



**HAL**  
open science

# Optimisation d'un double miroir à conjugaison de phase dans un cristal photoréfractif de BaTiO<sub>3</sub>

Catherine Mailhan

► **To cite this version:**

Catherine Mailhan. Optimisation d'un double miroir à conjugaison de phase dans un cristal photoréfractif de BaTiO<sub>3</sub>. Physique [physics]. Université Paul Verlaine - Metz, 2000. Français. NNT : 2000METZ038S . tel-01748980

**HAL Id: tel-01748980**

**<https://hal.univ-lorraine.fr/tel-01748980>**

Submitted on 29 Mar 2018

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

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



## AVERTISSEMENT

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

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

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

Contact : [ddoc-theses-contact@univ-lorraine.fr](mailto:ddoc-theses-contact@univ-lorraine.fr)

## LIENS

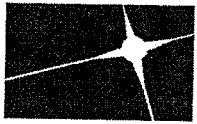
Code de la Propriété Intellectuelle. articles L 122. 4

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

[http://www.cfcopies.com/V2/leg/leg\\_droi.php](http://www.cfcopies.com/V2/leg/leg_droi.php)

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

S/M<sub>2</sub> 00138



ÉCOLE  
SUPÉRIEURE  
D'ÉLECTRICITÉ

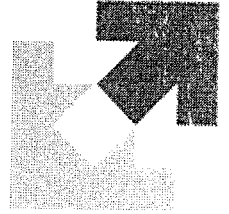
Supélec

Campus de Metz

# Laboratoire Matériaux Optiques, Photonique et Systèmes

Laboratoire commun à l'Université de Metz et  
Supélec

Centre Lorrain d'Optique et Electronique des  
Solides



UNIVERSITE  
DE METZ

## THESE

présentée dans le cadre de l'Ecole Doctorale EMMA  
pour obtenir le grade de

**Docteur de l'Université de Metz**

mention **Physique**

Par

**Catherine MAILHAN**

### **Optimisation d'un double miroir à conjugaison de phase dans un cristal photoréfractif de BaTiO<sub>3</sub>**

soutenue le 14 décembre 2000 devant la commission d'examen :

- C. OZKUL                    Professeur de l'Université de Rouen, CNRS/CORIA (Rapporteur)
- G. PAULIAT                Chargé de recherche CNRS, IOTA, Laboratoire C. Fabry, Orsay (Rapporteur)
- J.M. NUNZI                Professeur de l'Université d'Angers, CNRS/POMA
- D. RYTZ                    Docteur d'état, directeur de F.E.E., Idar Oberstein (Allemagne)
- T. TSCHUDI                Prof. Dr. Technische Universität Darmstadt (Allemagne)
- Institut für Angewandte Physik (Président)

M. GOETZ

et Recherche

BIBLIOTHEQUE UNIVERSITAIRE DE METZ



022 420023 9

9)

Codirecteur de thèse

ES

Directeur de thèse

G. KUGEL

## Je tiens à remercier ici

- Godefroy Kugel, qui a dirigé cette thèse, pour sa disponibilité, son soutien scientifique et moral mais aussi pour ses réactions toujours positives et constructives face aux problèmes variés que j'ai pu lui poser.
- Michel Goetz, co-directeur, pour ses précieux conseils et les nombreuses discussions qui m'ont aidée à mettre de l'ordre dans mes idées.
- Cafer Ozkul et Gilles Pauliat, pour avoir accepté, malgré leurs nombreuses occupations, la tâche de rapporteurs.
- Jean Michel Nunzi, Daniel Rytz et Theo Tschudi, d'être présents à ce jury de thèse.
- Nicolas Fressengeas, lecteur attentif de mes travaux.
- Delphine Wolfersberger, dont j'ai eu le plaisir de partager le bureau durant cette dernière année et qui a supporté avec patience mes angoisses en particulier lors de la phase de rédaction de ce mémoire.
- Jean-Marc Vanzo, qui m'a accueillie au sein du personnel de Supélec.
- Jean-Luc Collette, Yves Houzelles et Jean Maufoy, pour leur aide sympathique et leurs bons conseils.
- Mario Fernandes, qui a conçu et réalisé sur mesure avec une grande précision les pièces mécaniques indispensables à la réalisation du banc expérimental
- Christelle Hesse, Malik Hocine, Frédéric Lhommé et tous mes collègues de Supélec et du CLOES pour leur accueil chaleureux et sympathique.
- Richard Kielbasa, grâce à qui j'ai pu entrer en contact avec Michel Goetz et commencer cette thèse.
- Jean-Christophe, Camille et Arnaud, pour leur soutien et leur confiance indéfectibles ; sans vous je ne serais jamais parvenue au terme de ce travail. Merci à vous trois.

BIBLIOTHEQUE UNIVERSITAIRE - METZ	
N° inv.	2000 0505
Cote	S/M <sub>3</sub> 00/38
Loc	Magasin

# Table des matières

<b>1</b>	<b>Introduction générale</b>	<b>19</b>
1.1	Conjugaison de phase, double conjugaison de phase, généralités . . .	19
1.2	Plan . . . . .	20
<b>2</b>	<b>Photoréfractivité</b>	<b>21</b>
2.1	Introduction . . . . .	21
2.2	Principe et matériaux . . . . .	22
2.2.1	Mécanisme . . . . .	22
2.2.2	Matériaux photoréfractifs . . . . .	24
2.2.3	Cas de BaTiO <sub>3</sub> . . . . .	24
2.3	Des exemples de processus utilisant l'effet photoréfractif . . . . .	29
2.3.1	Holographie statique . . . . .	29
2.3.2	Mélange à deux ondes dégénéré dans BaTiO <sub>3</sub> . . . . .	30
2.3.3	Conjugaison de phase . . . . .	34
2.3.4	Mélange à quatre ondes dans les photoréfractifs et conjugaison de phase . . . . .	36
2.3.5	Conjugaison de phase autopompée . . . . .	40
<b>3</b>	<b>Miroir à double conjugaison de phase : rappels bibliographiques, principe et mesures exploratoires</b>	<b>45</b>
3.1	La double conjugaison de phase dans la littérature : principe et ap- plications . . . . .	45
3.1.1	Définition et historique . . . . .	45
3.1.2	Différentes configurations présentées dans la littérature . . . .	50

3.1.3	Le DPCM, oscillateur ou amplificateur? . . . . .	55
3.1.4	Une difficulté prévisible : la diffraction conique . . . . .	56
3.1.5	Applications du miroir à double conjugaison de phase . . . . .	58
3.2	Premiers résultats expérimentaux et analyse . . . . .	60
3.2.1	Présentation du banc expérimental permettant la recherche de configurations optimales . . . . .	63
3.2.2	Résultats obtenus dans différentes configurations et quelques éléments d'analyse . . . . .	66
3.2.3	Difficultés rencontrées et solutions adoptées . . . . .	74
3.3	Modélisation . . . . .	79
3.3.1	Modèle de Ewbank . . . . .	79
3.3.2	Adaptation du modèle précédent à la configuration DPCM . . . . .	80
3.3.3	Résultats de la modélisation . . . . .	83
3.4	Conclusion . . . . .	84
<b>4</b>	<b>Etude du Beam-Fanning</b> . . . . .	<b>87</b>
4.1	Introduction . . . . .	87
4.1.1	Les débuts . . . . .	87
4.1.2	Description du phénomène . . . . .	87
4.1.3	Interprétations et modélisations de la littérature . . . . .	88
4.1.4	Objectifs poursuivis ici . . . . .	90
4.1.5	Conditions adoptées dans l'étude . . . . .	90
4.2	Banc expérimental et paramètres utilisés . . . . .	91
4.3	Quelques résultats expérimentaux . . . . .	93
4.4	Détermination expérimentale et théorique de l'angle de fanning . . . . .	102
4.4.1	Evaluation de l'angle de fanning associé à un angle d'incidence par maximisation du gain . . . . .	102
4.4.2	Mesures en faisceau fin . . . . .	106
4.4.3	Application du modèle à la détermination des angles de fan- ning successifs . . . . .	108
4.5	Evaluation de la répartition angulaire de l'intensité . . . . .	111

4.5.1	Faisceaux larges ou fins . . . . .	111
4.5.2	Evolution temporelle dans les directions d'ordres successifs .	114
4.5.3	Nécessité d'utiliser le modèle à deux niveaux de donneurs . .	120
4.6	Conclusions concernant le fanning . . . . .	123
<b>5</b>	<b>Optimisation du DPCM</b>	<b>125</b>
5.1	Introduction . . . . .	125
5.2	Conditions expérimentales . . . . .	126
5.2.1	Nouveau montage . . . . .	126
5.2.2	Critères de choix des paramètres angulaires . . . . .	128
5.2.3	Cristaux testés et angles choisis . . . . .	130
5.2.4	Méthode adoptée pour la réalisation des mesures . . . . .	130
5.3	Résultats des mesures avec deux faisceaux fins dans le cristal non dopé	131
5.3.1	Remarques préliminaires et conditions expérimentales . . . .	131
5.3.2	Caractérisation d'un optimum . . . . .	132
5.3.3	Influence d'une translation horizontale du faisceau 1 . . . . .	133
5.3.4	Influence d'une translation verticale du faisceau 2 . . . . .	139
5.3.5	Evolution des conjuguées en fonction de la puissance incidente	143
5.3.6	Conclusion partielle . . . . .	144
5.4	Résultats de mesures avec deux faisceaux larges dans le cristal non dopé . . . . .	145
5.4.1	Conditions expérimentales . . . . .	145
5.4.2	Vérification de l'hypothèse "faisceaux larges" . . . . .	145
5.4.3	Résultats obtenus . . . . .	146
5.5	Résultats des mesures avec un faisceau large et un faisceau fin dans le cristal non dopé . . . . .	151
5.5.1	Conditions expérimentales . . . . .	151
5.5.2	Résultats obtenus . . . . .	153
5.6	Résultats des mesures avec deux faisceaux fins dans le cristal dopé .	166
5.6.1	Conditions expérimentales . . . . .	166
5.6.2	Résultats . . . . .	166

5.7	Synthèse des résultats . . . . .	172
5.7.1	Les optima . . . . .	172
5.7.2	Comportement hors des conditions optimales . . . . .	173
5.7.3	Conclusion . . . . .	173
<b>6</b>	<b>Conclusion</b>	<b>175</b>
6.1	Principaux résultats obtenus . . . . .	175
6.2	Axes de recherche ouverts pour l'avenir . . . . .	176



# Table des figures

2.1	Description de l'effet phorotéfractif dans le cas général. . . . .	25
2.2	Présentation succincte des caractéristiques de BaTiO <sub>3</sub> . . . . .	26
2.3	Inscription et lecture d'un hologramme statique . . . . .	30
2.4	Mélange à deux ondes . . . . .	31
2.5	Rétablissement du front d'onde par conjugaison de phase. Comparai- son avec l'action d'un miroir classique. La forme grisée représente le milieu de propagation responsable de l'aberration du faisceau incident	36
2.6	Mélange à quatre ondes . . . . .	37
2.7	Différentes configurations de miroirs à conjugaison de phase auto- pompée présentées par Günter et Huignard [4] en 1988 . . . . .	41
2.8	Le miroir "Cat" dans BaTiO <sub>3</sub> , aspect de la boucle de lumière . . . . .	42
2.9	Interprétation du "Cat" au myen de deux zones de FWM . . . . .	43
3.1	Double conjugaison de phase: cas général . . . . .	46
3.2	Configuration DPCM présentée par Weiss <i>et al.</i> [36] . . . . .	46
3.3	MIBC proposé par Smout et Eason [38] . . . . .	47
3.4	BWPC présenté par Ewbank [39] . . . . .	48
3.5	BWPC avec le modèle de Yeh <i>et al.</i> [40], les traits en pointillés ma- térialisent l'oscillation interne . . . . .	48
3.6	MIBC avec le modèle de Yeh <i>et al.</i> [40], les traits en pointillés maté- rialisent l'oscillation interne . . . . .	48
3.7	Bridge MPPC dans SBN présenté par Sharp <i>et al.</i> [41] . . . . .	49
3.8	Bridge MPPC dans SBN modèle de Sharp <i>et al.</i> [41] . . . . .	49
3.9	MPPC dans Rh-SBN:60, présenté par He <i>et al.</i> [42] . . . . .	50

3.10 Bridge MPPC dans BaTiO <sub>3</sub> présenté par James <i>et al.</i> [43] et [44] . . .	51
3.11 Modified Bridge dans BaTiO <sub>3</sub> présenté par Wang <i>et al.</i> [45] . . . . .	51
3.12 Modified Bridge, interprétation théorique . . . . .	52
3.13 Frog Legs dans SBN présenté par Ewbank <i>et al.</i> [46] . . . . .	52
3.14 Plate Formed dans BaTiO <sub>3</sub> :Ce présenté par Zhang <i>et al.</i> [47] . . . . .	53
3.15 Rainbow dans BaTiO <sub>3</sub> :Ce présenté par Wang <i>et al.</i> [48] . . . . .	53
3.16 FishHead dans BaTiO <sub>3</sub> présenté par Chang <i>et al.</i> [49] . . . . .	53
3.17 fish dans BaTiO <sub>3</sub> présenté par Chang <i>et al.</i> [49] . . . . .	54
3.18 ray dans BaTiO <sub>3</sub> présenté par Chang <i>et al.</i> [49] . . . . .	54
3.19 diffraction conique dans le cas à deux dimensions . . . . .	57
3.20 diffraction conique dans le cas à trois dimensions . . . . .	58
3.21 FOG dans sa configuration actuelle . . . . .	60
3.22 FOG avec DPCM . . . . .	61
3.23 Montage permettant l'étude de la double conjugaison de phase . . . . .	62
3.24 Schéma représentant les filaments tels qu'ils apparaissent dans le cristal lors de la double conjugaison . . . . .	67
3.25 Photo prise en vue de dessus du cristal non dopé en configuration "fish head" . . . . .	68
3.26 Photo prise en vue de dessus du cristal dopé avec un seul faisceau . . . . .	70
3.27 Photo prise en vue de dessus du cristal dopé avec le second faisceau . . . . .	70
3.28 Photo prise en vue de dessus du cristal dopé lors de l'établissement du "modified bridge" . . . . .	71
3.29 Photo prise en vue de dessus du cristal dopé en "modified bridge" établi . . . . .	71
3.30 Photo prise en vue de dessus du cristal dopé en "modified bridge" établi . . . . .	71
3.31 début de filamentation . . . . .	72
3.32 les deux filaments deviennent plus nets . . . . .	72
3.33 disparition d'un filament . . . . .	72
3.34 migration du filament dans le sens de l'axe . . . . .	73
3.35 apparition d'un second filament en amont par rapport au sens de l'axe . . . . .	73

3.36	Avec d'avantage d'intensité incidente on peut visualiser trois filaments	73
3.37	Configuration DPCM dans le cristal non dopé . . . . .	74
3.38	Comportement stable du DPCM . . . . .	75
3.39	Comportement instable du DPCM . . . . .	75
3.40	Schéma illustrant le calcul de l'élévation de température dans le cristal	77
3.41	Comportement du DPCM malgré l'élimination des causes extérieures d'instabilités. . . . .	79
3.42	Modèle utilisé pour la configuration DPCM avec deux zones de FWM	80
3.43	Le faisceau 1 subit le beam fanning . . . . .	80
3.44	Le faisceau 2 subit le beam fanning . . . . .	80
3.45	Les faisceaux 1 et 2 illuminent simultanément le cristal . . . . .	81
3.46	Le DPCM s'établit avec une direction commune de fanning . . . . .	81
3.47	Diagramme simplifié du fonctionnement de la configuration DPCM. Les zones hachurées représentent les réseaux intervenant dans la double conjugaison de phase . . . . .	82
3.48	Résultats de la simulation de la configuration DPCM basée sur le modèle de Ewbank <i>et al.</i> avec des intensités incidentes égales et des pertes $P^2 = 0.3$ . . . . .	84
4.1	Fanning en vue de dessus dans un cristal de $\text{BaTiO}_3:\text{Co}$ . . . . .	88
4.2	Figure de fanning pour un cristal de $\text{BaTiO}_3$ . . . . .	89
4.3	Montage utilisé pour l'étude du BF, définition des deux faces d'entrée possibles . . . . .	92
4.4	Définition de la largeur du faisceau dans le cristal et évolution avec l'angle d'incidence du rapport entre la largeur dans et à l'extérieur du cristal. . . . .	94
4.5	Figure de fanning typique obtenue dans le cristal non dopé pour une face d'entrée $-c$ , et un angle d'incidence $23^\circ$ . . . . .	94
4.6	Figure de fanning typique obtenue dans le cristal non dopé pour une face d'entrée $+c$ , et un angle d'incidence $12^\circ$ . . . . .	95

4.7	Figure de fanning typique obtenue dans le cristal non dopé pour une face d'entrée $-c$ , et un angle d'incidence $15.5^\circ$ . . . . .	96
4.8	Figure de fanning typique obtenue dans le cristal non dopé pour une face d'entrée $-c$ , et un angle d'incidence $18.6^\circ$ . . . . .	96
4.9	Figure de fanning typique obtenue dans le cristal non dopé pour une face d'entrée $-c$ , et un angle d'incidence $23^\circ$ . . . . .	97
4.10	Figure de fanning typique obtenue dans le cristal non dopé pour une face d'entrée $-c$ , et un angle d'incidence $4.1^\circ$ . . . . .	97
4.11	Figure de fanning typique obtenue dans le cristal non dopé pour une face d'entrée $-c$ , et un angle d'incidence $8.2^\circ$ . . . . .	98
4.12	Figure de fanning typique obtenue dans le cristal non dopé pour une face d'entrée $-c$ , et un angle d'incidence $12^\circ$ . . . . .	98
4.13	Figures de fanning obtenues dans le cristal non dopé pour une face d'entrée $-c$ , et un angle d'incidence $24.2^\circ$ , les puissances incidentes varient de $18 \mu W$ à $300 \mu W$ . . . . .	99
4.14	Figures de fanning obtenues avec le même angle d'incidence pour deux puissances incidentes différentes. La lentille cylindrique a une distance focale de $3.81 \text{ cm}$ . . . . .	100
4.15	Figures de fanning obtenues avec le même angle d'incidence pour deux puissances incidentes différentes. La lentille cylindrique a une distance focale de $15 \text{ cm}$ . . . . .	100
4.16	Figures de fanning obtenues avec le même angle d'incidence pour deux largeurs de faisceaux différentes dans le cristal dopé . . . . .	101
4.17	évolution de l'angle de fanning en fonction de l'angle d'incidence dans le cristal non dopé, face $-c$ , pour des waists différents . . . . .	101
4.18	Courbes théoriques obtenues pour divers dopages . . . . .	105
4.19	Evolution de l'angle de fanning en fonction de l'angle d'incidence. Les points noirs correspondent à l'échantillon dopé, les points gris à l'échantillon non dopé. . . . .	106
4.20	Confrontation des courbes théoriques et des points expérimentaux. En noir, le cas du cristal dopé, en gris celui du cristal non dopé . . .	107

4.21	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 $23^\circ$ . . . . .	109
4.22	Définition de la longueur efficace de recouvrement, différence entre faisceau fin et large . . . . .	111
4.23	Evolution du fanning dans le cristal non dopé pour un angle d'incidence de $23^\circ$ dans les directions principales prévues par le modèle développé en 4.5.1 pour diverses puissances incidentes. . . . .	115
4.24	Evolution du fanning dans le cristal dopé pour un angle d'incidence de $18.6^\circ$ dans les directions principales prévues par le modèle développé en 4.5.1 pour diverses puissances incidentes. . . . .	116
4.25	Evolution du fanning dans le cristal dopé pour un angle d'incidence de $18.6^\circ$ dans les directions principales prévues par le modèle développé en 4.5.1 pour diverses puissances incidentes (suite). . . . .	117
4.26	Evolution calculée du fanning dans les directions principales prévues. Courbes obtenues avec les paramètres du cristal non dopé. (a) : modèle décrit par les Equations 4.14 et 4.15, (b) : modèle décrit par l'Equation 4.16 . . . . .	118
4.27	Evolution calculée du fanning dans les directions principales prévues pour différentes valeurs du paramètre $\eta$ . Courbes obtenues avec les paramètres du cristal non dopé. . . . .	122
5.1	montage utilisé pour la recherche de l'optimum du DPCM . . . . .	127
5.2	Evolution du rapport de l'intensité lumineuse réfléchie par rapport à celle incidente calculée en fonction de l'angle d'incidence en degrés pour un faisceau passant de l'air dans le cristal de $\text{BaTiO}_3$ . . . . .	128
5.3	Points expérimentaux et courbes théoriques permettant la détermination de l'angle de fanning en fonction de l'angle d'incidence dans le cristal pour les deux faces d'entrée considérées. En noir, les courbes et points correspondant au cristal dopé, en gris le cas du cristal non dopé . . . . .	129

