement associé : **Centre Lorrain d'Optique et d'Electronique des Solides**

### **B.3 Laboratoires et équipes au sein des laboratoires**

Supélec : équipe *Optoélectronique et Photonique*  
Supélec : équipe *Informatique*  
C.L.O.E.S. : équipe *Matériaux Photoréfractifs* du laboratoire **Matériaux Optiques à Propriétés Spécifiques**

L'ensemble des partenaires cités ci-dessus sont partie prenante dans deux opérations du Centre Charle Hermite et entretiennent entre autres à ce titre une collaboration suivie en calcul intensif et parallèle.

## B.4 Durée du projet

3 ans

## B.5 Financements globaux demandés (par année)

Investissement :	1 <sup>ère</sup> année :	100 kF
	2 <sup>ème</sup> année :	0 kF
	3 <sup>ème</sup> année :	0 kF
Fonctionnement :		30 kF
Frais de personnel :		350 kF

## B.6 Résumé du projet

Nos laboratoires sont impliqués depuis 3 ans dans une collaboration avec la Société de Fabrication d'Instruments de Mesure (S.F.I.M.). Nous avons développé dans ce cadre une étude démontrant la faisabilité d'un dispositif de limitation optique à partir d'un cristal photoréfractif, pouvant servir, par exemple à protéger les systèmes de visée contre les agressions à l'aide de lasers agiles.

Le manque de disponibilité de cristaux photoréfractifs de qualité et dont les spécifications sont connues nous oblige à anticiper les expérimentations par des simulations ayant pour but de valider ou de rejeter tel ou tel type de cristal. Par ailleurs, seules ces simulations permettent de contrôler et de mieux comprendre le comportement de la lumière à l'intérieur même du cristal photoréfractif.

Ces simulations sont très consommatrices de temps CPU et nécessitent d'être parallélisées. De plus, certaines équations comportementales dépendent du type de cristal utilisé et impliquent donc une adaptation du programme pour chaque type de cristal. Pour l'instant, seule une parallélisation à gros grain a été expérimentée avec des contraintes fortes de taille mémoire nécessaire pour chaque processus. Toutefois, un parallélisme de granularité plus fine existe dans les calculs de chaque processus mais n'est pas exploitée. Une utilisation conjuguée de deux paradigmes de parallélisation semble prometteuse : gros grain par partage de mémoire ou envoi de message, et grain fin par parallélisation par directives (OpenMP). Une telle démarche de parallélisation nécessite néanmoins des développements algorithmiques nouveaux.

Enfin, les temps de visualisation des résultats des simulations deviennent eux-mêmes prohibitifs. Une implantation parallèle sur des machines à *pipe* graphique sera expérimentée. L'objectif final de ce projet est de ramener le temps complet de simulation et de visualisation d'une heure environ à l'ordre d'une minute.

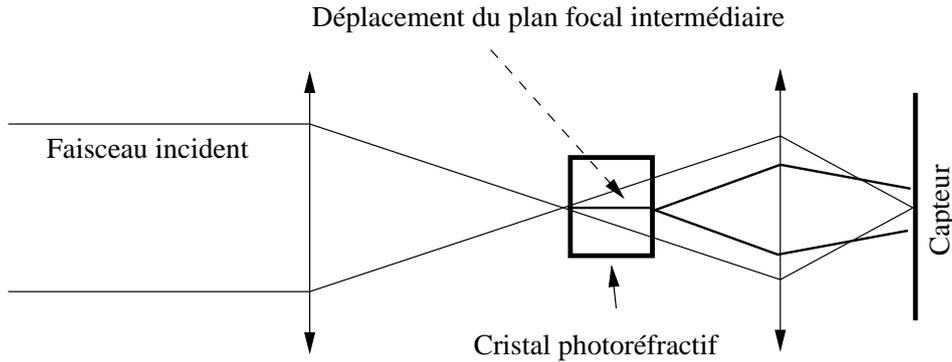


FIG. B.1 – Limitation optique par déport du plan focal intermédiaire

## B.7 Présentation détaillée du projet

Comme le montre la figure B.1, la limitation optique est obtenue par l'auto-focalisation des intensités lumineuses de *forte* puissance. Le matériau photoréfractif se comporte comme un milieu linéaire pour l'utilisation courante du système de visée. En revanche, il se comporte comme un milieu non linéaire vis à vis d'un faisceau laser agresseur intense susceptible d'endommager le capteur. Cette non-linéarité est susceptible de permettre une auto-focalisation du faisceau, par là une modification de sa divergence, ce qui est équivalent à un déplacement du plan focal intermédiaire.

Ce déplacement entraîne une défocalisation globale de tout le système de visée et par là une diminution de la densité de puissance maximum incidente sur le cristal. Par de simple considérations d'optique géométrique, il peut être montré que si le plan focal intermédiaire est déplacé de  $L$ , l'intensité incidente maximum est diminuée du *facteur de protection*  $\mathcal{F}_1 = \sqrt{\left(\frac{d}{L_r}\right)^2 + 1}$ , où  $L_r$  est la longueur de Rayleigh caractéristique du système de visée <sup>1</sup>.

Par ailleurs, l'effet photoréfractif étant intrinsèquement large bande, un tel dispositif est automatiquement adapté à la menace la plus importante : celle des lasers agiles en longueur d'onde, les Oscillateurs Paramétriques Optiques.

La démarche de mise au point de la simulation consistera tout d'abord à optimiser le simulateur existant (parallélisation à gros grain par partage de mémoire). Une parallélisation à grain fin de chaque processus sera ensuite implantée et des analyses de performances systématiques permettront de rechercher le degré de parallélisation optimum. La parallélisation d'une dernière partie des calculs, à ce jour encore séquentielle et nécessitant une algorithmique parallèle différente sera également effectuée. A ce stade, une nouvelle phase d'optimisation aura lieu pour réduire au minimum les dégradations de performances dues au *false sharing* résiduel. Par la suite, une parallélisation à gros grain par envoi de message sera tentée, afin d'en comparer les performances à la parallélisation par partage de mémoire dans laquelle un minimum de *false sharing* demeurera, et afin de permettre des simulations encore plus importantes sur un *cluster* de machines parallèles.

De manière concomitante, une implantation parallèle du logiciel de visualisation des résultats sur une machine à *pipe* graphique aura lieu. Le but de la démarche étant de mettre rapidement un outil performant à disposition des chercheurs utilisant actuellement le simulateur existant.

<sup>1</sup>Cette expression n'est bien sûr qu'une approximation car le facteur de protection précis dépend du système optique en aval du cristal photoréfractif

## B.8 Présentation détaillée des coûts et justification

### Première année

Equipement :	2 machines de visualisation :	100 kF
Fonctionnement :	Consommable et déplacements :	030 kF
Personnel :	Doctorant :	150 kF
	Etudiant post-doctoral :	200 kF

### Deuxième année

Equipement :		000 kF
Fonctionnement :	Consommable et déplacements :	030 kF
Personnel :	Doctorant :	150 kF
	Etudiant post-doctoral :	200 kF

### Troisième année

Equipement :		000 kF
Fonctionnement :	Consommable et déplacements :	030 kF
Personnel :	Doctorant :	150 kF
	Etudiant post-doctoral :	200 kF

*On ne fait jamais attention à ce qui a été fait ; on ne voit que ce qui reste à faire.*

Marie Curie



## Curriculum Vitæ

### Enseignant-Chercheur à Supélec

*Depuis 1998*

- Membre du laboratoire Matériaux Optiques, Photonique et Systèmes — CNRS FRE 2304.
- Co-directions de thèses dans le cadre de l'opération 4 du MOPS intitulée *Photoréfractivité et auto-focalisation laser*.
- Responsable de l'opération *Simulateur de composants optroniques* du Centre Charles Hermite. Concepteur de l'une des six fiches d'action du thème *Graphismes, Réseaux et Calculs Hautes Performances* du pôle *Intelligence Logicielle* du Contrat Plan État-Région 2000-2006 de Lorraine.
- Encadrement d'étudiants en contrat Post-Doc dans le cadre du Centre Charles Hermite
- Responsabilité, à Supélec, d'un programme SYnergie REcherche DEfence intitulé *Gyroscope à Fibre Optique à Haute Performance et Faible Coût*, programme réunissant les partenaires suivants, outre le MOPS et son sous-traitant FEE de Idar Oberstein : le Laboratoire Charles Fabry de l'Institut d'Optique d'Orsay et la société SAGEM.
- Responsabilité du cours de Tronc Commun de Première Année traitant de *Champs et Propagation*. Investissement dans les Nouvelles Technologies de l'Information et de la Communication pour l'Enseignement, dans le cadre du programme *Nouveaux Outils pour l'Enseignement*.
- Participations aux enseignements dans les thématiques suivantes : traitement du signal, analyse numérique, réseaux informatiques, optique et lasers et électronique — Travaux Pratiques et Dirigés, Encadrements de projet. . .

## Attaché Temporaire d'Enseignement Supérieur et de Recherche

1997–1998

- Recherche dans la thématique de l'autofocalisation laser photoréfractive
- Cours d'Electronique en DEUST
- Travaux Pratiques et Dirigés en C++ en IUP et DEUST
- Travaux Pratiques et Dirigés en Informatique Industrielle en IUP

## Allocataire de recherche et Moniteur

1994–1997

- Thèse, soutenue le 3 juillet 1997, sous le titre *Etude expérimentale et théorique de l'autofocalisation en milieu photoréfractif : convergences spatiales et temporelles vers un soliton*.
- Moniteur de l'Université de Metz.
  - Travaux Pratiques et Dirigés en C et C++ en IUP et DEUST
  - Travaux Pratiques et Dirigés en Informatique Industrielle en IUP
  - Travaux Dirigés en Électronique en DEUG

## Scientifique du contingent

1993–1994

Conception et réalisation d'une interface graphique pour un programme de calcul de la simulation de la propagation de dislocations à l'intérieur d'un cristal cubique, au sein du Laboratoire d'Étude des Microstructures, Unité Mixte CNRS/ONERA, UMR 104.

## Diplômé de l'École Supérieure d'Électricité

Promotion 1993

Etablissement de Metz — option Optique, Electronique et Communication.

*Cookies! Cookies! Give me some Cookies!*

Cookie Monster



## Publications et Communications : liste complète

*La dernière mise à jour de cette liste de publications se trouve à l'adresse  
<http://www.metz.supelec.fr/~fresseng/publis/publis.htm>.*

### D.1 Publications

1. Insight into a new geometrical approach of beam-fanning in BaTiO<sub>3</sub>, C.Mailhan, M.Goetz, N.Fressengeas, G.Kugel, Journ.Opt.Soc.Am.B **18**, 64 (2001)
2. Experimental Self-focusing of a single laser pulse in Bi<sub>12</sub>TiO<sub>20</sub>, D.Wolfersberger, N.Fressengeas, J.Maufoy, G.Kugel, Journ.App.Phys **89**, 2511 (2001)
3. Self-focusing of a single laser pulse in a photorefractive medium, D.Wolfersberger, N.Fressengeas, J.Maufoy, G.Kugel, Phys.Rev.E **62**, 8700 (2000).
4. Laser beam self-focusing in photorefractive materials : optical limiting application, D.Wolfersberger, N.Fressengeas, J.Maufoy, G.Kugel, Journal of Nonlinear Optical Physics & Materials **9**, 441 (2000)
5. Experimental study of the self-focusing process temporal behaviour in photorefractive Bi<sub>12</sub>TiO<sub>20</sub>, N.Fressengeas, D.Wolfersberger, J.Maufoy, G.Kugel, Journ. Appl. Phys. **85** 2062 (1999)
6. Simulation of the temporal behavior of soliton propagation in photorefractive media, J.Maufoy, N.Fressengeas, D.Wolfersberger, G.Kugel, Phys.Rev.E **59**, 6116 (1999)
7. Build up mechanisms of (1+1) dimensional photorefractive bright spatial quasi-steady-state and screening solitons, N.Fressengeas, D.Wolfersberger, J.Maufoy, G.Kugel, Opt. Commun. **145**, 393 (1998)

8. Temporal behavior of bi-dimensional photorefractive bright spatial solitons, N.Fressengeas, J.Maufoy, G.Kugel, Phys. Rev. E **54**, 6866 (1996)
9. Thèse de l'université de Metz, Nicolas Fressengeas : Etude expérimentale et théorique de l'auto-focalisation des faisceaux lasers en milieu photoréfractif : convergences spatiale et temporelle vers un soliton, 3 juillet 1997

Associées à des communications

1. Photorefractive self-focusing of continuous and pulsed light : experiment, theory, simulation, D. Wolfersberger, N. Fressengeas, J. Maufoy, **G. Kugel**, sera publié dans Ferroelectrics, associé à une conférence invitée à IMF-10, 3-7 septembre 2001, Madrid, Espagne
2. Novel geometrical model of photorefractive beam-fanning in barium titanate used to stabilize Double Phase Conjugation, C.Mailhan, **N.Fressengeas**, M.Goetz, G.Kugel, Trends in Optics and Photonics **62**, 470 (2001), associé à une conférence à PR'2001, 8-12 juillet 2001, Delevan, Wisconsin, USA.
3. End-of-fiber polymer tip : manufacturing and modeling, **M.Hocine**, R.Bachelot, C.Ecoffet, N.Fressengeas, P.Royer, G.Kugel, sera publié dans Synthetic Metals, associé à une conférence à E-MRS 2001, 5-8 juin 2001, Strasbourg, France.
4. New approach of beam fanning in BaTiO<sub>3</sub> to improve a DPCM, **C.Mailhan**, M.Goetz, N.Fressengeas, G.Kugel, sera publié dans Ferroelectrics, associé à un poster à ECAPD-5, August 27-30, 2000, Jurmala, Latvia
5. Self focusing in photorefractive materials for optical limiting, **D.Wolfersberger**, N.Fressengeas, J.Maufoy, G.Kugel, sera publié dans Non Linear Optics, associé à une conférence à ISOPL2000, 2-5 juillet 2000, Venise, Italie
6. Numerical simulation of the propagation of a single laser pulse in a photorefractive medium, **D.Wolfersberger**, N.Fressengeas, J.Maufoy, G.Kugel, sera publié dans Optical Materials, associé à une conférence à ICEM2000 du 30 mai au 2 juin 2000, Strasbourg, France
7. Experimental study and theoretical modeling of bidimensional beam fanning, application to DPCM, **C.Mailhan**, M.Goetz, N.Fressengeas, and G.Kugel, sera publié dans Optical Materials, associé à une conférence à ICEM2000 du 30 mai au 2 juin 2000, Strasbourg, France
8. Self-focusing of a continuous laser beam in KNbO<sub>3</sub> in the presence of an externally applied electric field, **C.Hesse**, N.Fressengeas, D.Wolfersberger, G.Kugel, sera publié dans Optical Materials, associé à un poster à ICEM2000, du 30 mai au 2 juin 2000, Strasbourg, France
9. Experimental photorefractive self-focusing of a single laser pulse in Bi<sub>12</sub>TiO<sub>20</sub>, D.Wolfersberger, N.Fressengeas, J.Maufoy et **G.Kugel**, Ferroelectrics **238**, 273 (2000), associé à un poster au congrès EMF-9 (9-th European Meeting on Ferroelectricity July 12 - 16, Pragues (CZ), 1999)
10. Utilisation du calcul formel automatique dans l'enseignement de l'électromagnétisme, **N.Fressengeas**, M.Goetz, Actes du colloque international TICE2000, du 18 au 20 octobre 2000 à Troyes (France), associé à une conférence.

11. Time-resolved experimental analysis of a single laser pulse self-focusing in photorefractive  $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ , **D.Wolfersberger**, N.Fressengeas, J.Maufoy, G.Kugel, Trends in Optics and Photonics **27**, 436 (1999), associé à une conférence à PR99 (Seventh Topical Meeting on Photorefractive Materials, Effects, and Devices), Elsinore, Denmark,, 27-30 juin 1999
12. Experimental evidence of laser beam self-focusing in photorefractive media from the nanosecond time-scale to steady-state, **D.Wolfersberger**, N.Fressengeas, J.Maufoy, G.Kugel, Journal of Non Linear Optics **21**, 525 (1999), associé à un poster au First International Workshop on Optical Power Limiting , Cannes, France, 28 Juin-1 Juillet 1998
13. Experimental study of the behaviour of narrow nanosecond laser pulses in biased photorefractive  $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ , **D.Wolfersberger**, N.Fressengeas, J.Maufoy, G.Kugel, Ferroelectrics **223**, 381 (1999), associé à un poster à ECAPD IV, Montreux, Switzerland, 24-27 Août 1998.
14. Photorefractive spatial solitons temporal behavior : a route towards optical switching, **N.Fressengeas**, D.Wolfersberger, J.Maufoy, G.Kugel, Proceedings of SPIE **3491**, 265, Applications of Photonic Technology, associé à une conférence **invitée** à ICAPT'98, Ottawa, Canada, 28-30 Juillet 1998
15. Self-focusing and soliton propagation of light pulses in photorefractive media, **D.Wolfersberger**, N.Fressengeas, J.Maufoy, G.Kugel, Proceedings of SPIE **3491**, 720, Applications of Photonic Technology, associé à une conférence à ICAPT'98, Ottawa, Canada, 28-30 Juillet 1998
16. Theoretical investigation of the time behavior of self-focusing light pulses propagating in biased photorefractive media and experimental evidence on  $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ , **D.Wolfersberger**, N.Fressengeas, J.Maufoy, G.Kugel, Proceedings of SPIE **3470**, 102, associé à une conférence à Photorefractive Fiber and Crystal Devices : Materials, Optical Properties, and Applications IV, San Diego, USA, 19-24 Juillet 1998
17. Theoretical investigation of photorefractive spatial solitons temporal behavior, the route to SHG enhancement, and switching applications, **N.Fressengeas**, J.Maufoy, D.Wolfersberger, G.Kugel, Proceedings of SPIE **3470**, 94, associé à une conférence à Photorefractive Fiber and Crystal Devices : Materials, Optical Properties, and Applications IV, San Diego, USA, 19-24 Juillet 1998
18. Time behavior of the photorefractive self-focusing process : time and space convergence towards photorefractive spatial solitons, **G.Kugel**, N.Fressengeas, D.Wolfersberger, J.Maufoy, Journ. Kor. Phys. Soc. **32**, S403 (1998), associé à une conférence **invitée** à IMF-9, Séoul, Corée, 24-29 août 1997.
19. Numerical evolution of the time dependency of both the space-charge field and the self-focusing process in photorefractive media, D.Wolfersberger, **N.Fressengeas**, J.Maufoy, G.Kugel, Journ. Kor. Phys. Soc. **32**, S436 (1998), associé à un poster à IMF-9, Séoul, Corée, 24-29 août 1997.
20. A theoretical study on temporal behavior of photorefractive solitons, **N.Fressengeas**, D.Wolfersberger, J.Maufoy, G.Kugel, Journ. Kor. Phys. Soc. **32**, S414 (1998), associé à un poster à IMF-9, Séoul, Corée, 24-29 août 1997.

21. Experimental study of the self-focusing process converging towards spatial solitons in photorefractive media, J.Maufoy, **N.Fressengeas**, D.Wolfersberger, G.Kugel, Journ. Kor. Phys. Soc. **32**, S453 (1998), associé à un poster à IMF-9, Séoul, Corée, 24-29 août 1997.
22. Experimental transient self-focusing in  $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$  crystal, **N.Fressengeas**, D.Wolfersberger, J.Maufoy, G.Kugel, Ferroelectrics **202**, 193 (1997), associé à un poster à ECAPD-3, Bled, Slovénie, 26-29 août 1996.