5.4	Evolution temporelle des rendements du DPCM dans le cristal non dopé pour deux faisceaux fins. La situation de recouvrement est optimale et la mesure est effectuée durant 10000 s . . . . .	133
5.5	Schéma indiquant les sens de déplacement adoptés pour chacun des faisceaux incidents . . . . .	134
5.6	Evolution temporelle des rendements du DPCM dans le cristal non dopé avec deux faisceaux fins pour $d = 721 \mu m$ . . . . .	134
5.7	Evolution temporelle des rendements du DPCM dans le cristal non dopé avec deux faisceaux fins pour $d = 480 \mu m$ . . . . .	135
5.8	Evolution temporelle des rendements du DPCM dans le cristal non dopé avec deux faisceaux fins pour $d = 240 \mu m$ . . . . .	135
5.9	Evolution temporelle des rendements du DPCM dans le cristal non dopé avec deux faisceaux fins pour $d = 0 \mu m$ . . . . .	135
5.10	Evolution temporelle des rendements du DPCM dans le cristal non dopé avec deux faisceaux fins pour $d = -240 \mu m$ . . . . .	136
5.11	Evolution temporelle des rendements du DPCM dans le cristal non dopé avec deux faisceaux fins pour $d = -480 \mu m$ . . . . .	136
5.12	Evolution temporelle des rendements du DPCM dans le cristal non dopé avec deux faisceaux fins pour $d = -721 \mu m$ . . . . .	136
5.13	Synthèse de l'évolution des rendements dans le cristal non dopé avec deux faisceaux fins pour une translation latérale . . . . .	137
5.14	Deux cas dans lesquels de la conjugaison simple est susceptible de s'ajouter ou de se substituer à la double conjugaison . . . . .	138
5.15	Evolution temporelle des rendements du DPCM dans le cristal non dopé avec deux faisceaux fins pour $h = -100 \mu m$ . . . . .	139
5.16	Evolution temporelle des rendements du DPCM dans le cristal non dopé avec deux faisceaux fins pour $h = -80 \mu m$ . . . . .	140
5.17	Evolution temporelle des rendements du DPCM dans le cristal non dopé avec deux faisceaux fins pour $h = -60 \mu m$ . . . . .	140
5.18	Evolution temporelle des rendements du DPCM dans le cristal non dopé avec deux faisceaux fins pour $h = -40 \mu m$ . . . . .	140

5.19	Evolution temporelle des rendements du DPCM dans le cristal non dopé avec deux faisceaux fins pour $h = -20 \mu m$ . . . . .	141
5.20	Evolution temporelle des rendements du DPCM dans le cristal non dopé avec deux faisceaux fins pour $h = 0 \mu m$ . . . . .	141
5.21	Evolution temporelle des rendements du DPCM dans le cristal non dopé avec deux faisceaux fins pour $h = 20 \mu m$ . . . . .	141
5.22	Evolution temporelle des rendements du DPCM dans le cristal non dopé avec deux faisceaux fins pour $h = 40 \mu m$ . . . . .	142
5.23	Evolution temporelle des rendements du DPCM dans le cristal non dopé avec deux faisceaux fins pour $h = 60 \mu m$ . . . . .	142
5.24	Evolution temporelle des rendements du DPCM dans le cristal non dopé avec deux faisceaux fins pour $h = 80 \mu m$ . . . . .	142
5.25	Synthèse de l'évolution des rendements pour une translation verticale	143
5.26	Evolution des maxima de rendements du DPCM dans la situation de recouvrement optimale pour des puissances incidentes variables . . .	144
5.27	Evolution temporelle des intensités diffractées par le cristal dans les directions de conjugaison . . . . .	147
5.28	Evolution temporelle des rendements du DPCM à l'optimum de stabilité dans le cristal non dopé avec deux faisceaux larges, cas stable	147
5.29	Evolution des rendements du DPCM à l'optimum de rendement dans le cristal non dopé avec deux faisceaux larges, cas présentant un bon rendement . . . . .	148
5.30	Evolution temporelle des rendements du DPCM dans le cristal non dopé avec deux faisceaux larges pour $d = -144 \mu m$ . . . . .	149
5.31	Evolution temporelle des rendements du DPCM dans le cristal non dopé avec deux faisceaux larges pour $d = 0 \mu m$ . . . . .	149
5.32	Evolution temporelle des rendements du DPCM dans le cristal non dopé avec deux faisceaux larges pour $d = 144 \mu m$ . . . . .	149
5.33	Evolution temporelle des rendements du DPCM dans le cristal non dopé avec deux faisceaux larges pour $d = 288 \mu m$ . . . . .	150

5.34	Evolution temporelle des rendements du DPCM dans le cristal non dopé avec deux faisceaux larges pour $d = 432 \mu m$ . . . . .	150
5.35	Evolution temporelle des rendements du DPCM dans le cristal non dopé avec deux faisceaux larges pour $d = 576 \mu m$ . . . . .	150
5.36	Présentation des deux cas étudiés pour un faisceau 1 large et un faisceau 2 fin . . . . .	152
5.37	Evolution des rendements du DPCM à l'optimum de stabilité avec un faisceau large et un faisceau fin dans le cristal non dopé . . . . .	154
5.38	Evolution des rendements du DPCM avec un faisceau large et un faisceau fin dans le cristal non dopé $d = -840 \mu m$ . . . . .	154
5.39	Evolution des rendements du DPCM avec un faisceau large et un faisceau fin dans le cristal non dopé $d = -720 \mu m$ . . . . .	155
5.40	Evolution des rendements du DPCM avec un faisceau large et un faisceau fin dans le cristal non dopé $d = -600 \mu m$ . . . . .	155
5.41	Evolution des rendements du DPCM avec un faisceau large et un faisceau fin dans le cristal non dopé $d = -480 \mu m$ . . . . .	155
5.42	Evolution des rendements du DPCM avec un faisceau large et un faisceau fin dans le cristal non dopé $d = -360 \mu m$ . . . . .	156
5.43	Evolution des rendements du DPCM avec un faisceau large et un faisceau fin dans le cristal non dopé $d = -240 \mu m$ . . . . .	156
5.44	Evolution des rendements du DPCM avec un faisceau large et un faisceau fin dans le cristal non dopé $d = -120 \mu m$ . . . . .	156
5.45	Evolution des rendements du DPCM avec un faisceau large et un faisceau fin dans le cristal non dopé $d = 0 \mu m$ . . . . .	157
5.46	Evolution des rendements du DPCM avec un faisceau large et un faisceau fin dans le cristal non dopé $d = 120 \mu m$ . . . . .	157
5.47	Evolution des rendements du DPCM avec un faisceau large et un faisceau fin dans le cristal non dopé $d = 240 \mu m$ . . . . .	157
5.48	Evolution des rendements du DPCM avec un faisceau large et un faisceau fin dans le cristal non dopé $d = 360 \mu m$ . . . . .	158



5.49	Evolution des rendements du DPCM avec un faisceau large et un faisceau fin dans le cristal non dopé $d = 480 \mu m$ . . . . .	158
5.50	Evolution des rendements du DPCM avec un faisceau large et un faisceau fin dans le cristal non dopé $d = 600 \mu m$ . . . . .	158
5.51	Mise en évidence de l'existence de conjugaison autopompée dans les mesures de DPCM pour $d = 600 \mu m$ avec un faisceau large et un faisceau fin dans le cristal non dopé . . . . .	159
5.52	Mise en évidence du caractère négligeable de la conjugaison autopompée devant le DPCM pour $d = 0 \mu m$ , soit à l'optimum avec un faisceau large et un faisceau fin dans le cristal non dopé . . . . .	159
5.53	Mise en évidence de l'existence de conjugaison autopompée dans les mesures de DPCM pour $d = -600 \mu m$ avec un faisceau large et un faisceau fin dans le cristal non dopé . . . . .	160
5.54	Mesure à l'optimum de l'évolution des rendements du DPCM pour un angle de fanning du faisceau 2 compris entre $\theta_{f,1}^{(1)}$ et $\theta_{f,1}^{(2)}$ . . . . .	161
5.55	Mesure à l'optimum de l'évolution des rendements du DPCM pour un angle de fanning du faisceau 2 compris entre $\theta_{f,1}^{(1)}$ et $\theta_{f,1}^{(2)}$ . . . . .	161
5.56	Evolution des rendements du DPCM pour un angle de fanning du faisceau 2 compris entre $\theta_{f,1}^{(1)}$ et $\theta_{f,1}^{(2)}$ , $d = -480 \mu m$ . . . . .	162
5.57	Evolution des rendements du DPCM pour un angle de fanning du faisceau 2 compris entre $\theta_{f,1}^{(1)}$ et $\theta_{f,1}^{(2)}$ , $d = -360 \mu m$ . . . . .	162
5.58	Evolution des rendements du DPCM pour un angle de fanning du faisceau 2 compris entre $\theta_{f,1}^{(1)}$ et $\theta_{f,1}^{(2)}$ , $d = -240 \mu m$ . . . . .	162
5.59	Evolution des rendements du DPCM pour un angle de fanning du faisceau 2 compris entre $\theta_{f,1}^{(1)}$ et $\theta_{f,1}^{(2)}$ , $d = -120 \mu m$ . . . . .	163
5.60	Evolution des rendements du DPCM pour un angle de fanning du faisceau 2 compris entre $\theta_{f,1}^{(1)}$ et $\theta_{f,1}^{(2)}$ , $d = 0 \mu m$ . . . . .	163
5.61	Evolution des rendements du DPCM pour un angle de fanning du faisceau 2 compris entre $\theta_{f,1}^{(1)}$ et $\theta_{f,1}^{(2)}$ , $d = 120 \mu m$ . . . . .	163
5.62	Evolution des rendements du DPCM pour un angle de fanning du faisceau 2 compris entre $\theta_{f,1}^{(1)}$ et $\theta_{f,1}^{(2)}$ , $d = 240 \mu m$ . . . . .	164

5.63	Evolution des rendements du DPCM pour un angle de fanning du faisceau 2 compris entre $\theta_{f,1}^{(1)}$ et $\theta_{f,1}^{(2)}$ , $d = 360 \mu m$ . . . . .	164
5.64	Evolution des rendements du DPCM pour un angle de fanning du faisceau 2 compris entre $\theta_{f,1}^{(1)}$ et $\theta_{f,1}^{(2)}$ , $d = 480 \mu m$ . . . . .	164
5.65	Evolution des rendements du DPCM pour un angle de fanning du faisceau 2 compris entre $\theta_{f,1}^{(1)}$ et $\theta_{f,1}^{(2)}$ , $d = 600 \mu m$ . . . . .	165
5.66	Evolution des rendements du DPCM dans le cristal dopé en faisceaux fins à l'optimum . . . . .	167
5.67	Evolution des rendements du DPCM dans le cristal dopé en faisceaux fins, $d = 840 \mu m$ . . . . .	167
5.68	Evolution des rendements du DPCM dans le cristal dopé en faisceaux fins $d = 610 \mu m$ . . . . .	168
5.69	Evolution des rendements du DPCM dans le cristal dopé en faisceaux fins $d = 374 \mu m$ . . . . .	168
5.70	Evolution des rendements du DPCM dans le cristal dopé en faisceaux fins $d = 140 \mu m$ . . . . .	168
5.71	Evolution des rendements du DPCM dans le cristal dopé en faisceaux fins $d = 93 \mu m$ . . . . .	169
5.72	Evolution des rendements du DPCM dans le cristal dopé en faisceaux fins $d = 46 \mu m$ . . . . .	169
5.73	Evolution des rendements du DPCM dans le cristal dopé en faisceaux fins $d = 0 \mu m$ . . . . .	169
5.74	Evolution des rendements du DPCM dans le cristal dopé en faisceaux fins $d = -46 \mu m$ . . . . .	170
5.75	Evolution des rendements du DPCM dans le cristal dopé en faisceaux fins $d = -93 \mu m$ . . . . .	170
5.76	Evolution des rendements du DPCM dans le cristal dopé en faisceaux fins $d = -327 \mu m$ . . . . .	170
5.77	Evolution des rendements du DPCM dans le cristal dopé en faisceaux fins $d = -560 \mu m$ . . . . .	171

5.78 Evolution du rendement $r_1$ du DPCM dans le cristal dopé en fais- ceaux fins à l'optimum pour diverses puissances incidentes . . . . .	171
---	-----

# Chapitre 1

## Introduction générale

### 1.1 Conjugaison de phase, double conjugaison de phase, généralités

En 1983, dans son ouvrage intitulé "Optical phase conjugation", Fischer [1] donne la définition suivante de la conjugaison de phase : *La conjugaison de phase optique est une technique qui utilise les effets optiques non linéaires pour renverser exactement à la fois la direction de propagation et le facteur de phase pour chaque onde plane appartenant à un faisceau lumineux quelconque. Le procédé peut être considéré comme un type très particulier de "miroir" avec des propriétés spécifiques de traitement d'images. Un faisceau réfléchi par un miroir à conjugaison de phase suit exactement le même chemin que le faisceau incident en sens inverse (...) Un miroir classique change le signe de la composante du vecteur  $\vec{k}$  normale à la surface du miroir, tout en laissant la composante tangentielle inchangée (...) au contraire, un miroir à conjugaison de phase cause l'inversion du vecteur  $\vec{k}$ .*

Nous nous intéressons ici à une variante du processus qui est la double conjugaison de phase. Dans ce cas, deux faisceaux interagissent avec le milieu non linéaire, et deux ondes conjuguées sont obtenues en sortie du dispositif. Dans notre cas, le milieu non linéaire utilisé est un cristal photoréfractif de BaTiO<sub>3</sub>.

L'une des applications envisagées dès la découverte de ce phénomène est l'insertion d'un cristal réalisant la double conjugaison de phase dans un gyroscope à fibre

optique. Le matériau dans lequel nous étudions la double conjugaison de phase est le cristal photoréfractif titanate de baryum ( $\text{BaTiO}_3$ ).

## 1.2 Plan

Dans une première partie (Chapitre 2), nous nous proposons par conséquent de commencer par présenter l'effet photoréfractif, qui est responsable du phénomène de double conjugaison de phase. Le principe de l'effet sera exposé, ainsi que des applications de ce dernier. En particulier, nous détaillerons le fonctionnement du miroir à conjugaison de phase autopompée de type "Cat" qui présente des analogies avec la double conjugaison de phase.

Le Chapitre 3 est consacré aux principes généraux de la double conjugaison de phase elle-même. Les différentes configurations recensées dans la littérature sont exposées. Par ailleurs, nous présentons nos premiers résultats d'expériences en double conjugaison réalisées dans les cristaux dont nous disposons. Ce travail préparatoire aboutit au choix d'une configuration de mesure adaptée ainsi qu'à la mise en évidence de points à éclaircir en ce qui concerne le fonctionnement du beam-fanning.

Une étude originale approfondie tant théorique qu'expérimentale du phénomène de beam-fanning est décrite au Chapitre 4. Celle-ci nous permet d'arriver à modéliser de façon relativement simple le comportement non linéaire de la lumière dans les cristaux considérés et de nous mettre en situation de mieux étudier la double conjugaison de phase.

Le Chapitre 5 est consacré à l'amélioration des performances de la double conjugaison de phase. En effet, un choix des directions des faisceaux incidents basé sur le modèle de fanning, permet d'obtenir une double conjugaison de phase à la fois rapide à établir, stable dans le temps et efficace.

## Chapitre 2

# Photoréfractivité

### 2.1 Introduction

L'effet photoréfractif, remarqué en 1966 par Ashkin *et al.* [2] dans des cristaux de  $\text{LiNbO}_3$  et  $\text{LiTaO}_3$ , est une modification locale de l'indice de réfraction  $n$  du matériau due à une illumination non uniforme. Sa découverte est intervenue lors de l'étude de la transmission de faisceaux laser à travers des cristaux électro-optiques.

L'effet photoréfractif a été tout d'abord perçu comme une nuisance. Il induit en effet une défocalisation des faisceaux dans des cristaux dont les forts coefficients électro-optiques et non linéaires permettraient une utilisation pour la modulation ou le doublage de fréquence. C'est pourquoi il a tout d'abord été qualifié de "dommage optique".

Cependant assez rapidement, les applications potentielles du phénomène sont apparues et ont donné lieu à de nombreuses études sur les matériaux présentant des propriétés photoréfractives, ainsi que sur les propriétés elles-mêmes (les ouvrages de Yariv et Yeh [3], Günter et Huignard [4], Yeh [5] ou encore Günter [6] par exemple donnent un aperçu global de ces travaux).

Nous allons rappeler ici le fonctionnement de l'effet photoréfractif, puis considérer le phénomène particulier de la conjugaison de phase ainsi que quelques unes de ses applications.

## 2.2 Principe et matériaux

La modulation spatiale d'éclairement prise en compte dans ce qui suit étant due le plus souvent à des interférences entre faisceaux cohérents, nous considérerons des éclairagements périodiques de période spatiale  $\Lambda$ .

### 2.2.1 Mécanisme

Le phénomène photoréfractif est lié à la présence dans le matériau de centres donneurs et pièges dont les niveaux d'énergie se situent dans la bande interdite. Ces centres peuvent provenir soit d'un dopage intentionnel, soit de la présence d'impuretés à l'état de traces comme par exemple le fer  $Fe$  dans les composés ferroélectriques à octaèdre d'oxygène, qui intervient alors comme donneur ou accepteur via le changement de valence  $Fe^{2+} \rightleftharpoons Fe^{3+}$  ou  $Fe^{3+} \rightleftharpoons Fe^{4+}$ . Le choix volontaire du dopant permet de rendre le cristal "phtoréfractivement" sensible à une longueur d'onde particulière. L'illumination locale engendre une photoexcitation des porteurs issus des niveaux donneurs qui passent dans la bande de conduction dans le cas d'électrons et dans la bande de valence s'il s'agit de trous. Divers modèles du phénomène ont été envisagés. Leur principale différence réside dans le nombre de niveaux de donneurs considérés. Le premier modèle proposé en 1979 par Kukhtarev *et al.* [7], considère un seul niveau d'impuretés. Cependant dans certains cas il peut apparaître des incohérences entre les prévisions de ce modèle simple et le comportement photoréfractif qu'il est sensé décrire. Par exemple, l'influence de l'intensité incidente sur le champ de charge d'espace observée dans certains échantillons de  $BaTiO_3$  et l'effacement des réseaux ne sont pas modélisés de façon exacte. Ceci a poussé au développement d'autres modèles comme par exemple le modèle appelé "deep and shallow traps model" en anglais ou modèle à pièges profonds et peu profonds, dont les équations de charge ont été résolues analytiquement en 1991 par Tayebati *et al.* [8]. Nous reviendrons sur ce modèle dans la partie 4.5.3.

A l'état initial, les charges positives des donneurs ionisés et négatives des électrons se compensent. Divers mécanismes gouvernent ensuite leur migration.

– la diffusion : les électrons accumulés dans les zones éclairées ont tendance à

migrer vers les zones sombres ce qui a comme effet de modifier la modulation spatiale de la densité de charges. La distribution de charges qui en résulte donne par la loi de Poisson un champ de charge d'espace déphasé d'un quart de période du réseau d'illumination par rapport à la figure d'éclairement.

- l'entraînement, qui a lieu dans le cas où un champ électrostatique est appliqué au cristal. Pour ce faire, des électrodes sont placées sur deux faces opposées de l'échantillon et une différence de potentiel leur est imposée. Le déphasage  $\varphi$  induit est la principale différence entre les transports par diffusion et entraînement.
- l'effet photovoltaïque qui apparaît spontanément lors de l'illumination du cristal sans appliquer de tension. Cet effet est observable dans certains cristaux ferroélectriques dans lesquels un éclairage homogène génère une tension en circuit ouvert. L'effet photovoltaïque est lié à l'asymétrie des cristaux.