## D.2 Communications internationales

1. Poster : photorefractive double phase conjugation optimization using a novel quasi-geometrical model of beam fanning in baryum titanate, C.Mailhan, N.Fressengeas, M.Goetz, **G. Kugel**, IMF-10, 3-7 septembre 2001, Madrid, Espagne
2. Conférence : Photorefractive self-focusing in continuous and pulsed regimes : global experimental and theoretical approach, **D.Wolfersberger**, N.Fressengeas, C.Hesse, J.Maufoy, G. Kugel, CLEO 2001, Munich, 19-22 juin 2001.
3. Poster : Experimental study of the laser beam behaviour in photorefractive crystals : self focusing and self defocusing in continuous regime in  $\text{KNbO}_3$  and  $\text{LiNbO}_3$  :Fe, **C.Hesse**, N.Fressengeas, D.Wolfersberger, G.Kugel, CLEO 2001, Munich, 19-22 juin 2001.
4. Conférence : Laser beam propagation in non-linear photorefractive media : two interesting applications, **G.Kugel**, D.Wolfersberger, C.Mailhan, C.Hesse, N.Fressengeas, M.Goetz, J.Maufoy, XXIV International School of Ferroelectrics Physics, Kudowa, Pologne, septembre 1999
5. Poster : Experimental photorefractive self-focusing of a single nanosecond laser pulse in  $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ , **G.Kugel**, D.Wolfersberger, N.Fressengeas, J.Maufoy, XXIV International School of Ferroelectrics Physics, Kudowa, Pologne, septembre 1999
6. Conférence : Self-focusing of laser light and spatial solitons in photorefractive media, **G.Kugel**, N.Fressengeas, D.Wolfersberger, J.Maufoy, XXIII International School of Ferroelectrics Physics, Kudowa, Pologne, 17-21 septembre 1998.
7. Poster : A theoretical study on temporal behaviour of photorefractive solitons, N.Fressengeas, D.Wolfersberger, J.Maufoy, **G.Kugel**, XXIII International School of Ferroelectrics Physics, Kudowa, Pologne, 17-21 septembre 1998.
8. Poster : Numerical simulation of the laser beam self-focusing in a non-linear photorefractive crystal, J.Maufoy, N.Fressengeas, D.Wolfersberger, **G.Kugel**, XXIII International School of Ferroelectrics Physics, Kudowa, Pologne, 17-21 septembre 1998.
9. Poster : Experimental evidence of laser-beam self-focusing in photorefractive media from the nanosecond time scale to steady-state, D.Wolfersberger, N.Fressengeas, J.Maufoy and **G.Kugel**, XXIII International School of Ferroelectrics Physics, Kudowa, Pologne, 17-21 septembre 1998.
10. Poster : Time and space analysis of self-focusing and spatial solitons in photorefractive media, **J.Maufoy**, N.Fressengeas, D.Wolfersberger, G.Kugel, FRISNO5, Eilat, Israël, 15 au 19 février 1998

11. Poster : Numerical simulation of the temporal behaviour of self-focusing, spatial soliton and optical branching of laser beams propagating in photorefractive media, **J.Mauroy**, N.Fressengeas, D.Wolfersberger, G.Kugel, FRISNO5, Eilat, Israël, 15 au 19 février 1998

### D.3 Communications nationales

1. Conférence **invitée** : Autofocalisation photoréfractive, de la nanoseconde au régime continu, **N.Fressengeas**, D.Wolfersberger, J.Mauroy, G.Kugel, Réunion du GdR Matériaux et fonctions de l'optique non linéaire à Saint Martin Vesubie, 13-15 octobre 1999
2. Poster : Intégration et utilisation de microéléments polymères sur fibres optiques : théorie et expérience, **M.Hocine**, R.Bachelot, P.Royer, N.Fressengeas, G.Kugel, C.Ecoffet et D.J.Lougnot, Réunion du GdR Matériaux et fonctions de l'optique non linéaire aux Houches, 1-3 octobre 2001
3. Poster : Une méthode efficace pour contrôler et effacer le dommage optique photoréfractif dans  $\text{LiNbO}_3$  C.Hesse, D.Wolfersberger, **N.Fressengeas**, G.Kugel, Réunion du GdR Matériaux et fonctions de l'optique non linéaire aux Houches, 1-3 octobre 2001
4. Poster : Intégration et utilisation de microéléments polymères sur fibres optiques : théorie et expérience, **M.Hocine**, R.Bachelot, P.Royer, N.Fressengeas, G.Kugel, C.Ecoffet et D.J.Lougnot, Journées Micro et Nanotechnologies 2001 du club Nanotechnologie, 13-14 novembre 2001
5. Poster : Etude de l'autofocalisation photorefractive d'une impulsion laser nanoseconde dans  $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ , **D.Wolfersberger**, N.Fressengeas, J.Mauroy, G.Kugel, Réunion du GdR Matériaux et fonctions de l'optique non linéaire à Saint Martin Vesubie, 13-15 octobre 1999
6. Poster : Etude expérimentale et nouvelle modélisation de l'évolution du beam fanning dans  $\text{BaTiO}_3$ , **C.Mailhan**, M.Goetz, N.Fressengeas, G.Kugel, Réunion du GdR Matériaux et fonctions de l'optique non linéaire à Saint Martin Vesubie, 13-15 octobre 1999
7. Conférence **invitée** : Propositions pour la limitation optique par auto-confinement photoréfractif, **D.Wolfersberger**, N.Fressengeas, J.Mauroy, G.Kugel, Colloque sur la limitation optique du GdR Matériaux et fonctions de l'optique non-linéaire, Grenoble, France, 15 au 16 juin 1999
8. Conférence **invitée** : Auto-focalisation et solitons spatiaux dans les matériaux photoréfractifs : état de l'art et perspectives, **N.Fressengeas**, D.Wolfersberger, J.Mauroy, G.Kugel, Colloque sur les Matériaux Inorganiques pour l'Optique, Metz, France, 18 au 20 mai 1998
9. Poster : Evolution de la propagation d'un faisceau fin en milieu photoréfractif : des expériences à la simulation numérique, **J.Mauroy**, N.Fressengeas, D.Wolfersberger, G.Kugel, quatrième conférence annuelle de GdR Matériaux pour l'Optique Non Linéaire, Marly-le-Roi, 28-30 octobre 1998.
10. Poster : Étude expérimentale du comportement d'une impulsion laser dans un cristal photoréfractif de  $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$  soumis à un champ électrique, **D.Wolfersberger**, N.Fressengeas, J.Mauroy, G.Kugel, quatrième conférence annuelle de GdR Matériaux pour l'Optique Non Linéaire, Marly-le-Roi, 28-30 octobre 1998.

11. Poster : Étude expérimentale et théorique de l'autofocalisation d'une impulsion laser dans un cristal photoréfractif de  $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ , **D.Wolfersberger**, N.Fressengeas, J.Maufoy, G.Kugel, Colloque sur les Matériaux Inorganiques pour l'Optique, Metz, France, 18 au 20 mai 1998
12. Poster : Simulations numériques de l'établissement temporel de l'autofocalisation, des solitons spatiaux et de la filamentation optique de faisceaux lasers se propageant dans un milieu photoréfractif, **J.Maufoy**, N.Fressengeas, D.Wolfersberger, G.Kugel, Colloque sur les Matériaux Inorganiques pour l'Optique, Metz, France, 18 au 20 mai 1998
13. Poster : Analyse temporelle et spatiale de l'autofocalisation de faisceaux lasers et des solitons spatiaux dans les matériaux photoréfractifs, **J.Maufoy**, N.Fressengeas, D.Wolfersberger, G.Kugel, Colloque sur les Matériaux Inorganiques pour l'Optique, Metz, France, 18 au 20 mai 1998

## D.4 Communications régionales

1. Poster : Numerical simulation of the laser beam self-focusing in a non-linear photorefractive crystal, **D.Wolfersberger**, N.Fressengeas, J.Maufoy, G.Kugel, Colloque de l'Institut Lorrain des Matériaux, Metz, France, 11 décembre 1997
2. Poster : Photorefractive materials : theoretical study of spatial optical soliton propagation, **N.Fressengeas**, D.Wolfersberger, J.Maufoy, G.Kugel, Colloque de l'Institut Lorrain des Matériaux, Metz, France, 11 décembre 1997
3. Poster : Photorefractive materials : experimental study of spatial optical soliton propagation, **J.Maufoy**, N.Fressengeas, D.Wolfersberger, G.Kugel, Colloque de l'Institut Lorrain des Matériaux, Metz, France, 11 décembre 1997

## D.5 Brevet

Brevet français n° 93 11765 du 09/29/1993 "Procédé et dispositif de mesure de l'évolution de la longueur d'usure d'une tuyère"

*La marque distinctive du savant, c'est la capacité d'enseigner.*

Aristote



## Encadrements de recherches

### E.1 Action Coordonnée Optique

- Responsabilité locale d'une *Action Coordonnée Optique* acceptée par le CNRS en 2001 sous le titre *Intégration et utilisation de micro-éléments polymères sur composants de l'optoélectronique : expériences et simulations numériques*. Le laboratoire porteur est le Laboratoire de Nanotechnologies et d'Instrumentation Optique de l'Université de Technologie de Troyes, sous la responsabilité de Renaud Bachelot, Maître de Conférences. Les laboratoires associés sont le Laboratoire de Photochimie Générale (UMR7525) de l'École Nationale Supérieure de Chimie de Mulhouse et le nôtre.

### E.2 Contrat SYnergie REcherche DEfense

- Reponsabilité scientifique du contrat à Supélec
  - Réalisation d'une source laser dédié spécifique — en collaboration avec Jean-Louis Gutzwiler de Supélec
  - Étude de l'influence des vibrations du milieu sur la polarisation de la lumière dans un rouleau de fibre optique
- Contrat réunissant les partenaires suivants
  - Laboratoire Matériaux Optiques, Photonique et Systèmes
  - FEE, Idar-Oberstein, Allemagne
  - Laboratoire Charles Fabry de l'Institut d'Optique d'Orsay
  - Société SAGEM — division SFIM

### E.3 Études Post-Doctorales

- 2000–2001 — Encadrement de Frédéric Lhommé en collaboration avec Delphine Wolfersberger, de notre laboratoire.
- Contrat Post-Doctoral financé par le Centre Charles Hermite dans l'objectif de réaliser *l'optimisation et la parallélisation de la simulation de l'auto-focalisation photoréfractive*.

### E.4 Thèses

#### E.4.1 Croissance, caractérisation et modélisation de composants photopolymères en bout de fibre

- Encadrement de Malik Hocine en collaboration avec Renaud Bachelot, maître de conférence de l'Université de Technologie de Troyes, et Godefroy Kugel, professeur de l'Université de Metz.
- Projet réalisé dans le cadre d'une collaboration entre notre laboratoire, le Laboratoire de Nanotechnologie et d'Instrumentation Optique de l'Université de Technologie de Troyes et le Laboratoire de Photochimie Générale de l'École Nationale Supérieure de Chime de Mulhouse.
- Soutenance de la thèse prévue fin 2003

#### E.4.2 Recherche expérimentale des matériaux optimaux pour l'auto-focalisation laser et la limitation optique

- Encadrement de Christelle Hesse, en collaboration avec Godefroy Kugel.
- Soutenance de la thèse prévue fin 2002.

#### E.4.3 Optimisation du Double Miroir à Conjugaison de Phase dans BaTiO<sub>3</sub>

- Encadrement de Catherine Mailhan en collaboration avec Michel Goetz, enseignant chercheur à Supélec, et Godefroy Kugel.
- Thèse soutenue le 14 décembre 2000.