Les migrations des charges que nous venons de décrire succinctement aboutissent à leur redistribution ; les électrons qui arrivent dans les zones sombres n'étant plus photoionisés sont piégés, alors que les zones illuminées sont marquées par une quantité importante de trous correspondant aux lacunes ayant libéré les électrons. Ceci se traduit via la loi de Poisson par la mise en place d'un nouveau champ de charge d'espace. Enfin, l'effet électro-optique linéaire (effet Pockels dû à ce champ de charge d'espace) donne naissance à un réseau d'indice qui peut être sous certaines conditions identique à la figure d'éclairement, au déphasage près. Ce dernier dépend comme on l'a vu des mécanismes de migration entrant en ligne de compte. L'effet Pockels est exprimé mathématiquement par le biais du tenseur d'ordre trois des coefficients électro-optiques du matériau  $[r_{ijk}]$  qui permet d'évaluer la modification d'indice :

$$\Delta \left( \frac{1}{n^2} \right)_{ij} = \sum_k r_{ijk} E_k \quad (2.1)$$

où  $E_k$  est la  $k^{\text{ième}}$  composante du champ de charges d'espace. Des considérations de symétrie permettent de représenter  $[r_{ijk}]$  sans perte d'information sous forme réduite, c'est à dire au moyen d'une matrice de trois colonnes et six lignes. L'ensemble



du phénomène photoréfractif est représenté sur la Figure 2.1.

## 2.2.2 Matériaux photoréfractifs

Divers matériaux électro-optiques présentent des propriétés photoréfractives. Les matériaux ferroélectriques à octaèdre d'oxygène ont été les premiers découverts. Cette famille se décompose en trois catégories :

- Les ilménites ( $\text{LiNbO}_3$ ,  $\text{LiTaO}_3$ ) qui sont souvent utilisés en stockage holographique avec des durées de stockage pouvant être très longues.
- Les perovskites ( $\text{KNbO}_3$ ,  $\text{KTa}_{1-x}\text{Nb}_x\text{O}_3$ ,  $\text{BaTiO}_3$ ) sont intéressantes pour leurs fortes non linéarités électro-optiques qui les rendent utilisables pour de nombreuses applications comme la réalisation de modulateurs électro-optiques, ou le transfert d'énergie par mélange à deux ondes. Ils disposent d'une bonne sensibilité photoréfractive et leur temps de réponse peut être adapté à la fonction recherchée par le choix des bons paramètres de dopage ou du champ d'entraînement. Il est cependant difficile d'obtenir des échantillons de grande taille, principalement pour des raisons de coût.
- Les tungstène bronzes ( $\text{Ba}_2\text{NaNb}_5\text{O}_{15}$ ,  $\text{Sr}_x\text{Ba}_{1-x}\text{Nb}_2\text{O}_6$  noté SBN) peuvent être obtenus avec d'excellentes qualités optiques et présentent des performances pouvant être équivalentes à celles de  $\text{BaTiO}_3$ .

Il faut rappeler que tous ces cristaux sont ferroélectriques et doivent donc être utilisés sous leur forme monodomaine.

L'effet photoréfractif est également observable avec des cristaux de la famille des sillénites, substances électro-optiques linéaires, des semiconducteurs III-V et II-VI purs ou dopés au fer ou au chrome et des matériaux céramiques électro-optiques ainsi que des polymères.

### 2.2.3 Cas de $\text{BaTiO}_3$

#### Propriétés générales

Le titanate de Baryum ( $\text{BaTiO}_3$ ) (Figure 2.2) est le matériau que nous avons utilisé dans notre expérimentation. Il appartient à la famille des perovskites pré-

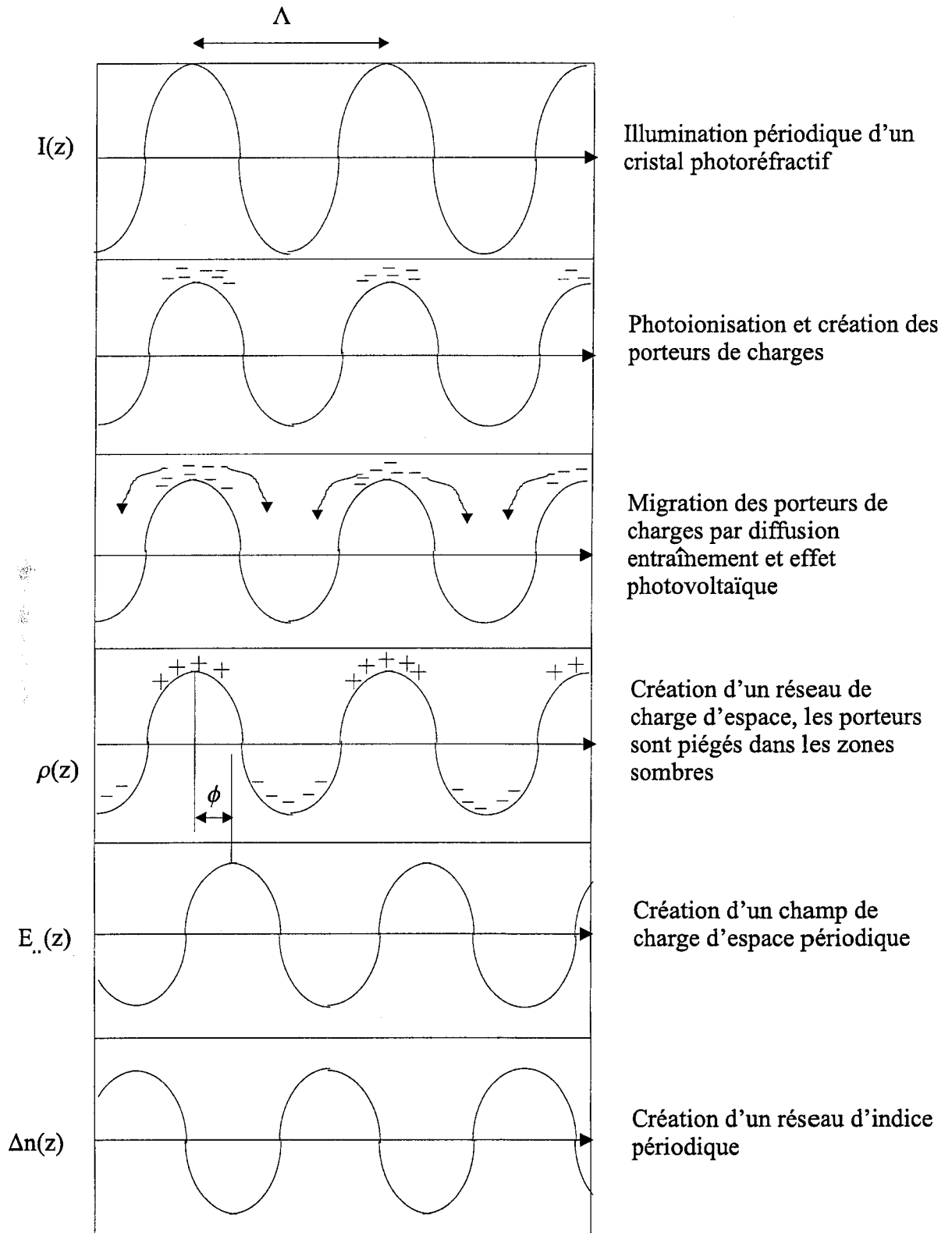


FIG. 2.1 - Description de l'effet photoréfractif dans le cas général.

## BaTiO<sub>3</sub>

Densité théorique :

$$6.02\text{g/cm}^3$$

Transitions de phases :

hexagonale  $\rightarrow$  (1640°)  $\rightarrow$  cubique  $\rightarrow$  (133°)  $\rightarrow$  **quadratique**  $\rightarrow$  (5°)  $\rightarrow$   
orthorhombique  $\rightarrow$  (-90°)  $\rightarrow$  rhomboédrique

(A température ambiante, système quadratique)	Notation internationale	Notation de Schoenflies
<u>Groupe de symétrie :</u>	4mm	C4v

Dans ce qui suit, l'indice T concerne le cas d'un champ basse fréquence appliqué au cristal, S concerne le cas haute fréquence :

Tenseur électro-optique correspondant (forme réduite) :

$$\begin{pmatrix} 0 & 0 & r_{13} \\ 0 & 0 & r_{13} \\ 0 & 0 & r_{33} \\ 0 & r_{42} & 0 \\ r_{42} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}$$

Valeurs des coefficients électro-optiques issues de la littérature :  $r_{42}^T=1300$  pm/V,  $r_{13}^T=18.5$  pm/V et  $r_{33}^T=105$  pm/V,  $r_{42}^S=730$  pm/V,  $r_{13}^S=10.2$  pm/V et  $r_{33}^S=40.6$  pm/V.

Tenseur diélectrique :

$$\begin{pmatrix} \epsilon_a & 0 & 0 \\ 0 & \epsilon_a & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_c \end{pmatrix}$$

Valeurs des constantes diélectriques issues de la littérature :  $\epsilon_a^T=4380$  et  $\epsilon_c^T=129$ ,  $\epsilon_a^S=2200$  et  $\epsilon_c^S=56$

Le matériau est ferroélectrique à température ambiante, avec une polarisation spontanée selon l'axe "c".  $n_x=n_y=n_o$  est l'indice dit ordinaire,  $n_z=n_e$  est l'indice dit extraordinaire

Longueur d'onde $\lambda$	indice ordinaire : $n_o$	indice extraordinaire : $n_e$
550 nm	2.458	2.399
546 nm	2.437	2.365
633 nm	2.41	2.36

Absorption :

Pour une longueur d'onde de 514 nm, les valeurs constatées dans la littérature sont de l'ordre de 0.1 à 5 cm<sup>-1</sup>. Plus le cristal considéré est dopé, plus il est absorbant.

FIG. 2.2 – Présentation succincte des caractéristiques de BaTiO<sub>3</sub>

sentée précédemment. Les transitions de phase de ce matériau sont indiquées sur la Figure 2.2. A la température ambiante le cristal est dans sa phase quadratique de classe  $4mm$  ( $C_{4v}$  en notation de Schoenflies). Le tenseur électro-optique correspond sous sa forme réduite figure également sur la Figure 2.2.  $BaTiO_3$  est remarquable pour la valeur élevée de son coefficient électro-optique  $r_{42}$  qui autorise la réalisation de grands gains de couplage.

### Dopage du matériau

Même si  $BaTiO_3$  est déjà photoréfractif sous sa forme non intentionnellement dopée (de par la présence de fer à l'état de traces en particulier), il est fréquent d'utiliser le dopage afin d'améliorer ses performances. Le choix de la nature du dopant est lié entre autres raisons à la longueur d'onde à laquelle on souhaite travailler. Des processus d'oxydation ou réduction sont également étudiés dans la littérature afin de modifier les propriétés des cristaux. D'après Klein *et al.*, [4], les espèces susceptibles de conduire à des niveaux profonds et donc d'être responsables de l'effet photoréfractif sont réparties dans deux catégories: les lacunes et les impuretés. Dans  $BaTiO_3$ , toujours d'après Klein *et al.* [9] en 1985, les espèces candidates sont soit le calcium et le strontium soit l'aluminium et le silicium qui proviennent des fours dans lesquels sont élaborés les cristaux, soit les lacunes d'oxygène ou enfin les métaux de transition.

Klein *et al.* montrent que seuls ces derniers sont acceptables. Ils présentent des mesures d'après lesquelles le fer est dominant et en particulier sous la forme  $[Fe^{3+}]$ .  $[Fe^{2+}]$  est également présent avec une concentration 50 fois moindre.

En 1988, Schunemann *et al.* [10] présentent une étude du rôle du fer dans l'effet photoréfractif dans  $BaTiO_3$ . Ils concluent en indiquant que  $[Fe^{3+}]$  et  $[Fe^{4+}]$  sont les états de valence dominants présents dans leurs échantillons contrairement au modèle courant qui considère que  $[Fe^{2+}]$  et  $[Fe^{3+}]$  sont les espèces qui interviennent principalement. Ils étudient des cristaux à 5, 50, 250, 500, 750, et 1000 *ppm* dans la solution et constatent que l'augmentation du dopage induit une absorption plus forte. Par ailleurs, l'absorption d'un cristal oxydé est supérieure à celle d'un cristal n'ayant subi aucun traitement de ce genre et cette dernière est elle-même supérieure

à l'absorption d'un cristal ayant subi une réduction.

En 1987, Hathcock *et al.* [11] observent une déviation forte (appelée beam fanning) des faisceaux incidents dans  $\text{BaTiO}_3:\text{Cr}$  ainsi qu'une augmentation importante de l'absorption. Ce matériau a une couleur rouge très sombre.

Des cristaux dopés au cobalt ont été étudiés par Rytz *et al.* [12] et [13]. Ce dopage donne une couleur jaune plus ou moins marquée aux échantillons. Ces cristaux ont un bon rendement en conjugaison de phase autopompée dans l'infra-rouge, rendements qui ne dépendent pas de la longueur d'onde pour peu que le taux de dopage soit suffisant. Ils présentent de bons gains photoréfractifs, et une absorption d'autant plus importante que le dopage est fort. Les auteurs indiquent que Co peut être considéré comme le dopant le plus prometteur à l'époque (1990).

Les cristaux dopés Rh ont une couleur bleue. Leur fonctionnement a été décrit au moyen du modèle à deux niveaux de pièges par Kaczmarek *et al.* en 1995 [14].

En 1997, Kaczmarek *et al.* [15] présentent les propriétés de couplage de  $\text{BaTiO}_3:\text{Rh}$  pour des longueurs d'ondes du proche infra-rouge. Ils remarquent que l'absorption diminue quand la longueur d'onde augmente de 647 à 800 nm.

En 1996, Dou *et al.* [16] présentent une étude du comportement de  $\text{BaTiO}_3:\text{Ce}$  (30 ppm dans le mélange), complétée en 1999 par Song *et al.* [17] qui étudient les niveaux d'impuretés et les processus de transfert de charge induits par illumination ou thermo-induits dans  $\text{BaTiO}_3:\text{Rh}$  et  $\text{BaTiO}_3:\text{Ce}$ . Pour ce dernier, la couleur des échantillons est un rouge modérément sombre.

### Temps de réponse de l'effet photoréfractif dans $\text{BaTiO}_3$

Dans un cristal non dopé, d'après Ross *et al.* [18], le temps de réponse augmente avec la longueur d'onde. Vers 800 nm, cette augmentation est brutale. Par ailleurs, il est couramment admis que pour une longueur d'onde donnée, le temps de réponse de  $\text{BaTiO}_3$ , qu'il s'agisse d'expériences de mélange à deux ondes ou de conjugaison de phase est fonction de l'intensité incidente  $I$  sous la forme :

$$\tau = I^{-x} \quad (2.2)$$

La valeur de  $x$  dépend de paramètres photoréfractifs comme par exemple le dopage mais aussi de la longueur d'onde ( $\lambda$ ) considérée.

Ainsi dans un cristal dopé cobalt (50 ppm) et pour  $\lambda = 515 \text{ nm}$ , Rytz *et al.* [13] mesurent pour du mélange à deux ondes,  $x = 0.88$  pour un pas de réseau de  $\Lambda = 1.69 \mu\text{m}$  et  $x = 1$  pour un pas de réseau de  $\Lambda = 0.5 \mu\text{m}$ . Dans un cristal non dopé, Ross *et al.* [18] dans le cas d'un miroir à conjugaison de phase autopompée évaluent  $x = 0.8$  pour  $\lambda = 760 \text{ nm}$ , Kaczmarek *et al.* [15] rappelle la valeur  $x = 1.01$  obtenue dans un échantillon non dopé. Pour des cristaux dopés au rhodium et des mesures de mélange à deux ondes, dans le même article, on trouve  $x = 0.88$  pour  $\lambda = 647 \text{ nm}$  et  $\Lambda = 1.24 \mu\text{m}$  et  $x = 0.71$  pour  $\lambda = 800 \text{ nm}$  et  $\Lambda = 1.07 \mu\text{m}$ . Dans le cas d'un dopage au cerium (30 ppm) exposé par Dou *et al.* [16], l'augmentation de la température diminue le temps de réponse aussi bien à  $\lambda = 514.5 \text{ nm}$  qu'à  $\lambda = 632 \text{ nm}$ .

Pour résumer ces considérations sur le temps de réponse, on peut dire qu'il augmente avec la longueur d'onde et diminue avec la température quel que soit le dopage et qu'on peut l'exprimer au moyen de l'équation 2.2 avec  $x \simeq 1$ .

## 2.3 Des exemples de processus utilisant l'effet photoréfractif

### 2.3.1 Holographie statique

Le stockage d'hologrammes dans des matériaux comme  $\text{BaTiO}_3$ ,  $\text{LiNbO}_3$  ou SBN, a été historiquement la première application envisagée pour l'effet photoréfractif. L'inscription et la lecture de l'hologramme et donc de l'image en deux dimensions sont décrites sur la Figure 2.3. La figure d'interférences due aux faisceaux lumineux cohérents, le signal 1 et la référence 2, donne par effet photoréfractif un réseau d'indice. Ce réseau est ensuite relu par le faisceau 2\*, "conjugué" de 2, qui diffracte sur le réseau dans la seule direction 1. Un même cristal peut contenir de nombreux hologrammes, et donc une somme importante d'informations.

Après une phase d'abandon relatif due au fait que les premières mémoires ainsi conçues s'effaçaient trop vite, ce mode de stockage néanmoins très prometteur est à nouveau étudié de façon intensive aujourd'hui.

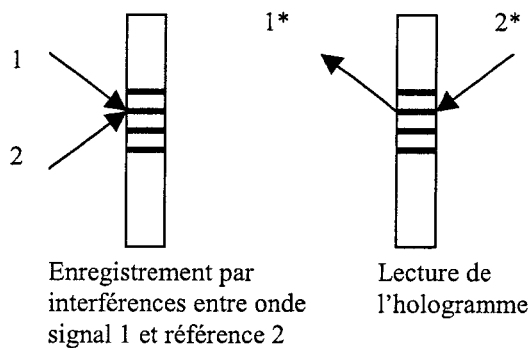


FIG. 2.3 – *Inscription et lecture d'un hologramme statique*

### 2.3.2 Mélange à deux ondes dégénéré dans $\text{BaTiO}_3$

#### Principe de l'amplification par mélange d'ondes

Le mélange à deux ondes (en anglais Two Wave Mixing ou TWM) permet de coupler des faisceaux laser autorisant alors l'amplification d'un signal porté par un faisceau laser de faible puissance au moyen d'une pompe de plus forte puissance.