#### E.4.4 Étude expérimentale et théorique de l'autofocalisation photoréfractive d'une impulsion laser pour application à la limitation optique

- Encadrement de Delphine Wolfersberger en collaboration avec Jean Maufoy, enseignant chercheur à Supélec, et Godefroy Kugel.
- Thèse soutenue le 27 avril 1999.

## E.5 Stages de D.E.A.

- En 2001 — Ahmed El Hairrach — Simulation de la propagation de la lumière dans les matériaux photoréfractifs : application à la limitation optique.
- En 2000 —
  - Malik Hocine — Simulation de la propagation de la lumière dans les matériaux photopolymères.
  - Pascal Brandenbourger — Simulation de la propagation de la lumière dans les matériaux photoréfractifs.
- En 1999 — Christelle Hesse — Auto-focalisation d'un faisceau laser dans  $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$  photoréfractif.

## E.6 Stage I.U.P.

- En 1998 — Gilles Berlin — Programmation et optimisation d'un logiciel de simulation de la propagation de la lumière dans les matériaux photoréfractifs

## E.7 Projets de Fin d'Étude à Supélec

Depuis 1994 — Encadrement de plusieurs projets de fin d'étude par an, réalisés par des élèves de troisième année de Supélec, en section Optique, Électronique et Communication ou Systèmes de Communication et Optoélectronique, sur des sujets liés aux préoccupations de recherche exposées dans cet ouvrage.

## E.8 Projets de première et deuxième année à Supélec

### E.8.1 Projets de deuxième année

#### Nouveaux Outils pour l'Enseignement

En 2001 — Encadrement de 4 projets dans l'objectif de perfectionner le *site intranet* du cours de Champs et Propagation dont je suis responsable.

#### Micro-pointe optique

En 2000 — Encadrement d'un projet dans l'objectif de réaliser la simulation par élément finis de la propagation de la lumière dans une micro-pointe optique

### E.8.2 Projets de première année

#### Projets d'algorithmique

Depuis 1998 — Encadrement de plusieurs projets d'algorithmique par an, réalisés par des élèves de première année de Supélec sur des sujets allant de la réalisation de jeux jusqu'à la gestion de bases de données Bib $\text{T}_\text{E}\text{X}$ , en passant par la réalisation d'interpréteurs d'expressions.

**Projet de fin d'année**

En 2000 — Encadrement de l'équivalent de 4 projets de fin de première année dans l'objectif de réaliser un *site intranet* pour le cours de Champs et Propagation dont je suis responsable.

**E.9 Travaux d'Études et de Recherche**

En 1998 — Encadrement de deux T.E.R. d'I.U.P. *Génie des Système Industriels* pour l'automatisation d'un banc de mesure de coefficients électro-optiques par interférométrie.

**E.10 Stage D.E.U.S.T.**

1996 — Encadrement de Sébastien Bernard dans l'objectif de réaliser un site Internet pour le laboratoire.

*Combien de fois vous ai-je dit que, une fois éliminées toutes les impossibilités,  
l'hypothèse restante, aussi improbable qu'elle soit, doit être la bonne ?*

Sherlock Holmes

F

Autofocalisation : publications



**F.1** Temporal behavior of bi-dimensional photorefractive  
bright spatial solitons, N.Fressengeas, J.Maufoy,  
G.Kugel, *Phys. Rev. E* **54**, 6866 (1996)



**F.2 Build up mechanisms of (1+1) dimensional photorefractive bright spatial quasi-steady-state and screening solitons, N.Fressengeas, D.Wolfersberger, J.Maufoy, G.Kugel, Opt. Commun. 145, 393 (1998)**



**F.3 Experimental study of the self-focusing process  
temporal behaviour in photorefractive  $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ ,  
N.Fressengeas, D.Wolfersberger, J.Maufoy, G.Kugel,  
Journ. Appl. Phys. 85 2062 (1999)**



**F.4 Simulation of the temporal behavior of soliton  
propagation in photorefractive media, J.Maufoy,  
N.Fressengeas, D.Wolfersberger, G.Kugel, *Phys.Rev.E*  
59, 6116 (1999)**



*L'homme honorable commence par appliquer ce qu'il veut enseigner ; ensuite il enseigne.*

Confucius

G

Autofocalisation rapide : publications



**G.1 Self-focusing of a single laser pulse in a  
photorefractive medium, D.Wolfersberger,  
N.Fressengeas, J.Maufoy, G.Kugel, *Phys.Rev.E* **62**,  
8700 (2000)**



**G.2 Experimental Self-focusing of a single laser pulse in  $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ , D.Wolfersberger, N.Fressengeas, J.Maufoy, G.Kugel, *Journ.App.Phys* 89, 2511 (2001)**



**G.3 Laser beam self-focusing in photorefractive materials :**  
optical limiting application, D.Wolfersberger,  
N.Fressengeas, J.Maufoy, G.Kugel, *Journal of*  
*Nonlinear Optical Physics & Materials* **9**, 441 (2000)



*What I am going to tell you about is what we teach our physics students in the third or fourth year of graduate school... It is my task to convince you not to turn away because you don't understand it. You see my physics students don't understand it... That is because I don't understand it. Nobody does [185].*

Richard Feynman



Double conjugaison de phase : publications



**H.1 Insight into a new geometrical approach of  
beam-fanning in BaTiO<sub>3</sub>, C.Mailhan, M.Goetz,  
N.Fressengeas, G.Kugel, Journ.Opt.Soc.Am.B 18, 64  
(2001)**



*J'hésite à citer, car citer c'est tronquer.*

julien Green



A qui de droit...



## Bibliographie

- [1] Kubin (L.P.) et Canova (G.). – The modelling of dislocation patterns. *Scripta metall. mater.*, vol. 27, 1992, pp. 957–962.
- [2] Devincre (B.) et Kubin (L.P.). – Simulations of forest interactions and strain hardening in fcc crystals. *Modelling Simul. Mater. Sci. Eng.*, vol. 2, 1994, p. 559.
- [3] Ashkin (A.), Boyd (G.D.), Dziedzic (J.M.), Smith (R.G.), A.A. Ballman, Levinstein (J.J.) et Nassau (K.). – Optically-induced refractive index inhomogeneities in LiNbO<sub>3</sub> and LiTaO<sub>3</sub>. *Appl. Phys. Lett.*, vol. 9, n° 1, July 1966, p. 72.
- [4] Földvari (I.), Denz (C.), Peter (A.), Petter (J.) et Visinka (F.). – Bismuth tellurite : a new material for holographic memory. *Opt. Commun.*, vol. 177, 2000, p. 105.
- [5] Yeh (P.). – *Introduction to photorefractive nonlinear optics*. – New York, Wiley Interscience, 1993.
- [6] Günter (P.) et Huignard (J. P.). – *Photorefractive materials and their applications I*. – Berlin, Springer Verlag, 1988, *Topics in Applied Physics*, volume 61.
- [7] Günter (P.) et Huignard (J. P.). – *Photorefractive materials and their applications II*. – Berlin, Springer Verlag, 1989, *Topics in Applied Physics*, volume 62.
- [8] Günter (P.). – *Nonlinear optical effects and materials*. – Springer Verlag, 2000, *Springer series in optical sciences*, volume 72.
- [9] Petrov (M. P.), Stepanov (S. I.) et Komenko (A. V.). – *Photorefractive crystals in coherent optical systems*. – Berlin, Springer Verlag, 1991, *Springer Series in Optical Sciences*.
- [10] Segev (M.), Crosignani (B.) et Yariv (A.). – Spatial solitons in photorefractive media. *Phys. Rev. Lett.*, vol. 68, 1992, p. 923.
- [11] Fressengeas (Nicolas). – *Etude expérimentale et théorique de l'auto-focalisation en milieu photoréfractif : convergences spatiales et temporelles vers un soliton*. – Supélec, 2 rue Edouard Belin, 57070 METZ Cedex, Thèse de PhD, Université de Metz, 07 1997.
- [12] Kukhtarev (N.V.), Markov (V.B.), Odoulov (S.G.), Soskin (M.S.) et Vinetskii (V.L.). – Holographic storage in electrooptic crystals. I. steady state. *Ferroelectrics*, vol. 22, 1979, p. 949.

- [13] Kukhtarev (N.V.), Markov (V.B.), Odoulov (S.G.), Soskin (M.S.) et Vinetskii (V.L.). – Holographic storage in electrooptic crystals. II. beam coupling-light amplification. *Ferroelectrics*, vol. 22, 1979, p. 961.
- [14] Barthelemy, Maneuf et Froehly. – Propagation soliton et autoconfinement de faisceau laser. *Opt. Commun.*, vol. 55, n° 3, 09 1985, p. 201.
- [15] Crosignani (B.), Segev (M.), Engin (D.), Porto (P. Di), Yariv (A.) et Salamo (G.). – Self-trapping of optical beams in photorefractive media. *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 10, n° 3, 03 1993, p. 443.
- [16] Segev (M.), Valley (G. C.), Crosignani (B.), Porto (P. Di) et Yariv (A.). – Steady-state spatial screening solitons in photorefractive media with external applied field. *Phys. Rev. Lett.*, vol. 73, n° 24, 12 1994, p. 3211.
- [17] Duree (G. C.), Shultz (J. L.), Salamo (G. J.), Segev (M.), Yariv (A.), Crosignani (B.), Porto (P. Di) et Sharp (E. J.). – Observation of self-trapping of an optical beam due to the photorefractive effect. *Phys. Rev. Lett.*, vol. 71, n° 4, 06 1993, p. 533.
- [18] Morin (M.), Duree (G.), Salamo (G.) et Segev (M.). – Waveguides formed by quasi-steady-state photorefractive spatial solitons. *Opt. Lett.*, vol. 20, n° 20, 10 1995, p. 2066.
- [19] Valley (G. C.), Segev (M.), Crosignani (B.), Yariv (A.), Fejer (M. M.) et Bashaw (M. C.). – Dark and bright photovoltaic spatial solitons. *Phys. Rev. A*, vol. 50, n° 6, 12 1994, p. 4457.
- [20] Iturbe-Castillo (M. D.), Marquez-Aguilar (P. A.), Sanchez-Mandragon (J. J.), Stepanov (S.) et Vysloukh (V.). – Spatial solitons in photorefractive  $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$  with drift mechanism of nonlinearity. *Appl. Phys. Lett.*, vol. 64, n° 4, 01 1994, p. 408.
- [21] Fressengeas (N.), Maufoy (J.) et Kugel (G.). – Temporal behavior of bi-dimensional photorefractive bright spatial solitons. *Phys. Rev. E*, vol. 54, 1996, p. 6866.
- [22] Fressengeas (N.), Wolfersberger (D.), Maufoy (J.) et Kugel (G.). – Build up mechanisms of (1+1) dimensional photorefractive bright spatial quasi-steady-state and screening solitons. *Opt. Commun.*, vol. 145, 1998, p. 393.
- [23] Fressengeas (N.), Wolfersberger (D.), Maufoy (J.) et Kugel (G.). – Experimental study of the self-focusing process temporal behaviour in photorefractive  $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ . *Journ. Appl. Phys.*, vol. 85, 1999, p. 2062.
- [24] Maufoy (J.), Fressengeas (N.), Wolfersberger (D.) et Kugel (G.). – Simulation of the temporal behavior of soliton propagation in photorefractive media. *Phys. Rev. E*, vol. 59, 1999, p. 6116.
- [25] Wolfersberger (Delphine). – *Etude expérimentale et théorique de l'autofocalisation photoréfractive d'une impulsion laser pour application à la limitation optique*. – Supélec, 2 rue Edouard Belin, 57070 METZ Cedex, Thèse de PhD, Université de Metz, 04 1999.