Considérons deux faisceaux cohérents de même pulsation  $\omega$ , pompe P et signal S qui interfèrent dans un cristal photoréfractif en faisant un angle de  $2\theta$ , la bissectrice de l'angle étant l'axe z indiqué sur la Figure 2.4. Un réseau d'indice est inscrit dans le volume de l'échantillon. Ce réseau est déphasé par rapport à la figure d'éclairement d'une valeur  $\phi = \varphi + \frac{\pi}{2}$  dépendant des mécanismes mis en œuvre pour la migration des charges. Le choix de la nature du cristal et de la tension appliquée permet de déterminer ce déphasage. Le réseau d'indice photoinduit, diffracte ensuite les deux ondes incidentes (S et P) en deux ondes diffractées ( $S_d$  issue de S et  $P_d$  issue de P). Par ailleurs, les ondes transmises ( $S_t$  et  $P_t$ ) émergent également du cristal. Si l'on considère un réseau épais (réseau de Bragg), la diffraction des faisceaux s'effectue donc en suivant la condition de Bragg et dans une seule direction.  $S_d$  (respectivement  $P_d$ ) est déphasée de  $-\frac{\pi}{2} + \phi$  (respectivement  $-\frac{\pi}{2} - \phi$ ) par rapport à  $P_t$  (respectivement  $S_t$ ) qui a la même direction de propagation. Ces différentes ondes sont représentées sur la Figure 2.4. Les différentes ondes diffractées et transmises restent cohérentes et interfèrent deux à deux :  $S_t$  avec  $P_d$  et  $P_t$  avec  $S_d$ . Il apparaît par conséquent que pour une valeur  $\phi = \frac{\pi}{2}$ , ce qui est le cas dans  $\text{BaTiO}_3$  sans champ appliqué, on a

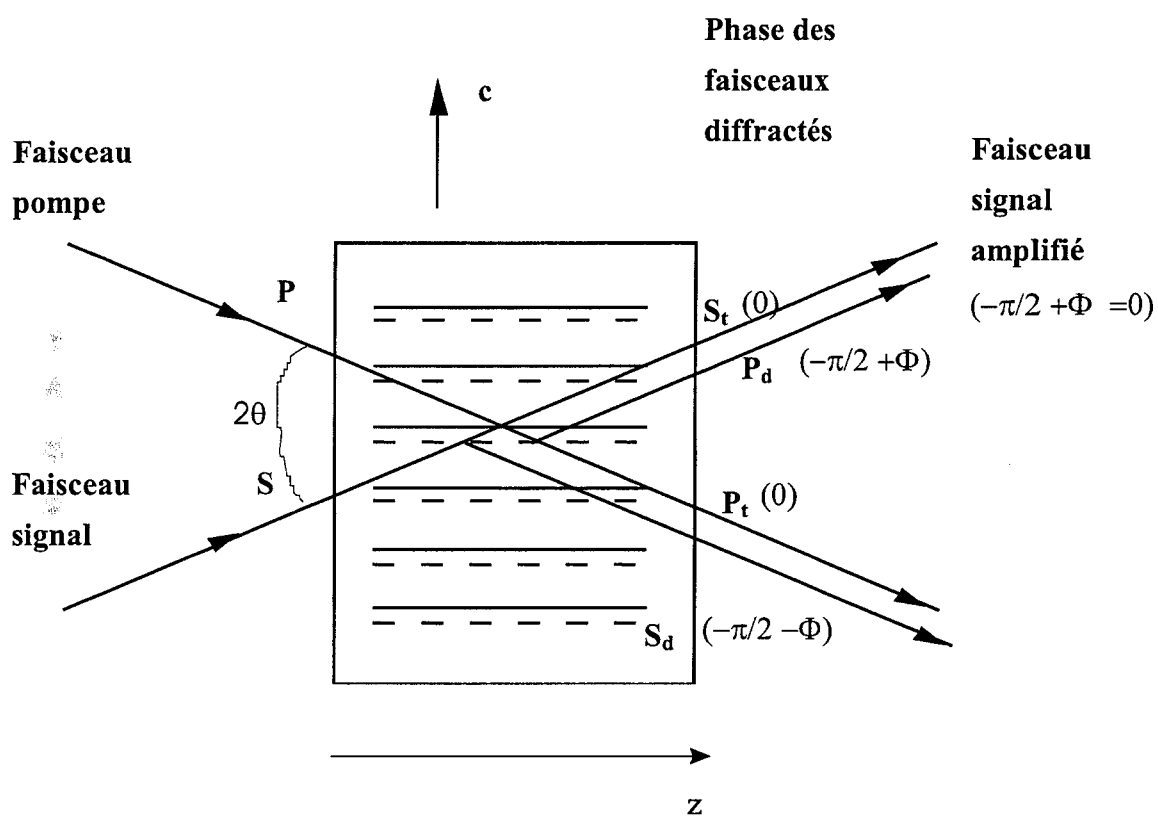


FIG. 2.4 - Mélange à deux ondes



des interférences constructives ( $-\frac{\pi}{2} + \phi = 0$ ) sur le signal transmis et destructives ( $\frac{\pi}{2} + \phi = \pi$ ) sur la pompe transmise. Un transfert d'énergie s'effectue donc entre le faisceau pompe et le faisceau signal qui se trouve amplifié par ce processus. Dans la suite nous allons démontrer la relation donnant le gain d'amplification.

### Expression du gain d'amplification

Considérons l'interaction des deux faisceaux lumineux issus d'un même laser de pulsation  $\omega$  dans un cristal de BaTiO<sub>3</sub>. On exprime le champ électrique correspondant à chacune des deux ondes S et P au point repéré par le vecteur position  $\vec{r}$  comme :

$$\vec{E}_j(\vec{r}, t) = A_j(\vec{r}) \exp \left[ i \left( \omega t - \vec{k}_j \cdot \vec{r} \right) \right], \text{ pour } j = 1, 2 \quad (2.3)$$

$E_1$  correspond au faisceau pompe P et  $E_2$  au faisceau signal S.  $A_1$  et  $A_2$  sont les amplitudes des ondes,  $\vec{k}_1$  et  $\vec{k}_2$  sont les vecteurs d'ondes. Nous considérons pour simplifier que le milieu est isotrope et que les deux faisceaux ont une polarisation perpendiculaire au plan d'incidence. La figure d'éclairement est donnée par :

$$I = |E|^2 = |E_1 + E_2|^2 = |A_1|^2 + |A_2|^2 + A_1^* A_2 e^{-i\vec{K} \cdot \vec{r}} + A_1 A_2^* e^{i\vec{K} \cdot \vec{r}} \quad (2.4)$$

où  $\vec{K} = \vec{k}_2 - \vec{k}_1$  est le vecteur d'onde du réseau d'indice inscrit dans le cristal. L'illumination est responsable de la nouvelle répartition d'indice de réfraction suivante :

$$n(\vec{r}) = n_0 + \left[ \frac{n_1}{2} \exp(i\phi) \frac{A_1^* A_2}{I_0} \exp(-i\vec{K} \cdot \vec{r}) + c.c. \right] \quad (2.5)$$

Dans cette équation,  $n_0$  représente l'indice sans illumination,  $n_1$  est un paramètre dépendant du pas du réseau et de sa direction mais également des propriétés du matériau comme son coefficient électro-optique. le terme  $\phi$  est le déphasage du réseau d'indice par rapport à la figure d'éclairement et "c.c." désigne la quantité complexe conjuguée du terme précédent. On note de plus  $I_0 = I_1 + I_2$  l'intensité totale.

On cherche ensuite à résoudre l'équation de propagation :

$$\nabla^2 E + \frac{\omega^2}{c^2} n^2 E = 0 \quad (2.6)$$

avec  $c$  la vitesse de la lumière.

En faisant l'approximation des enveloppes lentement variables, c'est à dire :

$$\left| \frac{d^2}{dz^2} A_j \right| \ll \left| k_{zj} \frac{d}{dz} A_j \right| \quad (2.7)$$

( $j = 1, 2$  et  $k_{zj}$  est la composante selon la direction de propagation  $z$  du vecteur d'onde d'indice  $j$ ) l'équation d'onde donne les deux équations

$$2ik_{z1} \frac{d}{dz} A_1 = \frac{\omega^2 n_0 n_1}{c^2 I_0} e^{-i\Phi} A_2^* A_2 A_1 \quad (2.8)$$

et

$$2ik_{z2} \frac{d}{dz} A_2 = \frac{\omega^2 n_0 n_1}{c^2 I_0} e^{i\Phi} A_1^* A_1 A_2 \quad (2.9)$$

Comme  $k_{z1} = k \cos \theta = k_{z2}$ , on peut remplacer ces deux termes dans les équations ci-dessus.

On considère le gain exponentiel complexe:

$$\Gamma = i \frac{2\pi n_1}{\lambda \cos \theta} e^{-i\Phi} = \gamma + 2i\beta \quad (2.10)$$

ainsi que  $I_1 = |A_1|^2$ , et  $I_2 = |A_2|^2$ . On peut écrire des équations avec les intensités lumineuses

$$\frac{d}{dz} I_1 = -\gamma \frac{I_1 I_2}{I_1 + I_2} - \alpha I_1 \quad (2.11)$$

$$\frac{d}{dz} I_2 = \gamma \frac{I_1 I_2}{I_1 + I_2} - \alpha I_2 \quad (2.12)$$

où  $\alpha$  représente l'absorption du milieu considéré.

Les deux équations précédentes 2.11 et 2.12 ont pour solutions les deux fonctions suivantes :

$$\frac{I_1(z)}{I_1(0)} = \frac{I_1(0) + I_2(0)}{I_2(0) + I_1(0) e^{-\gamma z}} e^{-(\alpha+\gamma)z} \quad (2.13)$$

et

$$\frac{I_2(z)}{I_2(0)} = \frac{I_1(0) + I_2(0)}{I_1(0) + I_2(0) e^{\gamma z}} e^{(\gamma-\alpha)z} \quad (2.14)$$

En faisant l'hypothèse de non affaiblissement de la pompe ( $I_2(0) e^{\gamma z} \ll I_1(0)$ ), on peut donc écrire :

$$I_2(z) = I_2(0) e^{(\gamma-\alpha)z} \quad (2.15)$$

### Applications du TWM

Comme nous l'avons dit précédemment, le TWM permet l'amplification du faisceau signal par le faisceau pompe. En particulier dans  $\text{BaTiO}_3$ , où le déphasage  $\varphi = \pi/2$  est dû uniquement à la diffusion, le couplage est optimal car les interférences entre pompe diffractée et signal transmis sont constructives [4]. Avec les notations précédentes, on peut caractériser l'amplification due à un réseau de longueur  $L$  (c'est à dire à une longueur  $L$  de recouvrement des faisceaux) par le gain [4]:

$$G = \frac{I_2(L)}{I_2(0)} = \frac{\left(1 + \frac{I_1(0)}{I_2(0)}\right) \exp[(\gamma - \alpha)L]}{\frac{I_1(0)}{I_2(0)} + \exp(\gamma L)} \quad (2.16)$$

D'autre part, des expériences de TWM dans lesquelles on fait varier l'angle d'incidence des faisceaux permettent d'accéder au nombre effectif d'accepteurs dans l'échantillon. Nous reviendrons plus précisément sur ces notions dans le chapitre 4.

### 2.3.3 Conjugaison de phase

Diverses méthodes de conjugaison de phase sont présentées dans la littérature, et notamment dans l'ouvrage de Fisher [1].

### Définition de l'onde

Considérons une onde optique  $E(x,y,z) = A(x,y) \cos(\omega t - kz + \varphi(x,y))$  se propageant dans la direction  $z$  du repère d'axes  $Ox, Oy, Oz$ . L'onde conjuguée correspondant à  $E(x,y,z)$  sera  $E^*(x,y,z) = A^*(x,y) \cos(\omega t + kz - \varphi(x,y))$ , c'est à dire, une onde d'amplitude conjuguée, se propageant selon la même direction mais en sens contraire et dont le facteur de phase est renversé par rapport à l'onde incidente. Le faisceau conjugué issu de la réflexion d'une onde lumineuse sur un miroir à conjugaison de phase suit donc exactement le même chemin que l'onde incidente mais en sens contraire. L'image éventuellement inscrite dans le faisceau incident se retrouve ( $A^*(x,y)$ ) dans le faisceau conjugué.

### Application à la rectification de front d'onde

L'application la plus remarquable du phénomène de conjugaison de phase est la rectification du front d'onde. En effet, si l'onde incidente traverse un milieu déphasant, l'onde conjuguée verra son front d'onde rétabli au deuxième passage dans le milieu aberrant comme le montre la Figure 2.5. L'aberration du front d'onde peut être due à de la dispersion modale dans une fibre optique, des turbulences atmosphériques, des imperfections de composants optiques etc. Ce fonctionnement différencie le miroir à conjugaison de phase du miroir classique avec lequel la déformation du front d'onde est doublée au deuxième passage dans le milieu déphasant.

### Méthodes de conjugaison

Un cas simple de conjugaison de phase est réalisé lorsqu'une onde plane se réfléchit perpendiculairement à la surface d'un miroir classique. Les premières tentatives des années 1970 s'inspiraient de ce cas. Il s'agissait de dispositifs composés de miroirs classiques dont la forme devait s'adapter à celle du front d'onde. Cette technique s'est révélée trop complexe pour s'appliquer de façon générale. L'holographie statique puis dynamique a également été étudiée dans cette perspective ainsi que la rétro diffusion Brillouin stimulée. Le mélange à quatre ondes dégénéré dans les milieux de type Kerr est un exemple de génération d'onde conjuguée utilisant une

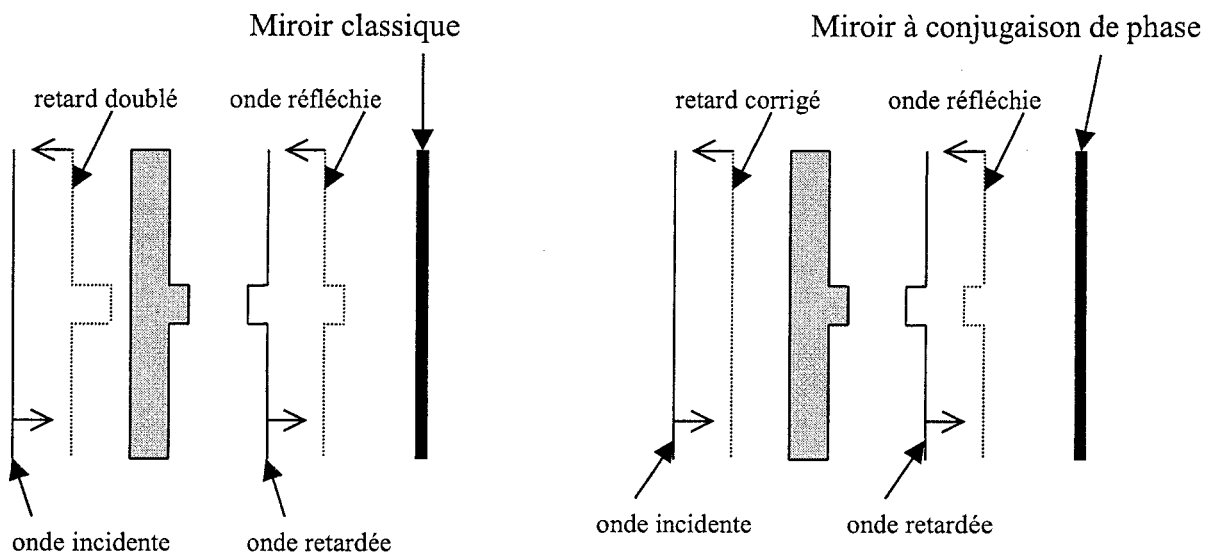


FIG. 2.5 – Rétablissement du front d'onde par conjugaison de phase. Comparaison avec l'action d'un miroir classique. La forme grisée représente le milieu de propagation responsable de l'aberration du faisceau incident

non-linéarité d'ordre trois.

Le mélange à quatre ondes dégénéré dans les milieux photoréfractifs est le phénomène auquel nous nous intéressons plus particulièrement ici. Ce dernier est sensible à l'énergie accumulée et non à l'intensité lumineuse incidente. Il permet donc d'obtenir une onde conjuguée à l'aide de faisceaux de très faible puissance.

### 2.3.4 Mélange à quatre ondes dans les photoréfractifs et conjugaison de phase

Le principe du mélange à quatre ondes (en anglais Four Wave Mixing ou FWM) consiste à générer l'onde conjuguée d'une onde signal en faisant interagir cette dernière avec deux ondes pompes de plus grande intensité. Ce mode de fonctionnement est proche de celui de l'holographie. En effet, l'onde signal (1) et une onde pompe (2) interfèrent dans le matériau et inscrivent un réseau d'indice, par effet photoréfractif. Ce réseau peut être interprété comme un hologramme de volume et de phase qui sera relu par le second faisceau pompe (3) conjugué du premier. L'onde résultante est notée (4) sur la figure 2.6. Les fréquences des différents faisceaux ne sont pas obligatoirement égales, cependant la différence de fréquences entre le pre-

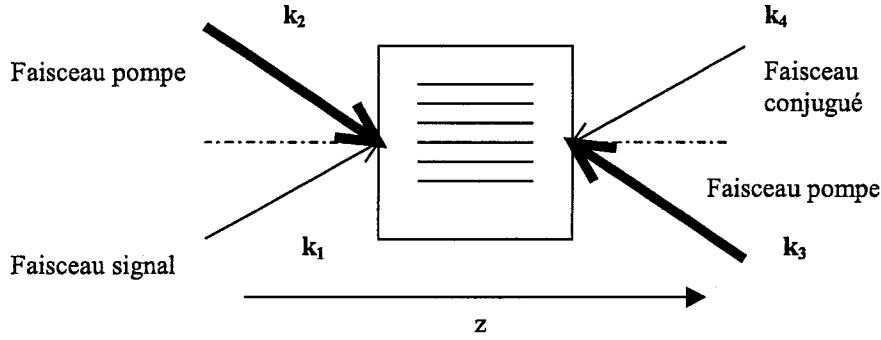


FIG. 2.6 - Mélange à quatre ondes

mier faisceau pompe et le signal est la même que celle qui existe entre conjuguée du signal et celle de la pompe. La condition de Bragg impose alors que l'onde diffractée ait la direction du faisceau signal et le sens inverse. Il s'agit de la conjuguée du signal. Dans le cas où les différentes ondes ont la même fréquence, on parle de FWM dégénéré. C'est ce cas qui nous intéresse ici.

Supposons que le champ électrique des ondes vaille :

$$E_j = A_j \exp \left[ i \left( \omega t - \vec{k}_j \cdot \vec{r} \right) \right] + c.c. \quad j = 1,4 \quad (2.17)$$

Les vecteurs d'onde des différentes ondes vérifient :  $\vec{k}_2 = -\vec{k}_3$  et  $\vec{k}_4 = -\vec{k}_1$ , et nous noterons par la suite  $\vec{K} = \vec{k}_2 - \vec{k}_1 = \vec{k}_4 - \vec{k}_3$ . Nous faisons ici l'hypothèse admise dans la littérature selon laquelle, des différents réseaux présents dans le cristal, seul le réseau par transmission décrit par  $A_1 A_2^* + A_3 A_4^*$  donne une interaction forte entre les faisceaux. Cette hypothèse est appelée "grating approximation"<sup>1</sup> par P. Yeh [5]. Elle permet de ne tenir compte que de la modulation d'indice  $n_1$  (liée à ce réseau) dans l'expression de  $n$  :

$$n = n_0 + \left[ \frac{n_1}{2} \exp(i\phi) \frac{A_1^* A_2}{I_0} \exp(-i\vec{K} \cdot \vec{r}) + c.c. \right] \quad (2.18)$$

Tout comme dans le cas du TWM (relation 2.7), nous faisons l'approximation des enveloppes lentement variables, qui revient à ne considérer dans les équations de

1. Lors de l'interaction des faisceaux, plusieurs réseaux sont susceptibles de se former. Toutefois, dans les publications dont nous retraçons ici les éléments principaux, il est fait usage d'une approximation connue sous le nom de "grating approximation". Cette approximation revient à ne considérer que l'un d'entre eux

couplage que des dérivées du premier ordre. Les équations régissant le FWM dégénéré dans le cas d'un réseau de transmission s'écrivent en négligeant l'absorption :

$$\frac{dA_1}{dz} = -\frac{1}{2}\Gamma \frac{(A_1 A_2^* + A_3 A_4^*) A_2}{I_0} \quad (2.19)$$

$$\frac{dA_2}{dz} = \frac{1}{2}\Gamma^* \frac{(A_1^* A_2 + A_3^* A_4) A_1}{I_0} \quad (2.20)$$

$$\frac{dA_3}{dz} = \frac{1}{2}\Gamma \frac{(A_1 A_2^* + A_3 A_4^*) A_4}{I_0} \quad (2.21)$$

$$\frac{dA_4}{dz} = -\frac{1}{2}\Gamma^* \frac{(A_1^* A_2 + A_3^* A_4) A_3}{I_0} \quad (2.22)$$

Avec  $I_0 = I_1 + I_2 + I_3 + I_4$ , et  $\Gamma = i \frac{2\pi n_1}{\lambda \cos \theta} e^{-i\Phi} = \gamma + 2i\beta$  comme dans le cas du TWM. On a vu précédemment que dans le cas du titanate de Baryum BaTiO<sub>3</sub> sans champ appliqué, le déphasage entre la figure d'illumination et le réseau d'indice vaut :  $\Phi = \frac{\pi}{2}$ . Par conséquent, en se plaçant dans ce cas, le gain devient réel et s'écrit :  $\Gamma = -\frac{2\pi n_1}{\lambda \cos \theta} = \gamma$