- [26] Wolfersberger (D.), Fressengeas (N.), Maufof (J.) et Kugel (G.). – Experimental evidence of laser beam self-focusing in photorefractive media from the nanosecond time-scale to steady-state. *Non Linear Optics*, vol. 21, 1999, p. 525.
- [27] Wolfersberger (D.), Fressengeas (N.), Maufof (J.) et Kugel (G.). – Self-focusing of a single laser pulse in a photorefractive medium. *Phys. Rev. E*, vol. 62, 2000.
- [28] Wolfersberger (D.), Fressengeas (N.), Maufof (J.) et Kugel (G.). – Experimental self-focusing of a single laser pulse in  $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ . *Journ. App. Phys.*, vol. 89, 2001, p. 2511.
- [29] Wolfersberger (D.), Fressengeas (N.), Maufof (J.) et Kugel (G.). – Self focusing in photorefractive material for optical limiting. *Non Linear Optics*, vol. to be published, 2001.
- [30] Segev (M.), Shih (M.) et Valley (G. C.). – Photorefractive screening solitons of high and low intensity. *Journ. Opt. Soc. Am. B*, vol. 13, 1996, p. 706.
- [31] Kos (K.), Salamo (G.) et Segev (M.). – High intensity nanosecond photorefractive spatial solitons. *Opt. Lett.*, vol. 23, 1998, p. 1001.
- [32] Mailhan (Catherine). – *Optimisation du Double Miroir à Conjugaison de Phase dans  $\text{BaTiO}_3$* . – 2 rue Edouard Belin, 57070 METZ, France, Thèse de PhD, Université de Metz, Décembre 2000.
- [33] Goetz (Michel). – *Conception et réalisation d'un banc automatisé de caractérisation du comportement temporel des miroirs auto-pompés à conjugaison de phase photoréfractive : cartographie d'échantillons et modélisation physique*. – 2 rue Edouard Belin, 57070 METZ, France, Thèse de PhD, Université de Metz, décembre 1994.
- [34] Fisher (R. A.). – *Optical Phase Conjugation*. – Los Alamos National Laboratory, Los Alamos, New Mexico, Academic Press, Inc., 1983, *Quantum Electronics - Principles and Applications*.
- [35] Ewbank (M.D.), Vazquez (R.A.), Neurgaonkar (R.R.) et Feinberg (J.). – Mutually pumped phase conjugation in photorefractive strontium barium niobate : theory and experiment. *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 7, n° 12, December 1990, p. 2306.
- [36] Mailhan (C.), Goetz (M.), Fressengeas (N.) et Kugel (G.). – Insight into a new geometrical approach of beam-fanning in  $\text{BaTiO}_3$ . *Journ. Soc. Am. B*, vol. 18, n° 1, 2001, p. 64.
- [37] Fressengeas (N.) et Goetz (M.). – Utilisation du calcul formel automatique dans l'enseignement de l'électromagnétisme. In : *Actes du colloque international TICE2000*.
- [38] Russel (J. Scott.). – Report of the fourteenth meeting. *British Association for the Advancement of Sciences*, vol. 1834, September.
- [39] Dodd (R. K.), Eilbeck (J. C.), Gibbob (J. D.) et Morris. (H. C.). – *Solitons and Non Linear Wave Equations*. – Academic Press, 1982.
- [40] Hasegawa (A.) et Tappert (F.). – Transmission of stationary nonlinear optical pulses in dispersive dielectric fibers. *App. Phys. Lett.*, vol. 23, n° 3, 08 1973, p. 142.

- [41] Mollenauer (L. F.), Stolen (R. H.) et Gordon (J. P.). – Experimental observation of picosecond pulse narrowing and solitons in optical fibers. *Phys. Rev. Lett.*, vol. 45,, 1980, p. 1095.
- [42] Kodoma (Y.), Maruta (A.) et Hasegawa (A.). – Long distance communications with solitons. *Quantum. Opt.*, vol. 6, 1994, p. 463.
- [43] Agrawal (G. P.). – *Nonlinear fiber optics*. – London, Academic Press Ltd., 1989.
- [44] Snyder (A. W.) et Sheppard (A. P.). – Collisions, steering and guidance with spatial solitons. *Opt. Lett.*, vol. 18, n° 7, 04 1993, p. 482.
- [45] Cao (X. D.) et Meyerhofer (D. D.). – All-optical switching by means of collisions of spatial vector solitons. *Opt. Lett.*, vol. 19, n° 21, 11 1994, p. 1711.
- [46] Mamyshev (P. V.), Villeneuve (A.), Stegemen (G. I.) et Aitchison (J. S.). – Steerable optical waveguides formed by bright spatial solitons in AlGaAs. *Electron. Lett*, vol. 30, n° 9, 04 1994, p. 726.
- [47] Boardman (A. D.), Bontemps (P.), Ilecki (W.) et Zharov (A. A.). – Theoretical demonstration of beam scanning and switching using spatial solitons in a photorefractive crystal. *J. mod. opt.*, vol. 47, n° 11, 2000, p. 1941.
- [48] Blair (S.), Wagner (K.) et McLeod (R.). – Asymmetric spatial soliton dragging. *Opt. Lett.*, vol. 19, n° 23, 12 1994, p. 1943.
- [49] McLeod (R.), Wagner (K.) et Blair (S.). – 3+1 dimensional optical soliton dragging logic. *Phys. Rev. A*, vol. 52, n° 4, 1995, p. 3254.
- [50] Fressengeas (N.), Maufoy (J.), Wolfersberger (D.) et Kugel (G.). – Theoretical investigation of photorefractive spatial solitons temporal behavior, the route to SHG enhancement, and switching applications. In : *Photorefractive Fiber and Crystal Devices : Materials, Optical Properties*, éd. par Yu (Francis T. S.) et Yin (Shizhuo). p. 94. – S. P. I. E.
- [51] Lan (S.), Shih (M. F.), Mizell (G.), Giordmaine (J. A.), Chen (Z.), Anastassiou (C.), Martin (J.) et Segev (M.). – Second-harmonic generation in waveguides induced by photorefractive spatial solitons. *Opt. Lett.*, vol. 24, n° 16, 2000, p. 1145.
- [52] Lan (S.), Anastassiou (C.), Segev (M.), Shih (M. F.), Giordmaine (J. A.) et Mizell (G.). – Tuning of second-harmonic generation in waveguides induced by photorefractive spatial solitons. *Appl. Phys. Lett.*, vol. 77, n° 14, 2000, p. 2101.
- [53] Yariv (A.) et Yeh (P.). – *Optical waves in crystals. Propagation and control of laser radiation*. – Stanford University, Wiley-Interscience, 1984, *Wiley series in pure and applied optics*.
- [54] Shalaby (M.) et Barthelemy (A.). – Ultrafast photonic switching and splitting through cross-phase modulation with spatial solitons couple. *Opt. Commun.*, vol. 94, 1992, p. 341.
- [55] Chen. – Self-trapped light in saturable nonlinear media. *Opt. Lett.*, vol. 16, n° 1, 01 1991, p. 4.

- [56] Chiao (R. Y.), Garmire (E.) et Townes (C. H.). – Self-trapping of optical beams. *Phys. Rev. Lett.*, vol. 13, n° 15, 10 1964, p. 479.
- [57] Chiang (K. S.) et Sammut (R. A.). – Effective-index method for spatial solitons in planar waveguides with kerr-type nonlinearity. *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 10, n° 4, 04 1993, p. 704.
- [58] Buse (K.) et Krätzig (E.). – Light-induced charge transport in photorefractive crystals. In : *Photorefractive Optics : Materials, Properties and Applications*, éd. par Yu (F.) et Yin (S.). pp. 25 – 41. – Academic Press.
- [59] Zozulya (A. A.) et Anderson (D. Z.). – Propagation of an optical beam in a photorefractive medium in the presence of a photogalvanic nonlinearity or an external applied field. *Opt. Lett.*, vol. 20, 1995, p. 837.
- [60] Zozulya (A. A.) et Anderson (D. Z.). – Nonstationary self-focusing in photorefractive media. *Opt. Lett.*, vol. 20, n° 8, 04 1995, p. 837.
- [61] Crosignani (B.) et Yariv (A.). – Degenerate four wave mixing in the presence of non uniform pump wave fronts. *Journ. Soc. Am. B*, 1984, p. 1034.
- [62] Singh (S. R.) et Christodoulides (D. N.). – Evolution of spatial optical solitons in biased photorefractive media under steady state conditions. *Opt. Commun.*, vol. 118, 08 1995, p. 569.
- [63] Feinberg (J.). – Asymmetric self-defocusing of an optical beam from the photorefractive effect. *J. Opt. Soc. Am.*, vol. 72, 1982, p. 46.
- [64] Tuovinen (H.), Kamshilin (A. A.), Ravattinen (R.), Prokoviev (V. V.) et Jaaskelainen (T.). – Two-wave mixing and fanning effect in  $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$  under an alternating electric field. *Opt. Eng.*, vol. 34, n° 9, September 1995, p. 2641.
- [65] Christodoulides (D. N.) et Carvalho (M. I.). – Bright, dark and gray spatial soliton states in photorefractive media. *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 12, n° 9, 09 1995, p. 1628.
- [66] Duree (G. C.), Salamo (G.), Segev (M.), Yariv (A.), Crosignani (B.) et P. Di Porto (E. Sharp). – Dimensionnality and size of photorefractive spatial solitons. *Opt. Lett.*, vol. 19, n° 16, 08 1994, p. 1195.
- [67] Kos (K.), Meng (H.), Salamo (G.), Shih (M.), Segev (M.) et Valley (G. C.). – One-dimensional steady state photorefractive screening soliton. *Phys. Rev. B*, vol. 53, n° 5, 05 1996, p. 4330.
- [68] Zozulya (A. A.), Anderson (D. Z.), Mamaev (A. V.) et Saffman (M.). – Self-focusing and soliton formation in media with anisotropic nonlocal material response. *Europhys. Lett.*, vol. 36, 1996, p. 419.
- [69] Saffman (M.) et Zozulya (A. A.). – Circular solitons do not exist in photorefractive media. *Opt Lett.*, vol. 23, n° 20, 1998, p. 1579.

- [70] Meng (H.), Salamo (G.), Shih (F. M.) et Segev (M.). – Coherent collisions of photorefractive solitons. *Opt. Lett.*, vol. 22, n° 7, 1997, p. 448.
- [71] Meng (H.), Salamo (G.) et Segev (M.). – Primarily isotropic nature of photorefractive screening solitons and the interactions between them. *Opt. Lett.*, vol. 23, n° 12, 06 1998, p. 897.
- [72] Kròlikowski (W.), Saffman (M.), Luther-Davies (B.) et Denz (C.). – Anomalous interaction of spatial solitons in photorefractive media. *Phys. Rev. Lett.*, vol. 80, n° 15, 04 1998, p. 3240.
- [73] Chen (Z.), Segev (M.), Coskun (T. H.) et Christodoulides (D. N.). – Observation of incoherently coupled photorefractive spatial soliton pairs. *Opt. Lett.*, vol. 21, n° 21, 1996, p. 1436.
- [74] Christodoulides (D. N.), Singh (S. R.), Carvalho (M. I.) et Segev (M.). – Incoherently coupled soliton pairs in biased photorefractive crystals. *App. Phys. Lett.*, vol. 68, n° 13, 03 1996, p. 1763.
- [75] Quirino (G. S. Garcia), Iturbe-Castillo (M. D.), Sanchez-Mandragon (J. J.), Stepanov (S.), Vysloukh (V.), Lugo-Martinez (G.) et Torres-Cisneros (G. E.). – Observation of interaction forces between one-dimensional spatial solitons in photorefractive crystals. *Opt. Lett.*, vol. 22, n° 3, 02 1997, p. 154.
- [76] Shih (M.) et Segev (M.). – Incoherent collisions between two-dimensional bright steady-state photorefractive screening solitons. *Opt. Lett.*, vol. 21, n° 19, 10 1996, p. 1538.
- [77] DelRe (E.), Trillo (S.) et Agranat (A. J.). – Collisions and inhomogeneous forces between solitons of different dimensionality. *Opt. Lett.*, vol. 25, n° 8, 2000, p. 580.
- [78] Shih (M.), Segev (M.) et Salamo (G.). – Three-dimensional spiralling of interacting spatial solitons. *Phys. Rev. Lett.*, vol. 78, 1997, p. 2551.
- [79] Stepken (A.), Belic (M. R.), Kaiser (F.), Krolikowski (W.) et Luther-Davies (B.). – Three dimensional trajectories of interacting incoherent photorefractive solitons. *Phys. Rev. Lett.*, vol. 82, n° 3, 1999, p. 540.
- [80] Belic (M. R.), Stepken (A.) et Kaiser (F.). – Spiralling behavior of photorefractive screening solitons. *Phys. Rev. Lett.*, vol. 82, n° 3, 1999, p. 544.
- [81] Krolikowski (W.) et Holmstrom (S.A.). – Fusion and birth of spatial solitons upon collision. *Opt. Lett.*, vol. 22, 1997, p. 369.
- [82] Kròlikowski (W.), Luther-Davies (B.), Denz (C.) et Tschudi (T.). – Annihilation of photorefractive solitons. *Opt. Lett.*, vol. 23, n° 2, 01 1998, p. 97.
- [83] Denz (C.), Krolikowski (W.), Petter (J.), Weilnau (C.), Tschudi (T.), Belic (M. R.), Kaiser (F.) et Stepken (A.). – Dynamics of formation and interaction of photorefractive screening solitons. *Phys. Rev. E*, vol. 60, n° 5, 1999, p. 6222.

- [84] Shih (S. Lan M. F.) et Segev (M.). – Self-trapping of one-dimensional and two-dimensional optical beams and induced waveguides in photorefractive  $\text{KNbO}_3$ . *Opt. Lett.*, vol. 22, n° 19, 10 1997, p. 1467.
- [85] Shih (M.), Chen (Z.), Mitchell (M.) et Segev (M.). – Waveguides induced by photorefractive screening solitons. *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 14, n° 11, 11 1997, p. 3091.
- [86] Shih (M.), Segev (M.) et Salamo (G.). – Circular waveguides induced by two-dimensional bright steady-state photorefractive spatial screening solitons. *Opt. Lett.*, vol. 21, n° 13, 07 1996, p. 931.
- [87] Chen (Z.), Mitchell (M.) et Segev (M.). – Steady-state photorefractive soliton-induced y-junction waveguides and high-order dark spatial solitons. *Opt. Lett.*, vol. 21, n° 10, 05 1996, p. 716.
- [88] Lan (S.), DelRe (E.), Chen (Z.), Shih (M. F.) et Segev (M.). – Directional coupler with soliton-induced waveguides. *Opt. Lett.*, vol. 24, n° 7, 04 1999, p. 475.
- [89] Kip (D.), Wesner (M.), Shandarov (V.) et Moretti (P.). – Observation of bright spatial photorefractive solitons in a planar strontium barium niobate waveguide. *Opt. Lett.*, vol. 23, n° 12, 06 1998, p. 921.
- [90] Kip (D.), Wesner (M.), Herden (C.) et Shandarov (V.). – Interaction of spatial photorefractive solitons in a planar waveguide. *Appl. Phys. B*, vol. 68, n° 5, 1999, p. 971.
- [91] Kip (D.), Wesner (M.), Kratzig (E.), Shandarov (V.) et Moretti (P.). – All-optical beam-deflection and switching in strontium-barium-niobate waveguides. *App. Phys. Lett.*, 1998, p. 1960.
- [92] Mamaev (A. V.), Saffman (M.) et Zozulya (A. A.). – Break-up of two-dimensional bright spatial solitons due to transverse modulation instability. *Europhys. Lett.*, vol. 35, n° 1, 07 1996, p. 25.
- [93] Mamaev (A. V.), Saffman (M.), Anderson (D. Z.) et Zozulya (A. A.). – Propagation of light beams in anisotropic nonlinear media : From symmetry breaking to spatial turbulence. *Phys. Rev. A*, vol. 54, n° 1, 07 1996, p. 870.
- [94] Mamaev (A. V.), Saffman (M.) et Zozulya (A. A.). – Break-up of two-dimensional bright spatial solitons due to transverse modulation instability. *Phys. Rev. Lett.*, vol. 76, n° 13, 03 1996, p. 2262.
- [95] Maufroy (Jean). – *Solitons photoréfractifs*. – Supélec, Juin 2000. Mémoire d'habilitation à diriger des recherches.
- [96] Singh (S. R.) et Christodoulides (D.). – Effects of optical activity on photorefractive solitons in a biased  $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$  crystal. *Journ. Opt. Soc. Am. B*, vol. 13, n° 4, 04 1996, p. 719.
- [97] Kròlikowski (W.), Akhmediev (N.), Andersen (D. R.) et Luther-Davies (B.). – Effect of natural optical activity on the propagation of photorefractive solitons. *Opt. Commun.*, vol. 132, 1996, p. 179.

- [98] Chauvet (M.), Hawkins (S. A.), Salamo (G.), Segev (M.), Bliss (D. F.) et Bryant (G.). – Self-trapping of planar optical beams by use of the photorefractive effect in InP :Fe. *Opt. Lett.*, vol. 21, n° 17, 09 1996, p. 1333.
- [99] Mitchell (M.), Chen (Z.), Shih (M.) et Segev (M.). – Self-trapping of partially spatially incoherent light. *Phys. Rev. Lett.*, vol. 77, n° 3, 07 1996, p. 490.
- [100] Mitchell (M.) et Segev (M.). – Self-trapping of incoherent white light. *Nature*, vol. 387, 06 1997, p. 880.
- [101] Christodoulides (D.), Coskun (T.), Mitchell (M.) et Segev (M.). – Theory of incoherent self-focusing in biased photorefractive media. *Phys. Rev. Lett.*, vol. 78, n° 4, 01 1997, p. 646.
- [102] Chen (Z.), Mitchell (M.), Shih (M. F.), Segev (M.), Garrett (M. H.) et Valley (G. C.). – Steady state dark photorefractive screening solitons. *Opt. Lett.*, vol. 21, n° 9, 05 1996, p. 629.
- [103] Taya (M. T.), Bashaw (M. C.), Segev (M.) et Valley (G. C.). – Observation of dark photovoltaic spatial solitons. *Phys. Rev. A*, vol. 52, n° 4, 10 1995, p. 3095.
- [104] Duree (G. C.), Morin (M.), Salamo (G.), Segev (M.), Crosignani (B.), Porto (P. Di), Sharp (E.) et Yariv (A.). – Dark photorefractive spatial solitons and photorefractive vortex solitons. *Phys. Rev. Lett.*, vol. 74, n° 11, 03 1995, p. 1978.
- [105] Taya (M. T.), Bashaw (M. C.), Fejer (M. M.), Segev (M.) et Valley (G. C.). – Y junctions arising dark-soliton propagation in photovoltaic media. *Opt. Lett.*, vol. 21, n° 13, 07 1996, p. 943.
- [106] Wesner (M.), Herden (C.), Kip (D.), Krätzig (E.) et Moretti (P.). – Photorefractive steady state solitons up to telecommunication wavelengths in planar sbn waveguides. *Opt. Commun.*, vol. 188, 2001, p. 69.
- [107] Wesner (M.), Herden (C.), Pankrath (R.), Kip (D.) et Moretti (P.). – Temporal development of photorefractive solitons up to telecommunication wavelengths in strontium-barium niobate waveguides. *Phys. Rev. E*, vol. 64, n° 3, 2001, p. 36613.
- [108] Chauvet (M.), Chauvin (S.) et Maillotte (H.). – Transient dark photovoltaic spatial solitons and induced guiding in slab LiNbO<sub>3</sub> waveguides. *Opt. Lett.*, vol. 26, n° 17, 2001, p. 1344.
- [109] Van-Stryland (E. W.), Soileau (M. J.), Ross (S.) et Hagan (D. J.). – Passive optical limiting : where are we ? In : *Proceedings of the First International Workshop on Optical Power Limiting*, éd. par T. Kobayashi (University of Tokyo). p. 29. – Gordon and Breach Science Publishers.
- [110] Wolfersberger (D.), Fressengeas (N.), Maufoy (J.) et Kugel (G.). – Time-resolved experimental analysis of a single laser pulse self-focusing in photorefractive Bi<sub>12</sub>TiO<sub>20</sub>. *Trends in Optics and Photonics*, vol. 27, 1999, p. 436.