Prenons le cas d'un réseau d'épaisseur  $L$ . Une première méthode de résolution approchée des équations 2.19 à 2.22 proposée en 1981 par Fisher et rappelée en 1984 par Cronin-Golomb [19] consiste à négliger l'affaiblissement des faisceaux pompes, c'est à dire à poser

$$|A_1|^2, |A_4|^2 \ll |A_2|^2, |A_3|^2 \quad (2.23)$$

Ceci autorise à faire l'approximation :  $\frac{dA_2}{dz} = \frac{dA_3}{dz} = 0$ . On obtient alors à partir de l'équation 2.19 et de la conjuguée de l'équation 2.22, les équations suivantes :

$$\frac{dA_1}{dz} = -\frac{1}{2}\gamma \frac{(A_1 A_2^* + A_3 A_4^*) A_2}{I_0} \quad (2.24)$$

$$\frac{dA_4^*}{dz} = -\frac{1}{2}\gamma \frac{(A_1 A_2^* + A_3 A_4^*) A_3^*}{I_0} \quad (2.25)$$

D'où par suite :

$$\frac{dA_1}{dz} = -\frac{1}{2}\gamma \frac{A_2 A_2^*}{I_0} A_1 - \frac{1}{2}\gamma \frac{A_2 A_3^*}{I_0} A_4^* \quad (2.26)$$

$$\frac{dA_4^*}{dz} = -\frac{1}{2}\gamma \frac{A_2^* A_3^*}{I_0} A_1 - \frac{1}{2}\gamma \frac{A_3 A_3^*}{I_0} A_4^* \quad (2.27)$$

L'hypothèse 2.23 permet d'écrire  $I_0 = A_2 A_2^* + A_3 A_3^*$ . En prenant les conditions aux limites  $A_4(L) = 0$  et  $A_1(0)$ , on peut résoudre le système et on obtient les expressions suivantes des ondes 1 et 4 :

$$A_1(z) = \frac{\exp(-\frac{1}{2}\gamma z) + q \exp(-\frac{1}{2}\gamma L)}{1 + q \exp(-\frac{1}{2}\gamma L)} A_1(0) \quad (2.28)$$

$$A_4^*(z) = \left( \frac{A_3^*}{A_2} \right) \frac{\exp(-\frac{1}{2}\gamma z) - \exp(-\frac{1}{2}\gamma L)}{1 + q \exp(-\frac{1}{2}\gamma L)} A_1(0) \quad (2.29)$$

Avec

$$q = \frac{|A_3|^2}{|A_2|^2} \quad (2.30)$$

$q$  représente le rapport entre les intensités pompes. La réflectivité d'un tel dispositif vaut :

$$R = \left| \frac{A_4(0)}{A_1^*(0)} \right|^2 = \frac{\sinh^2(\frac{1}{4}\gamma L)}{\cosh^2(\frac{1}{4}\gamma L - \ln \sqrt{q})} \quad (2.31)$$

En 1982, Cronin-Golomb *et al.* [20] proposent une résolution exacte des équations 2.19 à 2.22, sans faire l'approximation de non affaiblissement des pompes. Il parvient à découpler les équations en utilisant la conservation des quantités suivantes :

$$d_1 = |A_1|^2 + |A_2|^2 = I_1 + I_2 \quad (2.32)$$

$$d_2 = |A_3|^2 + |A_4|^2 = I_3 + I_4 \quad (2.33)$$



$$c = A_1 A_4 + A_2 A_3 \quad (2.34)$$

Les solutions sont alors :

$$\frac{A_2(z)}{A_3^*(z)} = - \frac{(\Delta - r)D \exp(-\mu z) - (\Delta + r) \exp(\mu z)}{2c^*(D \exp(-\mu z) - \exp(\mu z))} \quad (2.35)$$

$$\frac{A_4(z)}{A_1^*(z)} = \frac{(\Delta - r)E \exp(-\mu z) - (\Delta + r) \exp(\mu z)}{2c^*(E \exp(-\mu z) - \exp(\mu z))} \quad (2.36)$$

Où  $D$  et  $E$  sont des constantes d'intégration et :

$$\Delta = d_2 - d_1 \quad (2.37)$$

$$r = \sqrt{\Delta^2 + 4cc^*} \quad (2.38)$$

$$\mu = \frac{\gamma r}{2I_0} \quad (2.39)$$

Les conditions aux limites :  $I_4(L) = 0$ ,  $I_1(0)$ ,  $I_2(0)$  et  $I_3(L)$  connus permettent de trouver la solution exacte des équations et la réflectivité vaut alors :

$$R = \left| \frac{A_4(0)}{A_1^*(0)} \right|^2 = \left| \frac{2c \tanh(\mu L)}{\Delta \tanh(\mu L) + r} \right|^2 \quad (2.40)$$

### 2.3.5 Conjugaison de phase autopompée

#### Généralités

Le mélange à quatre ondes dans les cristaux photoréfractifs utilise deux faisceaux pompes qui ne sont pas nécessairement très puissants. Cette propriété autorise la réalisation de nombreuses configurations de conjugaison de phase dite "autopompée" basées sur le FWM. Contrairement à ce qui se produit dans le FWM classique, les miroirs à conjugaison de phase autopompée fonctionnent sans les faisceaux pompes externes, et peuvent utiliser les réflexions à l'intérieur du cristal pour obtenir des "pompes" internes, de faible intensité. La conjugaison autopompée est

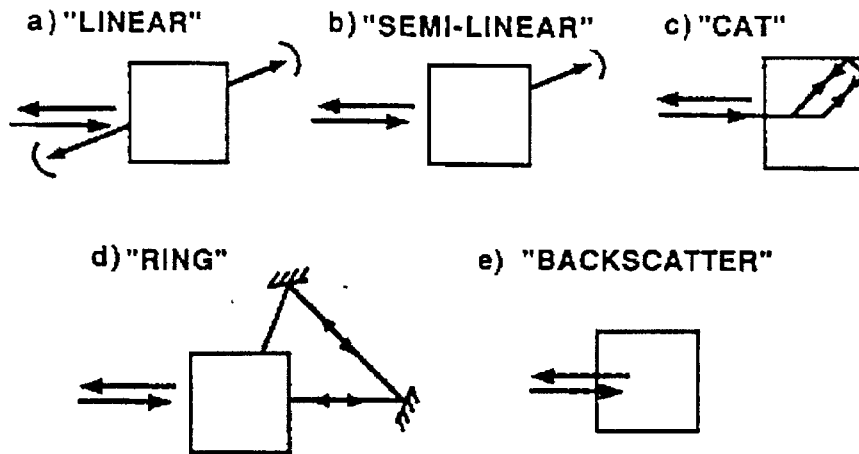


FIG. 2.7 – Différentes configurations de miroirs à conjugaison de phase autopompée présentées par Günter et Huignard [4] en 1988

rendue possible par le phénomène couramment appelé beam fanning ([21] et [22]) que nous étudions au chapitre 4. Il s'agit d'une "défocalisation asymétrique" de la lumière qui traverse un matériau photoréfractif. Ce terme unanimement employé actuellement, n'est apparu qu'en 1981 lorsque Feinberg [23] l'observe dans du titanate de baryum. Dans le cas de ce matériau, le faisceau est dévié dans la direction de l'axe ferroélectrique  $+c$  du cristal. Diverses configurations permettent de mettre à profit le beam fanning afin d'obtenir un miroir à conjugaison de phase autopompé comme le rappelle la Figure 2.7 tirée de l'ouvrage de Günter et Huignard [4].

### Le "Cat"

Le miroir baptisé "Cat" en 1982 par Feinberg [24] est un miroir à conjugaison de phase autopompée qui a donné lieu à de nombreuses études. Comme nous le verrons dans le Chapitre 3, il a un fonctionnement très similaire à celui du miroir à double conjugaison de phase qui nous intéressera dans la suite. La première observation a eu lieu en 1982, lorsque Feinberg a observé la restitution d'une image de chat après distorsion puis conjugaison dans  $\text{BaTiO}_3$  et deuxième passage dans le milieu

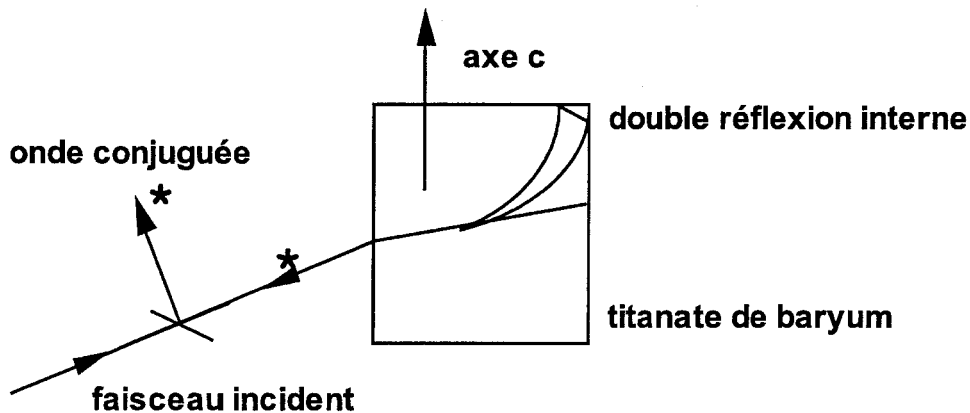


FIG. 2.8 – Le miroir "Cat" dans  $BaTiO_3$ , aspect de la boucle de lumière

déphasant. En 1986, Salamo [25] observe un phénomène semblable dans SBN.

Deux principaux modèles sont proposés pour expliquer le fonctionnement du miroir de type "CAT". Il s'agit du modèle de MacDonald et Feinberg [26] datant de 1983 que nous détaillons un peu plus ici et de celui de Lam [27] proposé en 1985 et qui s'appuie sur du mélange à deux ondes contre-propageantes.

Ce modèle est basé sur l'observation d'une boucle de lumière dans le cristal lorsque l'onde conjuguée se forme. MacDonald et Feinberg supposent que la conjugaison est due à du mélange à quatre ondes et initiée par le beam fanning. Ce dernier donne naissance à un faisceau subissant une double réflexion à l'intérieur d'un coin de l'échantillon comme on peut le voir sur la Figure 2.8. Le parcours à l'intérieur du cristal entraîne la formation de deux régions d'interaction représentées sur la Figure 2.9 dans lesquelles s'opère le mélange à quatre ondes photoréfractif, produisant la conjugaison de phase.

Des instabilités sont fréquemment observées dans cette configuration. Dès 1985, Günter [28] parle de chaos optique et de nombreuses autres publications font état de comportements stable, oscillant et chaotique. En 1986, Smout [29] observe une seconde boucle de lumière dans le cristal et note des instabilités périodiques de l'onde conjuguée dont il étudie l'évolution selon la position du point d'incidence du faisceau laser sur le cristal. En 1987, Gauthier [30] propose une modélisation de chaos déterministe. En 1990, Dunning [31] parvient à stabiliser et amplifier l'onde conjuguée en déplaçant un faisceau d'effacement afin d'annuler les effets des réseaux

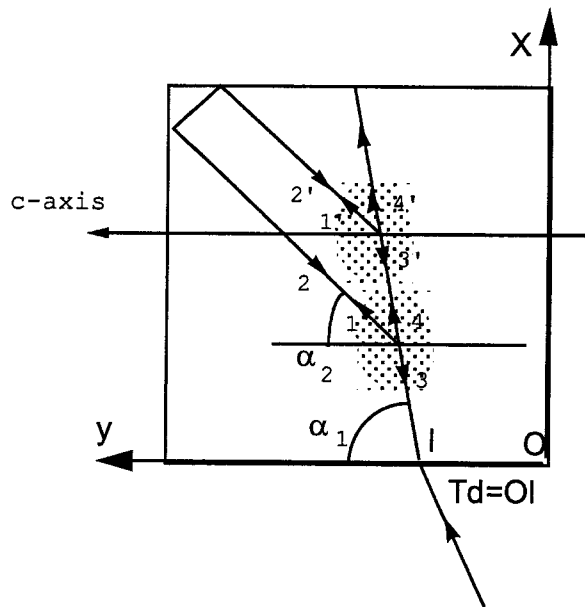


FIG. 2.9 – Interprétation du "Cat" au myen de deux zones de FWM

" parasites ". L'équipe de Tschudi ([32] et [33]) met en évidence l'influence de l'intensité et de l'angle d'incidence du faisceau laser sur le comportement temporel de l'onde conjuguée. Ils mettent en oeuvre une méthode d'analyse de dynamique non linéaire qui indique que le comportement est du type chaos déterministe. En 1988, Hribeck et Gower [34] ont annoncé des fonctionnements différents selon la position et l'angle d'attaque du faisceau incident. Une réduction des oscillations peut être obtenue en appliquant la méthode étudiée par Itoh *et al.* [35] en 1999 et qui consiste à orienter le faisceau incident suivant l'angle de Brewster en polarisation extraordinaire de façon à éviter la réflexion de l'onde conjuguée sur la face d'entrée et la création d'une nouvelle boucle dans le cristal.

## Chapitre 3

# Miroir à double conjugaison de phase : rappels bibliographiques, principe et mesures exploratoires

La double conjugaison de phase peut exister dans diverses configurations, nous en faisons le bilan dans ce chapitre, ainsi que de la littérature sur le sujet. Dans une seconde partie nous présentons nos propres expériences de double conjugaison dans diverses configurations. Ceci nous conduit à choisir d'étudier dans la suite un cas de figure particulier dont une modélisation est exposée.

### 3.1 La double conjugaison de phase dans la littérature : principe et applications

#### 3.1.1 Définition et historique

Le miroir à double conjugaison de phase (en anglais Double Phase Conjugate Mirror ou DPCM) est un dispositif permettant d'effectuer l'opération de conjugaison de phase simultanément sur deux faisceaux laser de même longueur d'onde et éventuellement incohérents entre eux. Si l'on considère le cristal qui réalise le DPCM comme une "boîte noire", il s'agit d'un système dans lequel entrent deux ondes incidentes et d'où sortent deux ondes conjuguées comme le montre la Figure

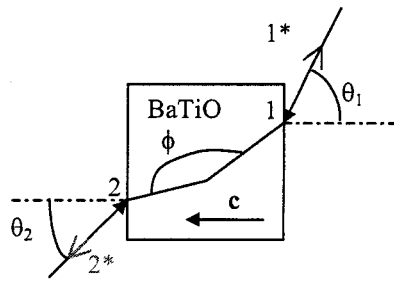


FIG. 3.1 – Double conjugaison de phase : cas général

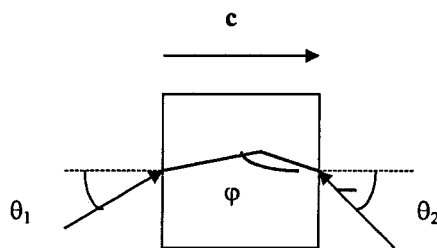


FIG. 3.2 – Configuration DPCM présentée par Weiss et al. [36]

### 3.1

Cronin-Golomb a prévu l'existence du DPCM photoréfractif en 1984 [19] et Weiss *et al.* [36] l'ont observé en 1986 pour la première fois dans un cristal de  $\text{BaTiO}_3$  à la longueur d'onde  $\lambda = 488 \text{ nm}$ , pour une polarisation extraordinaire et dans un cristal de dimensions  $7 \text{ mm} \times 6 \text{ mm} \times 3 \text{ mm}$ . La Figure 3.2 représente ce cas. Cette configuration dans laquelle les faisceaux incidents entrent par chacune des deux faces orthogonales à l'axe du cristal a été baptisée DPCM par ses inventeurs. Elle sera appelée "configuration DPCM" dans la suite de ce document, afin de distinguer ce cas particulier du terme générique correspondant à l'ensemble des configurations existantes. L'axe  $\vec{c}$  du cristal est parallèle à la face de longueur  $7 \text{ mm}$ . L'angle entre les faisceaux incidents dans le cristal est  $\varphi = 173^\circ$  et le diamètre des faisceaux vaut  $1 \text{ mm}$ . Cet article est complété par l'étude publiée par la même équipe (Sternklar *et al.* [37]) reprenant la même expérience. D'après les auteurs et en utilisant les notations de la Figure 3.1, le DPCM serait dû à du mélange à quatre ondes, les réseaux étant inscrits par les faisceaux 1 et 2\* et 2 et 1\*, ce qui explique que des faisceaux 1 et 2 incohérents entre eux puissent être utilisés. En effet, ce n'est pas 1 et 2 qui interfèrent pour former le réseau d'illumination responsable du phénomène. Les

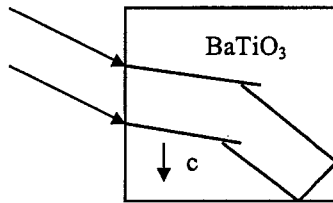


FIG. 3.3 – MIBC proposé par Smout et Eason [38]

faisceaux de lecture correspondant seraient alors respectivement 2 et 1. Par ailleurs, l'énergie de l'onde  $2^*$  provient de 1 et celle de  $1^*$  et due à 2, alors que les images éventuellement inscrites dans les faisceaux sont bien renvoyées simultanément en arrière par conjugaison de phase.

Peu de temps après ces premières observations, Smout et Eason [38] analysent le fonctionnement du "mutually incoherent beam coupler" (MIBC) représenté Figure 3.3 qui utilise deux faisceaux parallèles incidents sur la même face et deux réflexions dans le cristal. Réalisée dans  $\text{BaTiO}_3$ , cette configuration n'est pas sans rappeler le miroir autopompé "Cat" de la Figure 2.8, qui peut être interprété comme un cas particulier de MIBC où les deux faisceaux incidents parallèles sont confondus, à ceci près que les deux faisceaux sont incohérents entre eux. C'est donc vers une interprétation similaire à celle du "Cat" que s'orientent Smout et Eason. Ils considèrent que les deux faisceaux incidents sont soumis au beam-fanning qui les attire dans la direction de  $\vec{c}$ . Ce dernier provient pour eux de l'amplification par TWM de la lumière diffusée par le cristal. Par conséquent, des réseaux s'inscrivent pour que le fanning ait lieu. Deux zones de réseaux dits de fanning sont alors initiées. Les auteurs supposent qu'une partie du fanning issu d'un faisceau remplira la condition de Bragg avec le réseau correspondant à l'autre faisceau incident, ce qui donnera naissance à une conjuguée. Le même processus peut avoir lieu dans le cas du second faisceau.

Ce type d'interprétation est repris en 1988 par Ewbank [39] pour expliquer le mécanisme de la configuration Bird Wings Phase Conjugator (BWPC) dans  $\text{BaTiO}_3$  (Figure 3.4). Ils considèrent que tous les réseaux entrant en jeu pour le fanning sont effacés à moins qu'ils ne soient inscrits par des ondes conjuguées. Cette dernière configuration nécessite une seule réflexion dans la mesure où les faisceaux entrent

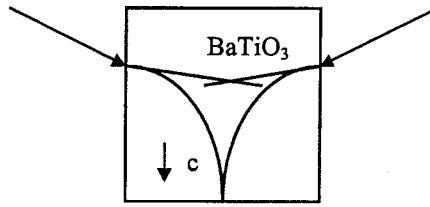


FIG. 3.4 – BWPC présenté par Ewbank [39]

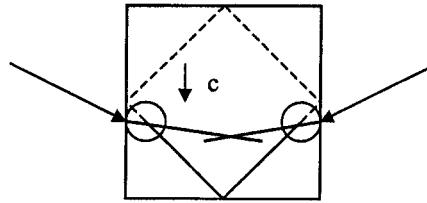


FIG. 3.5 – BWPC avec le modèle de Yeh *et al.* [40], les traits en pointillés matérialisent l'oscillation interne

par deux faces opposées dans le cristal de BaTiO<sub>3</sub>.

En 1988, Yeh *et al.* [40] regroupent les trois configurations précédentes sous le terme générique de "mutually pumped phase conjugators" (MPPC). Les MPPC ont en commun trois caractéristiques :

- Un seul faisceau incident ne donne pas naissance à une onde conjuguée.
- Les deux faisceaux incidents peuvent être mutuellement incohérents.
- Chaque conjuguée tire son énergie du faisceau opposé.

La modélisation proposée pour les MPPC est basée sur l'établissement de deux oscillations se propageant en sens contraire dans une cavité (le cristal considéré). Ces oscillations sont amplifiées par TWM dans deux zones différentes où le fanning se produit. Le modèle est exposé pour deux des cas de MPPC Figures 3.5 et 3.6

En 1990, Sharp *et al.* [41] présentent la configuration "bridge" (Figure 3.7) particulièrement adaptée à SBN mais réalisable également dans BaTiO<sub>3</sub> (l'influence

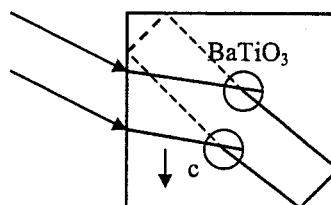


FIG. 3.6 – MIBC avec le modèle de Yeh *et al.* [40], les traits en pointillés matérialisent l'oscillation interne



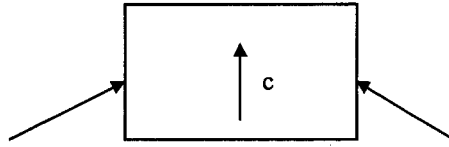


FIG. 3.7 – Bridge MPPC dans SBN présenté par Sharp et al. [41]

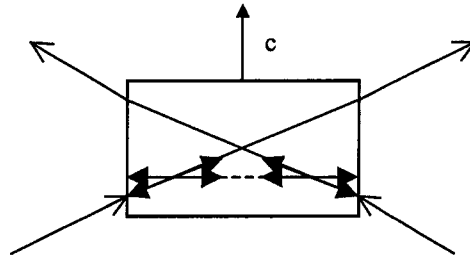


FIG. 3.8 – Bridge MPPC dans SBN modèle de Sharp et al. [41]

de l'axe sur le fanning change de sens entre ces deux matériaux). Les auteurs font l'analogie entre le fonctionnement du Bridge MPPC et du miroir autopompé Cat, et décrivent le fonctionnement de façon concluante en tenant compte de deux zones de FWM entre lesquelles circulent à l'état stationnaire des faisceaux issus du fanning de sens opposés et de directions identiques. Par ailleurs, ils localisent physiquement les réseaux au moyen d'un faisceau d'effacement fin (de diamètre  $0.1\text{ mm}$ ) qu'ils déplacent le long du cristal. Il s'avère alors que les réseaux sont proches des faces d'entrée. Cette interprétation est résumée sur la Figure 3.8. Les ondes qui participent au FWM dans les deux zones concernées sont matérialisées par des flèches dans le cristal. On voit que d'après cette interprétation, le faisceau de lecture des réseaux est issu du fanning provenant du côté opposé. La direction choisie par le phénomène vérifie la condition de Bragg avec les deux réseaux, il s'agit donc d'une "direction de fanning" (une des directions de diffusion amplifiée par TWM avec le faisceau incident) commune aux deux faisceaux incidents. Les auteurs signalent que par souci de simplicité ils ont décrit un modèle avec seulement deux points de FWM, ils supposent qu'il peut s'agir d'un processus en plusieurs étapes et que la courbure progressive des faisceaux peut être due à une succession de zones de ce type.

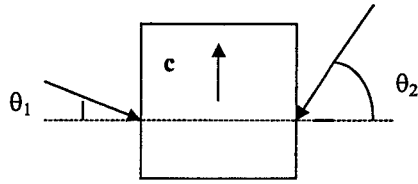


FIG. 3.9 – MPPC dans Rh-SBN:60, présenté par He *et al.* [42]

### 3.1.2 Différentes configurations présentées dans la littérature

Depuis les premières expériences brièvement rappelées précédemment, d'autres configurations utilisant les propriétés photoréfractives de divers matériaux ont été étudiées. Au vu de la littérature sur le sujet, il apparaît indispensable que les faisceaux puissent "se trouver" à l'intérieur du cristal de façon à inscrire ensemble ou de façon liée (nous reviendrons sur ce point ultérieurement) les réseaux nécessaires à l'établissement de la double conjugaison de phase. Des réflexions en nombre variable des faisceaux à l'intérieur des cristaux peuvent permettre la rencontre souhaitée comme on l'a déjà vu dans les cas précédemment évoqués.

#### Le "Mutually Pumped Phase Conjugator" (MPPC)

Cette configuration que nous représentons Figure 3.9 dans Rh-SBN:60 est issue d'un article de He *et al.* [42]. Mais ce terme peut également désigner la configuration DPCM comme c'est le cas dans l'article de Yeh *et al.* [40] avec un laser multimode à  $\lambda = 514 \text{ nm}$ , les puissances incidentes valant  $P_1 = P_2 = 10 \text{ mW}$ , et les angles (repérés sur la Figure 3.9) étant  $\theta_1 = 5^\circ$ ,  $\theta_2 = 55^\circ$ . Yeh *et al.* étudient les effets de la compétition entre les réseaux en MPPC. Après 10 minutes, les auteurs signalent l'apparition de diffraction conique, qui se réduit ensuite à deux points (les conjuguées).

#### Le "Bridge MPPC"

Cette configuration que nous avons déjà citée dérive de la précédente. En 1993 James *et al.* [43] et [44] présentent une configuration utilisant un guide d'onde plan implanté dans un cristal de BaTiO<sub>3</sub>, (Figure 3.10) La longueur d'onde utilisée est  $\lambda = 488 \text{ nm}$ . Les rendements obtenus valent  $r_{1max} = 4.5 \%$  et  $r_{2max} = 8 \%$  pour

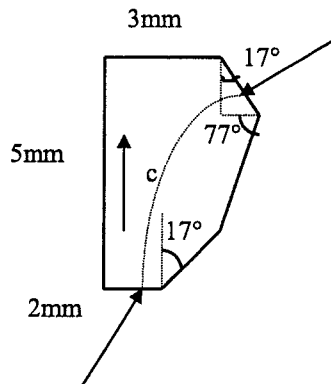


FIG. 3.10 – Bridge MPPC dans  $BaTiO_3$  présenté par James et al. [43] et [44]

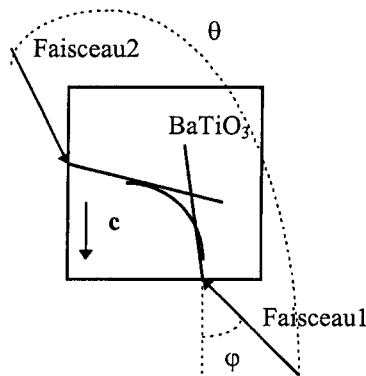


FIG. 3.11 – Modified Bridge dans  $BaTiO_3$  présenté par Wang et al. [45]

des puissances incidentes de  $P_1 = P_2 = 60 \text{ mW}$ , le temps de réponse est voisin de  $100 \text{ ms}$ . Les auteurs ont également tenté d'avoir la configuration "bird wing" dans ce guide d'onde. Ils se sont heurtés à l'impossibilité de faire disparaître la conjugaison de phase autopompée, la meilleure réflectivité ainsi obtenue est de l'ordre de 1 %.

### Le modified bridge

Présenté Figure 3.11, il est découvert en 1989 par Wang *et al.* [45] dans  $BaTiO_3$ . Il s'agit d'une configuration sans réflexion sur les parois internes dans laquelle les faisceaux entrent par deux faces adjacentes. Les auteurs expliquent le fonctionnement du miroir avec le même type de raisonnement que pour le Bridge (Figure 3.12).

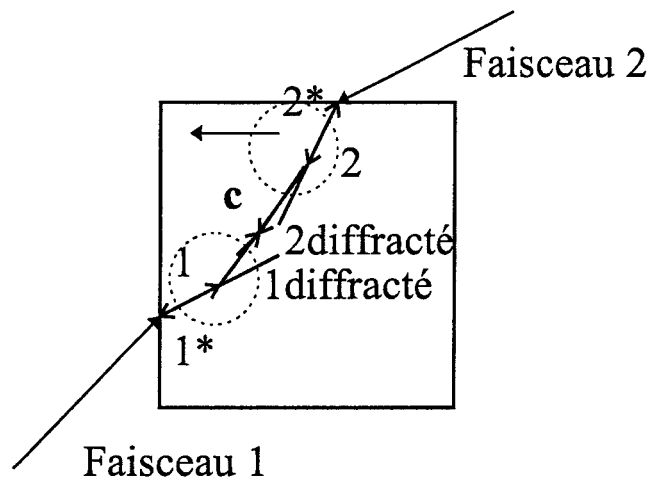


FIG. 3.12 – *Modified Bridge, interprétation théorique*

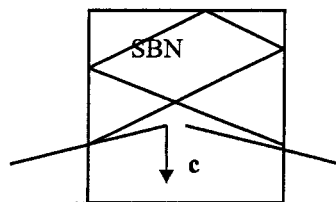


FIG. 3.13 – *Frog Legs dans SBN présenté par Ewbank et al. [46]*

### La configuration "Frog-legs"

Celle-ci a été ainsi dénommée par Ewbank *et al.* [46] en 1990 pour sa ressemblance avec des pattes de grenouille. La Figure 3.13 représente ce cas dans SBN. Les auteurs en proposent un modèle proche de celui de Sharp *et al.* [41], qui est basé sur l'existence de deux zones de FWM. Ils utilisent la solution exacte des équations de FWM donnée par Cronin-Golomb *et al.* [20] en prenant des conditions aux limites spécifiques de la configuration étudiée. Ceci revient à appliquer les travaux de MacDonald et Feinberg [26] sur le miroir autopompé Cat.

### le "plate-formed MPPC"

Avec un cristal de BaTiO<sub>3</sub> dopé Ce, Zhang *et al.* [47] ont obtenu la configuration qu'ils ont baptisée "plate-formed MPPC" (Figure 3.14) qui utilise une réflexion sur la face arrière du cristal.

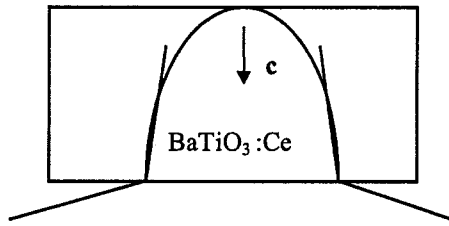


FIG. 3.14 – Plate Formed dans  $BaTiO_3:Ce$  présenté par Zhang *et al.* [47]

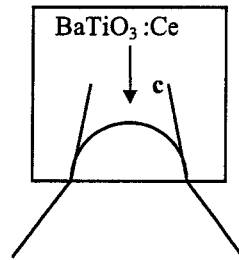


FIG. 3.15 – Rainbow dans  $BaTiO_3:Ce$  présenté par Wang *et al.* [48]

### le "rainbow"

En 1996 toujours dans un cristal de  $BaTiO_3$  dopé Ce, Wang *et al.* [48] ont réalisé la configuration qu'ils nomment "rainbow" représentée Figure 3.15, qui est une variante de la précédente sans la réflexion sur la face opposée à la face d'entrée. Ceci est rendu possible par la plus grande courbure des faisceaux de fanning.

### "Fish-head", "Fish" et "Ray"

En 1997, Chang *et al.* [49] proposent les configurations Fish-head (Figure 3.16), fish (Figure 3.17) et ray (Figure 3.18) réalisées dans différents cristaux de  $BaTiO_3$  de dimensions  $5.16\text{ mm} \times 4.74\text{ mm} \times 5.00\text{ mm}$  et  $5.00\text{ mm} \times 5.00\text{ mm} \times 5.00\text{ mm}$ . Dans le cas du "Fish-Head", déjà présenté en 1995 par Chang *et al.* [50], la longueur

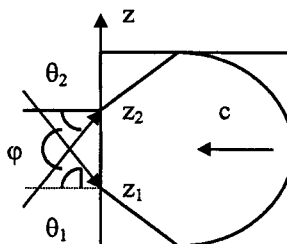


FIG. 3.16 – FishHead dans  $BaTiO_3$  présenté par Chang *et al.* [49]

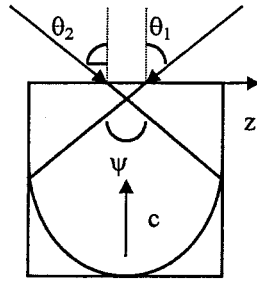


FIG. 3.17 – fish dans  $BaTiO_3$  présenté par Chang et al. [49]

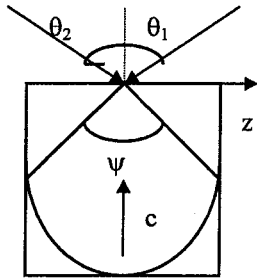


FIG. 3.18 – ray dans  $BaTiO_3$  présenté par Chang et al. [49]

d'onde est  $\lambda = 488 \text{ nm}$ , l'angle indiqué sur la Figure 3.16 est  $\varphi = 110^\circ$ ; les puissances incidentes sont égales et  $P_1 = P_2 = 56 \text{ mW}$ , la largeur du faisceau vaut  $0.3 \text{ mm}$ , et les divers paramètres (Figure 3.16) valent  $z_1 = z_2 = 1 \text{ mm}$  (distances des points d'entrée des faisceaux aux bords du cristal),  $\theta_1 = \theta_2 = 55^\circ$ . La réflectivité atteint 30 % en 1 s. Elle est stable à  $\pm 5 \%$  pendant 15 minutes. Pour le "fish" (Figure 3.17),  $\lambda = 514.5 \text{ nm}$ ,  $\varphi = 110^\circ$ ,  $P_1 = P_2 = 25 \text{ mW}$ ,  $\theta_1 = \theta_2 = 55^\circ$ . On observe deux boucles de lumière distinctes stables au moins.  $r_{max} = 30 \%$ , le temps de réponse est de 1 s, et si la configuration est asymétrique  $r$  chute jusqu'à 15 %. Dans le cas "ray" (Figure 3.18),  $\lambda = 514.5 \text{ nm}$ , la largeur des faisceaux est de  $0.48 \text{ mm}$ ,  $P_1 = 45 \text{ mW}$ ,  $P_2 = 30 \text{ mW}$ .  $r_{max} = 37 \%$ ,  $r_{min} = 18 \%$ .

#### Et d'autres encore

Il existe également des configurations à plusieurs cristaux comme celle proposée par Wolffer [51] pour laquelle chacune des deux zones de FWM est située dans l'un des cristaux. On peut aussi utiliser plusieurs cristaux les uns derrière les autres (Wang et al. [45], la conjuguée issue d'un cristal servant d'onde incidente pour l'autre. Nous avons choisi ici de nous limiter au cas à un seul cristal.

### 3.1.3 Le DPCM, oscillateur ou amplificateur ?

Dans le premier article abordant la double conjugaison de phase publié en 1984, Cronin-Golomb *et al.* [19] citent le DPCM parmi les oscillateurs photoréfractifs comme un dispositif mettant en œuvre le FWM. Ce terme d'oscillateur est adopté dans la littérature par analogie avec l'électronique, domaine dans lequel un oscillateur est un circuit susceptible de générer un signal de sortie sans signal d'entrée dès lors que son gain est supérieur à un certain seuil. Dans le cas du DPCM, le seuil concerne le produit de la partie réelle du gain exponentiel complexe avec la longueur effective de recouvrement des faisceaux participant au FWM :  $\gamma l_{eff}$ . En 1989 Fischer *et al.* [52] font l'inventaire des oscillateurs photoréfractifs et y incluent le DPCM, qui contrairement aux autres dispositifs de conjugaison de phase ne nécessite pas de rétroaction optique. Les deux faisceaux incidents sont en effet réputés capables de se "trouver" automatiquement afin d'interagir dans le matériau.

Par la suite, Eliseev et Zozulya [53] proposent une analyse à deux dimensions qui tient compte de la géométrie du problème et en particulier de la non co-linéarité des faisceaux incidents ainsi que de la forme de la zone dans laquelle ils se recouvrent. Cette étude est opposée à la résolution des équations de couplage ne tenant compte que d'une direction (correspondant à la longueur du cristal quasiment parallèle à la direction de propagation des faisceaux) proposée par Cronin-Golomb *et al.* [19]. Dans le modèle à deux dimensions lorsque les faisceaux ne sont pas co-linéaires, le système obtenu n'a plus de seuil de fonctionnement comme c'était le cas pour l'oscillateur mais uniquement un seuil d'observabilité des conjuguées. Eliseev et Zozulya [53] parlent alors d'amplificateur convectif. Ils notent l'influence de la largeur des faisceaux sur le modèle.

En 1995 Shaw [54] présente une interprétation différente : selon lui, le DPCM est un oscillateur lorsque les ondes incidentes sont en polarisation TM et un amplificateur lorsque la polarisation est TE. Cette version est contestée par Zozulya *et al.* [55] qui critiquent la résolution en ondes planes du problème. Cette méthode ne peut, d'après eux, rendre compte d'un phénomène correspondant à un signal de largeur non infinie. Par ailleurs les auteurs utilisent des équations dites paraxiales 3.1 et 3.2

qui traduisent non seulement le couplage des ondes mais également la convection (qui est compensée par la diffraction). Dans ces équations, les amplitudes des ondes sont indexées  $f$  pour "forward" et  $b$  pour "backward",  $\nu$  représente la modulation de l'indice et  $\gamma_0$  est le gain photoréfractif,  $k$  est le vecteur d'onde.

$$\left( \frac{\partial}{\partial x} - \frac{i}{2k} \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) A_f = 2i\gamma_0\nu A_f \quad (3.1)$$

$$\left( -\frac{\partial}{\partial x} - \frac{i}{2k} \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) A_b = 2i\gamma_0\nu A_b \quad (3.2)$$

En 1996 Geri et Özkul [56] parlent de cette controverse comme étant résolue et citent les articles de Shaw [54], Eliseev et Zozulya [53] et Zozulya *et al.* [55]. La détermination du type de comportement du DPCM peut se faire, d'après ces auteurs, en fonction de la configuration géométrique de la zone d'interaction des faisceaux et de leur polarisation. On peut cependant noter que tous ces modèles correspondent au cas où les faisceaux incidents sont assez larges pour que les réseaux de FWM se trouvent superposés dans une zone d'interaction commune. Comme nous l'avons vu auparavant, Sharp *et al.* [41] ou Ewbank *et al.* [46] au contraire, traitent du cas de faisceaux suffisamment fins pour que l'on puisse considérer deux zones de FWM distinctes qui sont prises en compte chacune de façon monodimensionnelle. Dans ce cas, le DPCM peut donc encore être considéré comme un oscillateur.

### 3.1.4 Une difficulté prévisible : la diffraction conique

Dans le cas d'un seul réseau partagé, un seul réseau diffracte l'onde indexée 1 en la conjuguée de l'onde indexée 2. Mais de nombreux réseaux vérifient les mêmes équations de couplage (car ils diffractent à la fois l'onde 1 et l'onde 2) et vont avoir les mêmes caractéristiques en termes de seuil et de rendement de conversion. Pour qu'un réseau (de vecteur d'onde  $\vec{k}$ ) satisfasse à la condition de Bragg pour les deux faisceaux 1 et 2 (de vecteurs d'onde  $\vec{k}_1$  et  $\vec{k}_2$ ), et diffracte ces ondes en des ondes  $s_1$  et  $s_2$  (de vecteurs d'onde  $\vec{k}_{s_1}$  et  $\vec{k}_{s_2}$ ) les vecteurs d'onde doivent vérifier les relations



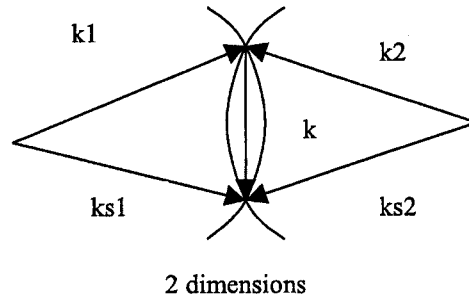


FIG. 3.19 – *diffraction conique dans le cas à deux dimensions*

suivantes :

$$\vec{k}_{s1} = \vec{k}_1 + \vec{k} \quad (3.3)$$

$$|\vec{k}_{s1}| = |\vec{k}_1| \quad (3.4)$$

et

$$\vec{k}_{s2} = \vec{k}_2 + \vec{k} \quad (3.5)$$

$$|\vec{k}_{s2}| = |\vec{k}_2| \quad (3.6)$$

$\vec{k}_1$  et  $\vec{k}_2$  étant connus, on cherche  $\vec{k}$ ,  $\vec{k}_{s1}$  et  $\vec{k}_{s2}$  pour lesquels les équations ci-dessus seront vérifiées. Dans un espace à deux dimensions, la solution  $\vec{k}$  est unique (cf Figure 3.19),  $\vec{k} = \vec{k}_1 + \vec{k}_2$ . En revanche, dans la réalité (3 dimensions), du fait que les équations 3.4 et 3.6 sont écrites en module les solutions sont multiples (on parle alors de dégénérescence de la solution) et la lumière est diffractée en un cône qui contient le faisceau conjugué (cf Figure 3.20). Ce phénomène qui a été étudié expérimentalement et théoriquement entre autres par He *et al.* [42] en 1992 dans Rh-SBN:60, est appelé diffraction conique.