- [111] Wolfersberger (D.), Fressengeas (N.), Maufoy (J.) et Kugel (G.). – Laser beam self-focusing in photorefractive materials : optical limiting application. *Journal of Nonlinear Optical Physics & Materials*, vol. 9, n° 4, 2000, p. 441.
- [112] Sliney (D. H.). – Retinal injury from laser radiation. *In : Proceedings of the First International Workshop on Optical Power Limiting*, éd. par T. Kobayashi (University of Tokyo). p. 1. – Gordon and Breach Science Publishers.
- [113] Grolier-Mazza (V.). – The specification of laser protection. *In : Proceedings of the First International Workshop on Optical Power Limiting*, éd. par T. Kobayashi (University of Tokyo). p. 73. – Gordon and Breach Science Publishers.
- [114] Leite (R. C. C.). – The thermal lens effect as a power limiting device. *Appl. Phys. Lett.*, vol. 10, 1967, p. 100.
- [115] Soileau (M. J.). – Passive intensity limiter based on nonlinear optics. *Journ. Opt. Soc. Am.*, vol. 70, 1980, p. 1051.
- [116] Khoo (I. C.), Zuang (S. L.) et Shepard (S.). – Self-focusing of low power cw laser beam via optically induced birefringence in nematic liquid crystal film. *Appl. Phys. Lett.*, vol. 39, 1981, p. 937.
- [117] Soileau (M. J.), Guha (S.), Williams (W. E.), Van-Stryland (E. W.), Pohlmann (J. L. W.), Sharp (E. J.) et Wood (G.). – Studies of the nonlinear switching properties of liquid crystals with picosecond pulses. *Mol. Cryst. Liq. Cryst.*, vol. 127, 1985, p. 321.
- [118] James (D. B.) et McEwan (K. J.). – Bubble and refractive processes in carbon suspensions. *In : Proceedings of the First International Workshop on Optical Power Limiting*, éd. par T. Kobayashi (University of Tokyo). p. 377. – Gordon and Breach Science Publishers.
- [119] Nashold (K. M.), Walter (D. P.), Voss (J. M.), Frysinger (G. S.) et Sharpless (R. L.). – Comparing the scattering process in particle suspensions in liquids and gases for use as optical limiters. *In : Proceedings of the First International Workshop on Optical Power Limiting*, éd. par T. Kobayashi (University of Tokyo). p. 353. – Gordon and Breach Science Publishers.
- [120] Mansour (K.), Soileau (M. J.) et Van-Stryland (E. W.). – Non linear optical properties of carbon black suspensions. *Journ. Opt. Soc. Am. B*, vol. 9, 1992, p. 1100.
- [121] Cronin-Golomb (M.) et Yariv (A.). – Optical limiters using photorefractive nonlinearities. *Journ. Appl. Phys.*, vol. 57, 1985, p. 4906.
- [122] Ralston (J. M.) et Chang (K. R.). – Optical limiting in semiconductors. *Appl. Phys. Lett.*, vol. 15, 1969.
- [123] Guliano (C. R.) et Hess (L. D.). – Nonlinear absorption of light : Optical saturation of electronic transitions in organic molecules with high intensity laser radiation. *IEEE J. Quant. Electron.*, vol. QE-3, 1967, p. 58.

- [124] Harter (D. J.), Shand (M. L.) et Band (Y. B.). – Power/energy limiter using reverse saturable absorption. *Journ. Appl. Phys.*, vol. 56, 1984, p. 865.
- [125] Shirk (J. S.), Pong (R. G. S.), Bartoli (F. J.) et Snow (A. W.). – Optical limiter using a lead phthalocynine. *Appl. Phys. Lett.*, vol. 63, 1993, p. 1880.
- [126] Dupuis (B.), Jouanin (I.), Bied-Charreton (C.) et Delaire (J.). – Reverse saturable absorption using photoinduced intramolecular electron transfer in porphyrin-viologen dyads and porphyrin-tetraviologen array. In : *Proceedings of the First International Workshop on Optical Power Limiting*, éd. par T. Kobayashi (University of Tokyo). p. 163. – Gordon and Breach Science Publishers.
- [127] Miles (P. A.). – Bottleneck optical limiters : The optimal use of excited-state absorbers. *Appl. Opt.*, vol. 33, 1994, p. 6965.
- [128] Van-Stryland (E. W.), Hagan (D. J.), Xia (T.) et Said (A.). – Application of nonlinear optics to passive optical limiting. In : *Nonlinear Optics of Organic Molecular and Polymeric Materials*, éd. par Nalwa (H. S.) et Miyata (S.), pp. 841–860. – Boca Raton, CRC Press, 1997.
- [129] Tutt (L. W.) et Borggess (T. F.). – A review of optical limiting mechanisms and devices using organics, fullerenes, semiconductors and other materials. *Prog. Quantum Electron.*, vol. 17, 1993, p. 299.
- [130] Hollins (R. C.). – Optical limiters : Spatial, temporal, and spectral effects. In : *Proceedings of the First International Workshop on Optical Power Limiting*, éd. par T. Kobayashi (University of Tokyo). p. 49. – Gordon and Breach Science Publishers.
- [131] Okamoto (K.), Sawada (T.) et Ujihara (K.). – Transient response of a photorefractive grating produced in a BSO crystal by a short light pulse. *Opt. Commun.*, vol. 99, 1993, p. 82.
- [132] Jones (D. C.) et Solymar (L.). – Transient response of photorefractive bismuth silicon oxide in the pulsed regime. *Opt. Commun.*, vol. 85, 1991, p. 372.
- [133] Hermann (J. P.), Herriau (J. P.) et Huignard (J. P.). – Nanosecond four wave mixing and holography in BSO crystals. *Appl. Opt.*, vol. 13, 1981, p. 2173.
- [134] Heaton (J. M.) et Solimar (L.). – Transient energy transfer during hologram formation in photorefractive crystals. *Optica Acta*, vol. 32, 1985, p. 397.
- [135] Heaton (J. M.) et Solimar (L.). – Transient effects during dynamic hologram formation in BSO crystals : theory and experiments. *IEEE quant. electron.*, vol. 24, 1988, p. 558.
- [136] LeSaux (G.), Roosen (G.) et Brun (A.). – Observation and analysis of the fast photorefractive process in BSO. *Opt. Commun.*, vol. 56, n° 6, 01 1986, p. 374.
- [137] Valley (G.C.). – Short pulse grating formation in photorefractive materials. *IEEE Journ. Quant. Elect.*, vol. QE-19, 1983, p. 11.

- [138] Roosen (G.), LeSaux (G.), Pauliat (G.), Allain (M.), Jonathan (J. M. C.) et Brun (A.). – Effet photorefractif dans les cristaux d'oxude de bismuth et de silicium ou de germanium. *Rev. Phys. Appl.*, vol. 22, 10 1987, p. 1253.
- [139] Ushio (S. M.). – TSSG-pulling of sillenite  $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$  for EOS application. *Journ. Kor. Ass. Crystal Growth*, vol. 9, n° 4, 1999, p. 434.
- [140] Bacon (Francis). – *Novum Organum*. – Oxford, Clarendon Press, 1873.
- [141] Feit (M.) et Fleck (J.). – Light propagation in graded-index optical fibers. *Appl. Opt.*, vol. 17, 1978, p. 3990.
- [142] Ryf (R.), Wiki (M.), Montemezzani (G.), Gunter (P.) et Zozulya (A. A.). – Launching one-transverse-dimensional photorefractive solitons in  $\text{knbo}_3$ . *Opt. Commun.*, vol. 159, 01 1999, p. 339.
- [143] Ryf (R.), Lötscher (A.), Bosshard (C.), Zgonik (M.) et Gunter (P.). – Z-scan-based investigations of photorefractive self-focusing in  $\text{knbo}_3$  crystal. *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 15, n° 3, 03 1998, p. 1.
- [144] Astassiou (C.), Shih (M. F.), Mitchell (M.), Chen (Z.) et Segev (M.). – Optically induced photovoltaic self-focusing-to-self-defocusing transition. *Opt. Lett.*, vol. 23, n° 12, 06 1998, p. 924.
- [145] Simon (M.), Wevering (St.), Buse (K.) et Kräzig (E.). – The bulk photovoltaic effect of photorefractive  $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$  crystals at high light intensities. *App.Phys.B*, vol. 30, 1997, pp. 144–149.
- [146] Furukawa (Y.), Sato (M.), Bashaw (M. C.), Fejer (M.), Iyi (N.) et Kitamura (K.). – Investigation of increased photorefractive damage resistance in  $\text{LiNbO}_3$  by two-wave mixing-measurements. *App.Phys.*, vol. 35, 1996, pp. 2740–2744.
- [147] F.S.Chen. – Optically induced change of refractive indices in  $\text{LiNbO}_3$  and  $\text{LiTaO}_3$ . *App.Phys.*, vol. 40, 1969, pp. 3389–3396.
- [148] Ilyenkov (A. V.), Khiznyak (A. I.), Kreminskaya (L. V.), Soskin (M. S.) et Vasnetsov (M. V.). – Birth and evolution of wave-front dislocations in a laser beam passed through a photorefractive  $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$  crystal. *App.Phys.B*, vol. 62, 1996, pp. 465–471.
- [149] Odoulov (S. G.), Shumelyuk (A. N.), Hellwig (U.), Rupp (R. A.), Grabar (A. A.) et Stoyka (I. M.). – Photorefraction in tin hypthiodiphosphate in the near infrared. *Journ. Opt. Soc. Am. B*, vol. 13, 1996, p. 2352.
- [150] Grabar (A. A.), Kedyk (I. V.), Gurkan (M. I.), Stoika (I. M.), Molnar (A. A.) et Vysochanskii (Y. M.). – Enhanced photorefractive properties of modified  $\text{Sn}_2\text{P}_2\text{S}_6$ . *Opt. Commun.*, vol. 188, 2001, p. 187.
- [151] Huot (N.), Jonathan (J. M.), Pauliat (G.), Georges (P.), Brun (A.) et Roosen (G.). – Laser mode manipulation by intracavity dynamic holography : Application to mode selection. *Appl. Phys. B*, vol. 69, n° 2, 1999, p. 155.