Pour éviter cette diffraction et les pertes en rendement qui en découlent, diverses solutions ont été proposées dans la littérature ; elles sont rappelées par Wolffer [51]

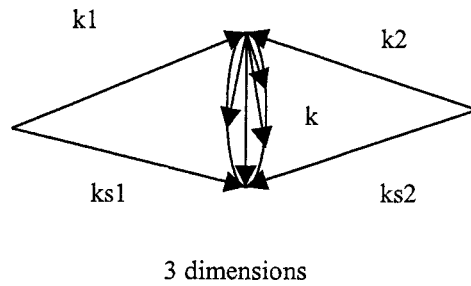


FIG. 3.20 – *diffraction conique dans le cas à trois dimensions*

de façon synthétique.

- Fischer *et al.* [57] proposent d'induire des aberrations dans les faisceaux incidents au lieu d'utiliser des ondes planes à l'entrée du cristal. Ceci limite le nombre des réseaux capables de diffracter un faisceau en complexe conjugué de l'autre.
- Mais il est également possible d'utiliser un DPCM à deux zones réalisé au moyen de deux cristaux, comme le font Wolffer *et al.* [58] chacun correspond alors à une zone de FWM.
- Enfin, et c'est la méthode que nous retiendrons expérimentalement, dans un plan, la solution devient unique (He *et al.* [42]) l'introduction de lentilles cylindriques (Petrov *et al.* [59] dans les faisceaux incidents permet donc expérimentalement de réduire le problème à deux dimensions, ce qui force les faisceaux diffractés à choisir la direction des conjuguées.

### 3.1.5 Applications du miroir à double conjugaison de phase

Différentes applications de la double conjugaison de phase ont été proposées dans la littérature.

#### Utilisation pour la réalisation de miroir de fond de cavité laser avec correction des distortions

Dès 1984, Cronin-Golomb *et al.* [19] proposent de remplacer le miroir de fond de cavité par un cristal photoréfractif suivi d'un miroir classique, lequel se charge de réfléchir suffisamment de lumière pour générer le deuxième faisceau du DPCM.

Le système ne nécessite pas de réglage fin du miroir puisque le DPCM s'établit automatiquement entre le faisceau issu du laser et celui réfléchi sur le miroir. Au lieu d'une réflexion sur le miroir de fond de cavité, on a une onde conjuguée ce qui permet de corriger les aberrations apportées au faisceau émis dans le laser.

### **Interconnexions optiques**

La faculté d'auto-alignement a également été appliquée aux interconnexions optiques entre fibres mono-modes. Un montage d'interconnexions reconfigurables du type 1 vers 1 parmi  $N$  ( $N = 8$ ) a été mis en oeuvre avec succès par Wolffer [51] avec une configuration à deux cristaux. Il s'agit d'interconnecter un faisceau fixe issu d'une fibre avec un faisceau provenant de l'une des  $N$  fibres d'une barrette placée du côté opposé du DPCM. La lumière issue du faisceau fixe est alors injectée dans la fibre voulue.

### **Le gyroscope à fibre optique**

Par ailleurs, dès 1987, Weiss *et al.* [36] envisagent d'appliquer le DPCM à la soustraction d'images ainsi qu'à l'interféromètre de Sagnac et à la mesure de rotation, (Weiss *et al.* 1987 [36]). Ils reprennent ainsi des idées plus anciennes d'introduction de miroir à conjugaison de phase dans les gyroscopes à fibres optiques (McMichael *et al.* [60]). Ils estiment que les propriétés des ondes conjuguées autorisent l'utilisation de fibres multi-modes dans un gyroscope. En effet, les gyroscopes actuels nécessitent l'emploi de fibres coûteuses, mono-modes et à maintien de polarisation.

Utilisés traditionnellement en aéronautique ou navigation, les gyroscopes ont aussi des applications industrielles comme le guidage automobile, ou la conduite à distance de toutes sortes d'engins (tracteurs, engins de construction, etc). Depuis une vingtaine d'années, afin de minimiser les facteurs de bruits et d'augmenter leur sensibilité, de nombreuses améliorations ont été apportées aux gyroscopes à fibre optique " FOG " (Figure 3.21). De  $103^\circ/h$  pour les applications automobiles, celle-ci doit atteindre  $10^{-3}^\circ/h$  pour l'aviation. Le principe de fonctionnement d'un " FOG " qui repose sur l'effet Sagnac est le suivant : deux ondes lumineuses se propageant en sens inverse dans des boucles de fibre optique présentent en sortie une différence

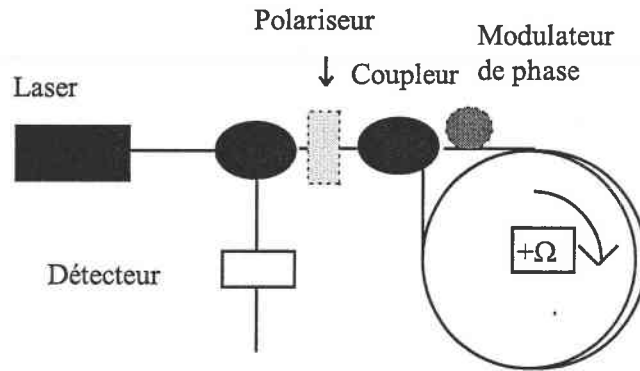


FIG. 3.21 – FOG dans sa configuration actuelle

de phase proportionnelle à la vitesse angulaire  $\Omega$  du montage utilisé ainsi qu'à la superficie du circuit. Pour améliorer la précision de ce modèle, on utilise des longueurs de fibre optique allant jusqu'à 1000 m afin d'augmenter la superficie du circuit. Or il s'agit de fibre mono-mode à maintien de polarisation, spécifique à cette application, dont le coût est élevé. D'autre part, les fabricants de FOG sont tributaires de leurs fournisseurs dont ils sont les seuls clients pour ce produit. Le risque d'arrêt de la production de ces fibres n'est donc pas négligeable. Il est à l'évidence très intéressant de chercher à réaliser un FOG avec une fibre ordinaire tout en respectant l'acquis de la technologie actuelle. L'introduction d'un miroir (cristal photoréfractif) à double conjugaison de phase dans la fibre permet théoriquement d'atteindre cet objectif puisque chacune des deux ondes verra les aberrations induites par le passage dans la fibre multi-mode corrigées par conjugaison puis nouveau passage dans la même partie de la fibre en sens inverse. Ce cas est représenté Figure 3.22.

### 3.2 Premiers résultats expérimentaux et analyse

Le but de notre étude est de permettre la correction des aberrations du faisceau lumineux induites par une fibre classique au moyen d'un miroir à double conjugaison de phase.

Ceci induit des contraintes sur le cristal : réaliser la double conjugaison de phase

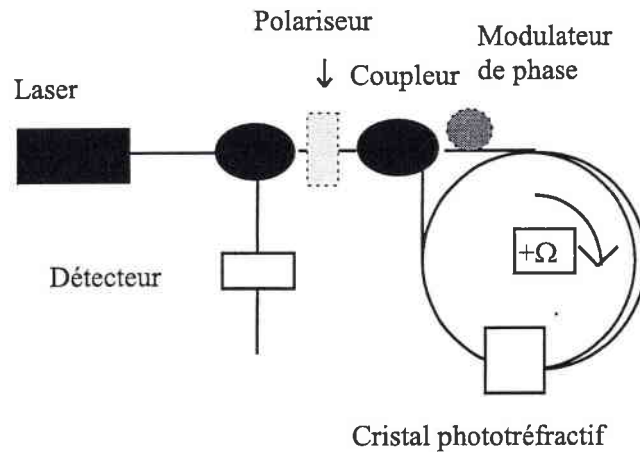


FIG. 3.22 – FOG avec DPCM

dans l'infra rouge dans un cristal photoréfractif ne présentant pas de transition de phase structurale aux températures considérées ( $-50^{\circ}C < T < 100^{\circ}C$ ). Ces points ne sont pas l'objet de la présente thèse. En effet, nous avons d'abord tenté de réaliser le meilleur DPCM possible dans un matériau connu pour ses qualités dans ce type d'application, le  $BaTiO_3$ .

Pour commencer, et dans les divers échantillons dont nous disposons, nous avons essayé de réaliser les configurations de la littérature, afin d'évaluer les qualités de chacune et de déterminer celle qui correspond le mieux à l'insertion dans un gyroscope.

Cette étude a permis d'identifier un certain nombre de difficultés expérimentales que nous avons éliminées par la suite. Elle nous a également donné l'occasion de nous familiariser avec le phénomène de double conjugaison de phase et de décider de la direction à prendre pour tenter d'optimiser ce phénomène dans la configuration choisie. Les résultats présentés ici sont pour la plupart qualitatifs, il s'agit en effet d'une phase d'exploration du phénomène en général.

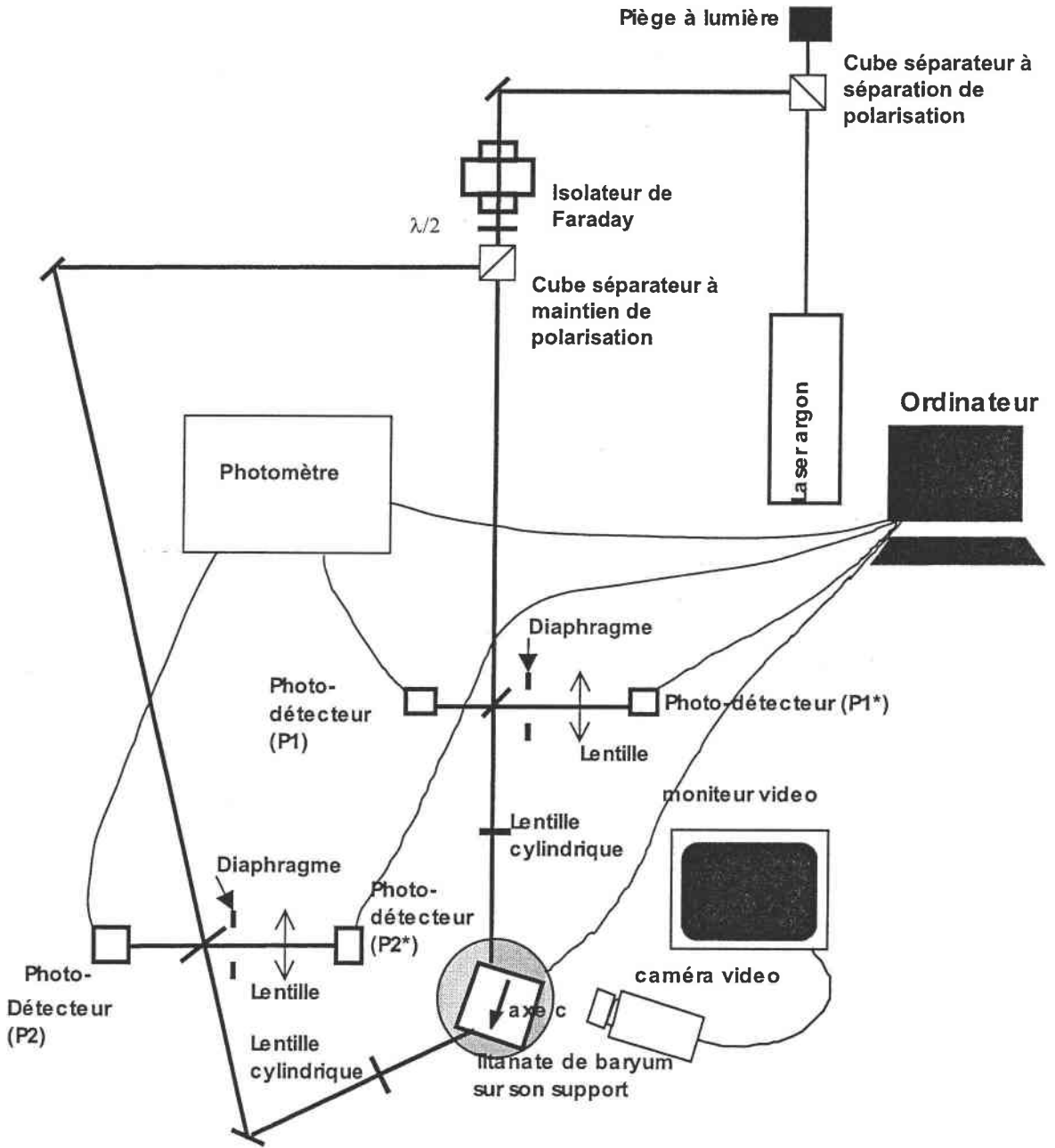


FIG. 3.23 – Montage permettant l'étude de la double conjugaison de phase

### 3.2.1 Présentation du banc expérimental permettant la recherche de configurations optimales

Le montage utilisé pour ces expériences préliminaires est représenté Figure 3.23 et se compose d'un certain nombre d'éléments que nous présentons dans ce qui suit.

#### La source

La source est un laser argon COHERENT INOVA 200 mono-mode, utilisé sans étalon de façon à diminuer sa longueur de cohérence qui est alors de l'ordre d'une dizaine de centimètres. Cette source peut générer une puissance de 13  $W$  au maximum. Dans les expériences qui suivent, elle a été employée entre quelques dizaines de milliwatts et 2  $W$ . La longueur d'onde choisie pour nos mesures est de 514.5  $nm$ . En sortie du laser, le faisceau laser est polarisé rectilignement et verticalement. Afin de s'assurer de la stabilité de la puissance émise, il s'est avéré nécessaire d'utiliser le laser avec une puissance supérieure à 1  $W$  ; cette puissance était bien supérieure à ce dont nous avons besoin pour la double conjugaison de phase, seule une fraction de l'énergie émise est dirigée vers le reste du montage, ceci au moyen d'un cube séparateur à séparation de polarisation. La partie "inutile" est absorbée par un piège à lumière.

#### L'isolation optique

La conjugaison de phase implique obligatoirement que de l'énergie "en retour" revienne vers le laser en suivant exactement le même chemin que l'onde qui en est issue. Il est donc nécessaire d'installer un isolateur optique dans le trajet de la lumière, de façon à éviter les instabilités du laser qui résulteraient de tout retour dans la cavité. L'isolateur utilisé ici est constitué de trois parties : deux cubes polariseurs entourant la cellule de Faraday. Le premier polariseur est vertical, la cellule cylindrique suivante fait tourner la polarisation d'un angle réglable au moyen d'une bague de 45° à 90° vers la gauche. Pour isoler, on choisit un angle de 45°, et le deuxième cube polarise la lumière à 45°. Une lame demi-onde permet de retrouver une polarisation horizontale et donc extraordinaire à l'entrée du cristal. Le sens de

passage de la lumière n'influe pas sur le sens de rotation dans l'élément central, ainsi l'onde conjuguée qui est déjà polarisée à  $45^\circ$  après son passage dans la lame demi-onde est polarisée horizontalement par l'isolateur et éliminée par le polariseur vertical. Dans la pratique, l'isolation obtenue n'est pas de 100 %; afin de minimiser le retour de la lumière dans le laser et éviter les oscillations parasites qui en résulteraient, nous avons limité les puissances incidentes sur le cristal à des valeurs inférieures à 100 *mW*.

### Les deux bras du banc

Au delà de l'ensemble formé par l'isolateur et la lame demi-onde, un cube séparateur à maintien de polarisation sépare le faisceau en deux. Un bras du montage est pris plus long que l'autre (la différence est très supérieure à la longueur de cohérence du laser), de façon à assurer l'incohérence des deux faisceaux à l'arrivée sur le cristal. Ceci facilite l'établissement de la double conjugaison de phase. Dans la suite de l'exposé, l'indice 1 sera donné au bras le plus court, 2 au plus long. Deux obturateurs permettant de couper les deux faisceaux incidents sont pilotés par l'ordinateur, qui gère par ailleurs globalement le fonctionnement du banc. Des lentilles cylindriques de longueur focale 10 *cm* permettent d'éliminer la diffraction conique suivant le principe présenté précédemment (3.1.4); en effet ces lentilles "forcent" les faisceaux incidents à interagir dans un plan horizontal.

### Mesure de l'onde conjuguée

Dans chaque bras du montage, une lame séparatrice permet d'extraire une fraction de l'onde incidente et également de l'onde conjuguée. Il faut donc mesurer quatre grandeurs qui seront notées  $P_1$  et  $P_2$  pour les puissances incidentes et  $P_1^*$  et  $P_2^*$  pour les puissances des ondes conjuguées. Les ondes incidentes sont mesurées au moyen d'un photomètre à deux capteurs relié au bus GPIB de l'ordinateur. Les conjuguées sont mesurées avec des photodiodes. Ces dernières sont précédées de lentilles qui permettent de focaliser les conjuguées sur les capteurs de surface plus petite que le faisceau lumineux. L'inconvénient de cette technique est que, lors de l'établissement de la conjugaison, du beam-fanning se produit avec des constantes



de temps comparables à celles du DPCM. En laissant les faisceaux issus du fanning se propager dans le montage, on court le risque de les focaliser dans les photodiodes avec les lentilles, ce qui évidemment fausse la mesure. Pour cette raison, des diaphragmes ajoutés sur les faisceaux conjugués entre la lame séparatrice et la lentille, permettent d'éliminer cette intensité parasite des mesures effectuées et ainsi d'améliorer la fidélité des conjuguées mesurées.

Les photodiodes destinées à la mesure des ondes conjuguées génèrent des courants proportionnels à l'intensité lumineuse incidente. Ces signaux subissent une transformation courant-tension avant d'être acquis par la carte dédiée à cet usage adjointe à l'ordinateur qui gère l'expérience.

#### **Effacement des réseaux**

L'effacement des réseaux inscrits dans le cristal entre deux mesures est assuré par une lampe halogène placée au dessus du support de cristal et dont l'allumage et l'extinction sont commandés par l'ordinateur. L'utilisation de cette lampe durant le temps nécessaire à l'effacement des réseaux provoque une élévation de température du cristal de l'ordre de  $1^\circ$  et des instabilités sur les conjuguées mesurées pendant le retour à la température ambiante. Un certain temps de relaxation est donc nécessaire après chaque période d'effacement.

#### **Automatisation du système et visualisation**

Un programme en Langage C permet de gérer toutes les opérations liées à la lampe, aux obturateurs, et au support mais aussi l'acquisition des valeurs des ondes incidentes et conjuguées.

Par ailleurs, une caméra reliée à un moniteur vidéo et à une imprimante thermique ont permis la prise de photographies des diverses configurations que nous avons réalisées.

### Echantillons testés

Les échantillons de  $\text{BaTiO}_3$  que nous avons à notre disposition sont les suivants :

- Un cristal de  $\text{BaTiO}_3$  dit "long" qui provient de la FEE<sup>1</sup>, de profondeur  $L_x = 3.1 \text{ mm}$ , largeur ( $//$  axe  $\vec{c}$ )  $L_y = 3.3 \text{ mm}$ , hauteur  $L_z = 10 \text{ mm}$ .
- Un cristal de  $\text{BaTiO}_3$  dit "non dopé" qui est non intentionnellement dopé et dont la croissance a été réalisée à la "Chinese Academy of Sciences of Beijing", de profondeur  $L_x = 4.38 \text{ mm}$ , largeur ( $//$  axe  $\vec{c}$ )  $L_y = 4.39 \text{ mm}$ , hauteur  $L_z = 3.02 \text{ mm}$ .
- Un second cristal qui provient de la FEE. Il s'agit d'un  $\text{BaTiO}_3:\text{Co}$  à 20 ppm dans la solution, dit cristal "dopé" de profondeur  $L_x = 5 \text{ mm}$ , largeur ( $//$  axe  $\vec{c}$ )  $L_y = 5 \text{ mm}$ , hauteur  $L_z = 2.6 \text{ mm}$ .

### 3.2.2 Résultats obtenus dans différentes configurations et quelques éléments d'analyse

Nous avons obtenu des ondes conjuguées dans diverses configurations selon la nature et les dimensions des cristaux testés. Ce travail nous a également permis de valider le banc et la méthode de mesures. Il faut noter que lors de ces premières expériences nous n'utilisons pas encore les lentilles cylindriques mais des lentilles sphériques afin de focaliser les faisceaux à l'entrée du cristal.