- [152] Lefèvre (H.). – *The Fiber Optic Gyroscope*. – London, Artech House, 1993.
- [153] Feinberg (J.). – Self-pumped, continuous-wave conjugator using internal reflexion. *Opt. Lett.*, vol. 7, n° 10, 1982, p. 486.
- [154] Salamo (G.), Miller (M.J.), end G.L. Wood (W.W. Clark III) et Sharp (E.J.). – Strontium barium niobate as a self-pumped phase conjugator. *Opt. Comm.*, vol. 59, n° 5,6, October 1986, p. 417.
- [155] Lam (J. F.). – Origin of phase conjugate waves in self-pumped photorefractive mirrors. *Appl. Phys. Lett.*, vol. 46, n° 10, May 1985, p. 909.
- [156] MacDonald (K.R.) et Feinberg (J.). – Theory of a self-pumped phase conjugator with two coupled interaction regions. *J. Opt.Soc. Am.*, vol. 73, n° 5, May 1983, p. 548.
- [157] Cronin-Golomb (M.), Fisher (B.), White (J.O.) et Yariv (A.). – Theory and applications of four-wave mixing in photorefractive media. *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. QE-20, n° 1, January 1984, p. 12.
- [158] Denz (C.), Rauch (T.) et Tschudi (T.). – Analysis of irregular and chaotic fluctuations in a self pumped BaTiO<sub>3</sub> phase-conjugate mirror. *In : Optical Interconnections and Networks*. p. 213. – SPIE.
- [159] Rauch (T.), Denz (C.) et Tschudi (T.). – Analysis of irregular fluctuations in a self-pumped BaTiO<sub>3</sub> phase-conjugate mirror. *Opt. Comm.*, vol. 88, 1992, p. 160.
- [160] Magnusson (R.) et Gaylord (T.K.). – Laser scattering induced holograms in lithium niobate. *Appl. Opt.*, vol. 13, 1974, p. 1545.
- [161] Avakyan (E.M.), Alaverdyan (S.A.), K.G.Belabaev, Sarkisov (V.Kh.) et Turmanyanyan (K.M.). – Characteristics of the induced optical inhomogeneities of LiNbO<sub>3</sub> crystals doped with iron ions. *Sov. Phys. Solid State*, vol. 20, 1978, p. 1401.
- [162] Voronov (V.V.), Dorosh (I.R.), Kuz'minov (Tu.S.) et Tkachenko (N.V.). – Photoinduced light scattering in cerium-doped barium strontium niobate crystals. *Sov. J. Quantum Electron.*, vol. 10, n° 11, November 1980, p. 1346.
- [163] Banerjee (P.P.) et Misra (R.M.). – Dependence of photorefractive beam fanning on beam parameters. *Opt. Comm.*, vol. 100, 1993, p. 166.
- [164] Segev (M.), Ophir (Y.) et Fischer (B.). – Nonlinear multi two-wave mixing, the fanning process and its bleaching in photorefractive media. *Opt. Commun.*, vol. 77, n° 3, 06 1990, p. 265.
- [165] Hong (Y.H.), Xie (P.), Dai (J.H.), Zhu (Y.), Yang (H.G.) et Zhang (H.J.). – Fanning effect in photorefractive crystals. *Opt. Lett.*, vol. 18, n° 10, May 1993, p. 772.
- [166] Segev (M.), Engin (D.), Yariv (A.) et Valley (G.C.). – Temporal evolution of fanning in photorefractive materials. *Opt.Lett.*, vol. 18, n° 12, 1993, p. 956.

- [167] Zozulya (A.A.) et Anderson (D.Z.). – Spatial structure of light and a nonlinear refractive index generated by fanning in photorefractive media. *Phys. Rev. A*, vol. 52, n° 1, 1995, p. 878.
- [168] Kamshilin (A. A.), Prokoviev (V. V.) et Jaaskelainen (T.). – Beam fanning and double phase conjugation in a fiber-like photorefractive sample. *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 31, n° 9, September 1995, p. 1642.
- [169] Garrett (M.H.), Chang (J.Y.), Jenssen (H.P.) et Warde (C.). – High beam-coupling gain and deep- and shallow-trap effects in cobalt-doped barium titanate, BaTiO<sub>3</sub>:Co. *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 9, 1992, p. 1407.
- [170] Fischer (B.), Weiss (S.) et Sternklar (S.). – Spatial light modulation and filtering effects in photorefractive wave mixing. *Appl. Phys. Lett.*, vol. 50, n° 9, March 1987, p. 483.
- [171] He (Q.B.), Yeh (P.), Gu (C.) et Neurgaonkar (R.R.). – Multigrating competition effects in photorefractive mutually pumped phase conjugation. *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 9, n° 1, January 1992, p. 114.
- [172] Kato (D.). – *J. Appl. Phys.*, vol. 44, 1973, p. 2756.
- [173] Presby (H. M.), Benner (A. F.) et Edwards (C. A.). – Laser micromachining of efficient fiber microlenses. *Appl. Opt.*, vol. 29, 1990, p. 2692.
- [174] Eisenstein (G.) et Vitello (D.). – Chemically etched conical microlenses for coupling single-mode lasers. *Appl. Opt.*, vol. 21, 1982, p. 3470.
- [175] Cohen (L. G.) et Schneider (M. V.). – *Appl. Opt.*, vol. 13, 1974, p. 89.
- [176] Bear (P. D.). – Microlenses for coupling single-mode fibers to single-mode thin-film. *Appl. Opt.*, vol. 19, 1980, p. 2906.
- [177] Lee (K. S.) et Barnes (F. S.). – Microlenses on the end of single-mode optical fibers for laser. *Appl. Opt.*, vol. 24, 1985, p. 3134.
- [178] Ecoffet (C.), Espanet (A.) et Lougnot (D. J.). – Photopolymerization by evanescent waves : a new method to obtain nanoparts. *Adv. Mater.*, vol. 10, 1998, p. 411.
- [179] Espanet (A.), Ecoffet (C.) et Lougnot (D. J.). – Photopolymerisation by evanescent waves ii : revealing dramatic inhibiting effects of oxygen at submicrometer scale. *J. Polym. Sci. A*, vol. Polym. Chem. 3, 1999, p. 2075.
- [180] Espanet (A.). – *Photopolymérisation par les ondes évanescentes. Application à la stéréolithographie et au stockage optique de l'information.* – Mulhouse, France, Thèse de PhD, Université de Haute Alsace, 1998.
- [181] Kewitsch (A. S.) et Yariv (A.). – Self-focusing and self-trapping of optical beams upon photopolymerization. *Opt. Lett.*, vol. 21, n° 1, 01 1996, p. 24.
- [182] Gerrard (A.) et Burch (J. M.). – *Introduction to Matrix Methods in Optics.* – New York, John Wiley & Sons Ltd., 1975, *Wiley Series in Pure and Applied Optics.*

- [183] Porras (M. A.), Alda (J.) et Bernabeu (E.). – Complex beam parameter and ABCD law for non gaussian and non spherical light beams. *Appl. Opt.*, vol. 31, n° 20, 10 1992, p. 6389.
- [184] Porras (M. A.), Alda (J.) et Bernabeu (E.). – Nonlinear propagation and transformation of arbitrary laser beams by means of the generalized ABCD formalism. *Appl. Opt.*, vol. 32, n° 20, 10 1993, p. 5885.
- [185] Feynman (Richard P.). – *The Strange Theory of Light and Matter*. – London, Penguin Books, 1990.



Leon the electron was not sure just to where he'd been blasted when the photon struck, but the indicators suggested he was now in one of the atom's degenerate orbitals.

## Résumé

C'est autour de la photoréfractivité et de l'auto-focalisation laser que mes travaux de recherche ont principalement été effectués. Cet ouvrage tente une description qui se veut la plus complète possible sans toutefois sacrifier à la minutie des détails, laquelle se trouvant dans d'autres écrits plus spécialisés tels que thèses ou publications scientifiques.

Nous la démarrons par une introduction aux raisons qui nous ont conduit à mener ces travaux. Les premiers développements de l'auto-focalisation laser photoréfractive sont donnés dans la première partie — laquelle contient également des références à des travaux antérieurs et à des activités d'enseignement. La deuxième est consacrée aux approfondissements qui ont suivi et qui, pour la plupart, sont encore en cours. La troisième partie est, elle, dévolue à des sujets *en marge*, qui ont en commun avec les premiers d'une part la photoréfractivité et d'autre part l'auto-focalisation. Par ailleurs, c'est en annexe que l'on trouvera des détails mathématiques originaux ainsi que des listes de publications dont certaines sont données dans leur totalité. La bibliographie s'y trouve également à sa place, la dernière.

Nous nous attachons à démontrer expérimentalement la réalité de l'auto-focalisation d'un faisceau laser dans un matériau photoréfractif, à des temps aussi de l'ordre de la seconde que de la nanoseconde. Nous avons également développé deux modèles distincts qui nous permettent d'interpréter nos résultats. L'exploitation de ces modèles passe par la réalisation d'algorithmes parallèles, au développement desquels quelques pages sont consacrées. Ces études ont permis, de par les outils qu'elles utilisent, le développement d'autres thématiques — Double Conjugaison de Phase Photoréfractive et Auto-focalisation dans les solutions photopolymérisables —, au sujet desquelles la dernière partie de ce document apporte quelques éclaircissements.

## Summary

It is in the field of both photorefractivity and laser self-focusing that I have mainly conducted my research activities. This book is its tentative exhaustive description. Details have been omitted so as to keep internal coherence at its best. If necessary, they can be found in other publications such as Ph.D. theses or scientific journals.

We shall start by a description of the reasons that led us to conduct research in this field. The first insights in photorefractive self-focusing are given in the first part — in which previous work and teaching works are also addressed. The second part is devoted to further developments of this theme, most of which are still on the way. The third one addresses themes which are different but related to the previous one by their use of photorefractivity or self-focusing. Appendices are where marginal though original mathematical considerations can be found — including one in English. Last but not least, references have found their way to the last pages.

At first, the existence of laser beam self focusing is demonstrated through experimental evidences, for continuous wave lasers as well as for nanosecond pulsed illuminations. These results are explained with the help of two models, one of which needs fast and parallel computations. Hints of the algorithms developed are then given. Last, other themes have grown on the basis of our studies, namely photorefractive double self-conjugation and photopolymer self-focusing.