#### Etude du "fish head"

Le montage décrit par Chang et Selviah [49] pour l'obtention de la configuration "fish head" est très proche de celui que nous avons utilisé, c'est pourquoi nous avons tout d'abord réalisé ce cas de figure. Les cristaux de  $\text{BaTiO}_3$  utilisés ont les dimensions suivantes:  $5.16 \text{ mm} \times 4.74 \text{ mm} \times 5.00 \text{ mm}$  et  $5.00 \text{ mm} \times 5.00 \text{ mm} \times 5.00 \text{ mm}$ . Un laser à argon ( $\lambda = 488 \text{ nm}$ ) est utilisé, l'effacement est assuré par un laser HeNe ( $\lambda = 632.8 \text{ nm}$ ) de puissance 25 mW. L'angle entre les faisceaux est de  $110^\circ$ ,  $P_1 = P_2 = 56 \text{ mW}$ , la largeur du faisceau vaut 0.3 mm, et avec les notations

---

1. Forschungsinstitut für mineralische und metallische Werkstoffe Edelsteine/Edelmetalle GmBH, Idar Oberstein, Allemagne

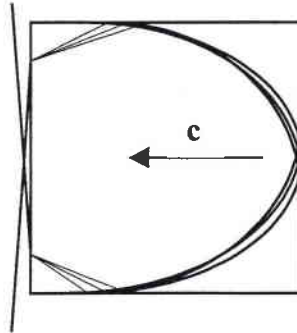


FIG. 3.24 – Schéma représentant les filaments tels qu'ils apparaissent dans le cristal lors de la double conjugaison

de la Figure 3.16,  $z_1 = z_2 = 1 \text{ mm}$ ,  $\theta_1 = \theta_2 = 55^\circ$ . La réflectivité atteint 30 % en 1 s. Elle est stable à  $\pm 5 \%$  pendant 15 min.

Nous avons pour notre part pu obtenir une configuration "fish head" dans le cristal "long" et dans le cristal "non dopé". De façon à reproduire la configuration de Chang et Selviah [49], les deux faisceaux incidents font dans les deux cas un angle de  $120^\circ$ , proche de la valeur  $110^\circ$  prise par les auteurs pour le "fish head". Les deux puissances incidentes  $P_1$  et  $P_2$  ont été prises telles que  $P_2 = \frac{3}{4} \times P_1$ , et les valeurs de  $P_1$  utilisées vont de 20 à 100 mW environ. Les rendements de conjugaison obtenus en effectuant les rapports des puissances mesurées à l'extérieur des cristaux (c'est à dire sans tenir compte des coefficients de transmission) sont dans le cas du cristal "long" de  $r_1 = \frac{P_1^*}{P_1} = 7 \%$  et  $r_2 = \frac{P_2^*}{P_2} = 11 \%$  pour des puissances incidentes de  $P_1 = 58 \text{ mW}$  et  $P_2 = 44 \text{ mW}$ . Dans le cas du cristal "non dopé",  $r_1 = \frac{P_1^*}{P_1} = 6 \%$  et  $r_2 = \frac{P_2^*}{P_2} = 6 \%$  pour des puissances incidentes de  $P_1 = 90 \text{ mW}$  et  $P_2 = 67 \text{ mW}$ . La coupure du faisceau 1 provoque l'extinction immédiate de 2\* puis celle de 1\* très rapidement après. D'autre part, aucun des deux faisceaux ne peut s'auto-conjuguer dans cette configuration. Il s'agit donc bien de double conjugaison, et chaque onde conjuguée tire son énergie du faisceau dont elle n'est pas la conjuguée. Les intensités des ondes conjuguées varient fortement, pouvant même passer par une extinction temporaire. Un tel phénomène semble cependant disparaître avec le temps, et la stabilisation se fait au bout de quelques dizaines de minutes environ.

Lors de l'établissement de la double conjugaison de phase, on observe l'apparition

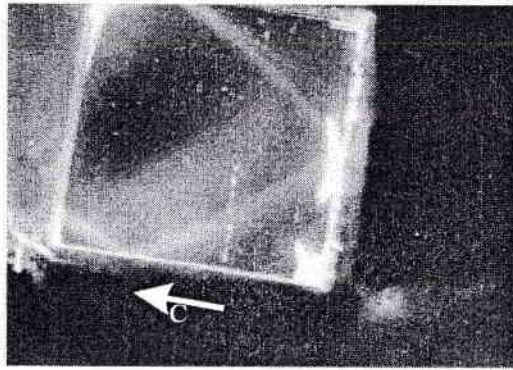


FIG. 3.25 – Photo prise en vue de dessus du cristal non dopé en configuration "fish head"

simultanée de filaments de lumière à l'intérieur du cristal puis leur migration, ou défilement à l'intérieur de la zone illuminée. Ces filaments se réfléchissent sur les deux faces latérales et se rejoignent sur la face  $+c$ , ils créent alors des " boucles de lumière " plus ou moins intenses. Les filaments de lumière observés présentent un fort contraste avec le reste du cristal. Il pourrait s'agir de solitons spatiaux ([61] et [62]), car leur largeur semble rester constante. Ils subissent une déviation liée à l'orientation de l'axe  $\vec{c}$ , et ceux issus des deux faisceaux incidents arrivent sur la face  $+c$  dans la même région. La Figure 3.24 résume ce phénomène. Le nombre de ces filaments est variable mais souvent bien supérieur à deux ce qui exclut une explication basée sur la présence de deux guides d'ondes induits par les deux maxima d'intensité des faisceaux gaussiens. Nous n'insérons pas d'image dans les faisceaux, par conséquent ceux-ci ont une répartition d'intensité continue (et quasi gaussienne) à l'entrée du cristal. Il est donc clair que c'est le cristal qui donne naissance à ce phénomène de filamentation que l'on peut observer par ailleurs également avec un faisceau unique si on le laisse subir le beam fanning. C'est le cas dans le cristal "non dopé". Dans ce dernier cristal, moins épais que le cristal "long", il est possible de prendre des photographies de meilleure qualité et les filaments sont plus discernables.

La conjugaison présente un meilleur rendement lorsque les faisceaux incidents sont plus larges que sur la photo reproduite (Figure 3.25). Dans ce cas, les filaments ne sont pas observés. On voit en revanche les deux faisceaux se courber et se rejoindre sur la face  $+c$ . Les filaments peuvent encore exister ici, mais ne pas être visibles

avec les moyens dont nous disposons. La largeur des faisceaux (notamment largeur relative de l'un par rapport à l'autre) a une influence importante sur les valeurs des intensités conjuguées. Des essais de translation ou rotation des faisceaux ont également été effectués, ils ne permettent pas à ce stade et pour une configuration aussi complexe de conclure autrement qu'en notant l'influence de la géométrie du trajet des faisceaux dans le cristal sur la valeur et la stabilité des amplitudes des ondes conjuguées.

### Etude du "modified bridge"

Le second cas que nous avons étudié est celui du "Modified-bridge" et ceci dans le cristal dopé. Nous avons ici fait référence à l'article de Wang *et al.* [45], dans lequel la source est un laser à argon sans étalon,  $P_1 = P_2 = 7.5 \text{ mW}$ ,  $\phi = 50^\circ$ ,  $\theta = 157^\circ$ , le cristal a pour dimensions :  $6.8 \text{ mm} \times 6.2 \text{ mm} \times 3.1 \text{ mm}$ , l'axe  $\vec{c}$  est parallèle à la face de longueur  $6.8 \text{ mm}$ . Les rendements obtenus sont de  $r_1 = r_2 = 8 \%$ .

Dans notre cas, les conditions expérimentales sont les suivantes : le cristal est l'échantillon dopé, les angles indiqués sur la Figure 3.11 valent  $\phi = 30^\circ$  et  $\theta = 210^\circ$ . Avec  $P_1 = 10.4 \text{ mW}$  et  $P_2 = 10.8 \text{ mW}$ , nous avons obtenu des rendements de  $r_1 = 17 \%$  et  $r_2 = 8 \%$ ; pour  $P_1 = 15 \text{ mW}$  et  $P_2 = 16 \text{ mW}$ ,  $r_1 = 20 \%$  et  $r_2 = 13 \%$ .

L'établissement du modified bridge est résumé sur les Figures 3.26 à 3.29. La Figure 3.26 représente le faisceau 2 seul qui subit le fanning et est par conséquent attiré par l'axe  $\vec{c}$ . Le même phénomène courbe le faisceau 1 cette fois-ci sur la photo 3.27. Lorsque les deux faisceaux illuminent simultanément le cristal on obtient la Figure 3.28, et enfin la double conjugaison s'établit et les deux faisceaux semblent se chercher ou se guider mutuellement comme le montre la Figure 3.29. Entre les étapes 3.28 et 3.29, on voit une "migration" d'une bande claire dans la zone d'interaction des deux faisceaux. Après 3 à 4 minutes, un ou des filaments apparaissent qui migrent lentement dans la direction de  $\vec{c}$  (cf Figure 3.30 à 3.35). Dans la même temps on peut observer des instabilités des ondes conjuguées. Les filaments ne sont pas dus à une imperfection du milieu, car ils apparaissent à des endroits différents selon la position du cristal. Une élévation des valeurs des puissances incidentes fait apparaître des filaments plus nombreux comme le montre la Figure 3.36. Ici

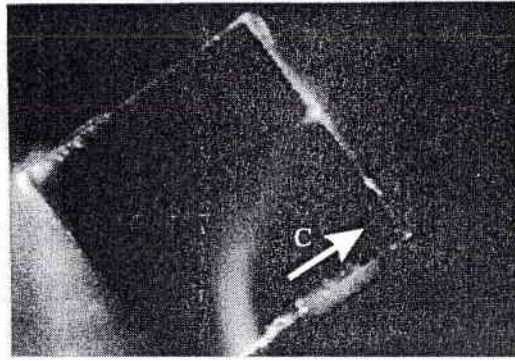


FIG. 3.26 – Photo prise en vue de dessus du cristal dopé avec un seul faisceau

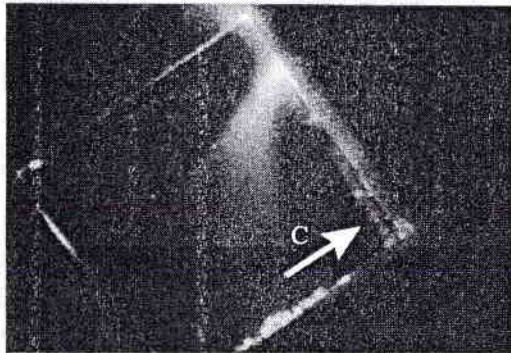


FIG. 3.27 – Photo prise en vue de dessus du cristal dopé avec le second faisceau

encore, on peut se demander si ces filaments sont des solitons spatiaux. Le rapport de l'amplitude des conjuguées dépend quant à lui visiblement de l'angle que fait chaque faisceau avec la face d'entrée du cristal.

#### Etude de la configuration DPCM

Enfin la configuration DPCM a pu être mise en évidence dans le cristal non dopé ainsi que dans l'échantillon dopé avec des rendements meilleurs pour le premier. Les conditions expérimentales dont nous nous sommes inspirés sont celles décrites par Weiss *et al.* [36], qui utilisaient un laser à argon sans étalon, de longueur d'onde  $\lambda = 488 \text{ nm}$  polarisé extraordinairement. L'angle fait par les deux faisceaux dans le cristal est de  $\phi = 173^\circ$  et le diamètre des faisceaux de  $1 \text{ mm}$ . Le cristal a pour dimensions:  $7 \text{ mm} \times 6 \text{ mm} \times 3 \text{ mm}$ , l'axe  $\vec{c}$  est parallèle à la face de longueur  $7 \text{ mm}$ .

Dans le cas présenté sur la Figure 3.37 et selon les notations de la Figure 3.1,

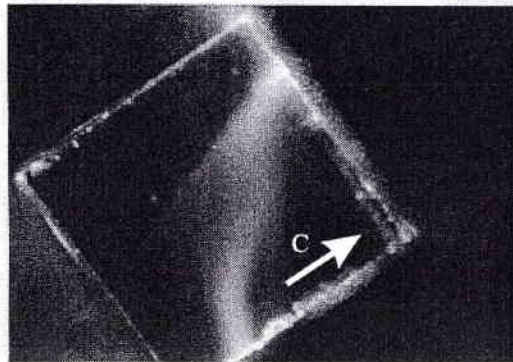


FIG. 3.28 – Photo prise en vue de dessus du cristal dopé lors de l'établissement du "modified bridge"

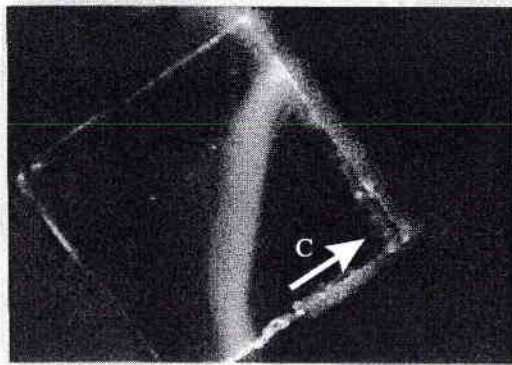


FIG. 3.29 – Photo prise en vue de dessus du cristal dopé en "modified bridge" établi

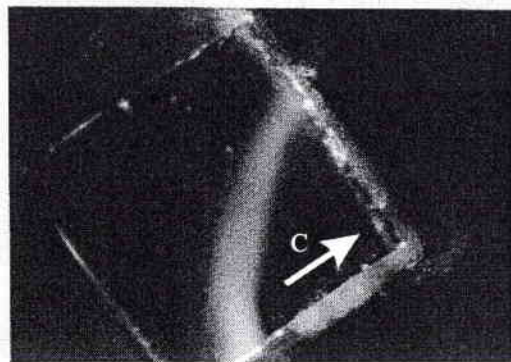


FIG. 3.30 – Photo prise en vue de dessus du cristal dopé en "modified bridge" établi

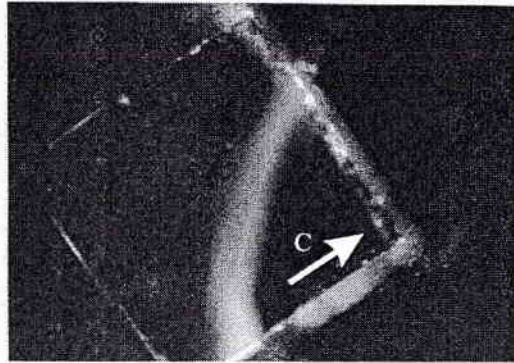


FIG. 3.31 - début de filamentation

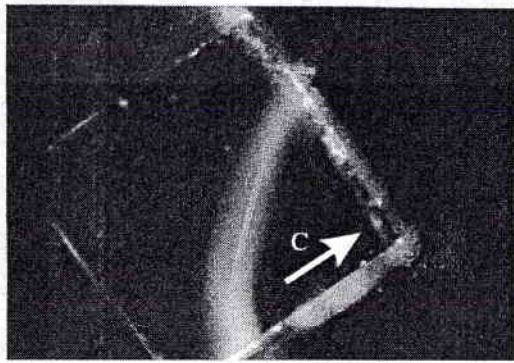


FIG. 3.32 - les deux filaments deviennent plus nets

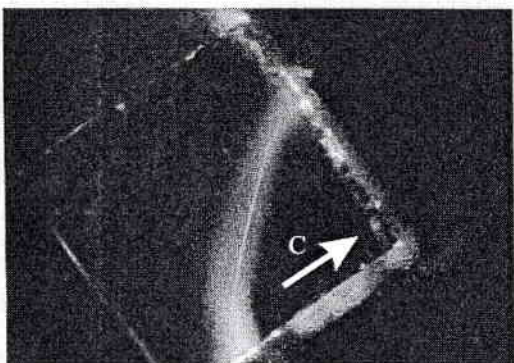


FIG. 3.33 - disparition d'un filament



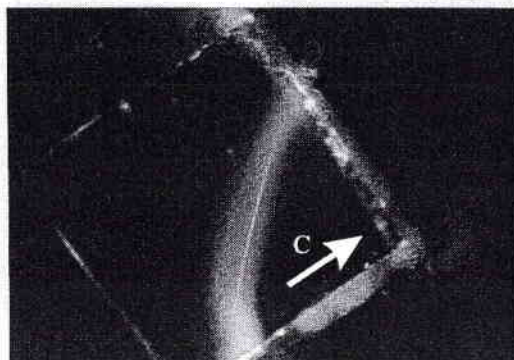


FIG. 3.34 – migration du filament dans le sens de l'axe

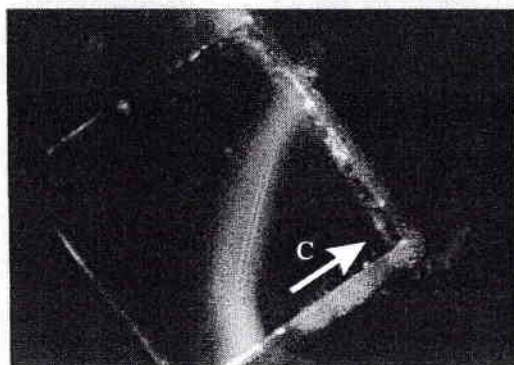


FIG. 3.35 – apparition d'un second filament en amont par rapport au sens de l'axe

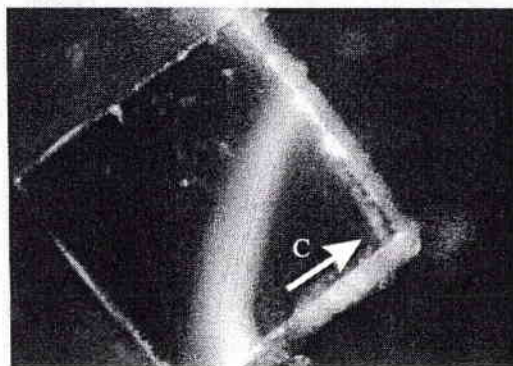


FIG. 3.36 – Avec d'avantage d'intensité incidente on peut visualiser trois filaments

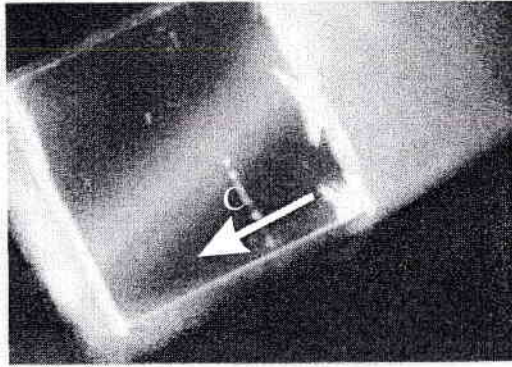


FIG. 3.37 – Configuration DPCM dans le cristal non dopé

les paramètres sont les suivants  $\phi = 155^\circ$ ,  $\theta_1 = 80^\circ$ ,  $\theta_2 = 25^\circ$ . En modifiant les puissances incidentes, on obtient alors dans le cristal non dopé : pour  $P_1 = 9.5 \text{ mW}$  et  $P_2 = 6.5 \text{ mW}$ ,  $r_1 = 25 \%$  et  $r_2 = 15 \%$  et pour  $P_1 = 16 \text{ mW}$  et  $P_2 = 17 \text{ mW}$ ,  $r_1 = 17 \%$  et  $r_2 = 20 \%$ . Dans ce cas, nous n'avons pas observé de filaments aussi nets que pour les configurations précédentes, cependant des instabilités importantes sont apparues lors des mesures des ondes conjuguées.

### Configuration choisie

Parmi les trois configurations testées, nous avons choisi de nous intéresser plus particulièrement à la configuration DPCM dans la suite de notre étude. En effet, sur un plan expérimental, deux de nos cristaux permettent sa réalisation, et les rendements obtenus sont les meilleurs possibles. Par ailleurs, l'absence de réflexion des faisceaux à l'intérieur du cristal rend plus simple la modélisation du phénomène mais également la maîtrise du taux de recouvrement des faisceaux dans le cristal.

### 3.2.3 Difficultés rencontrées et solutions adoptées

Au cours de cette étude préliminaire, nous nous sommes heurtés à deux sortes de difficultés, les unes liées à l'environnement, les autres aux propriétés photoréfractives du cristal lui-même, qui avaient pour résultat la non répétabilité des courbes d'évolution temporelle des conjuguées, et des instabilités non liées au DPCM lui-même.

La température de la salle joue un rôle très important dans une partie des insta-

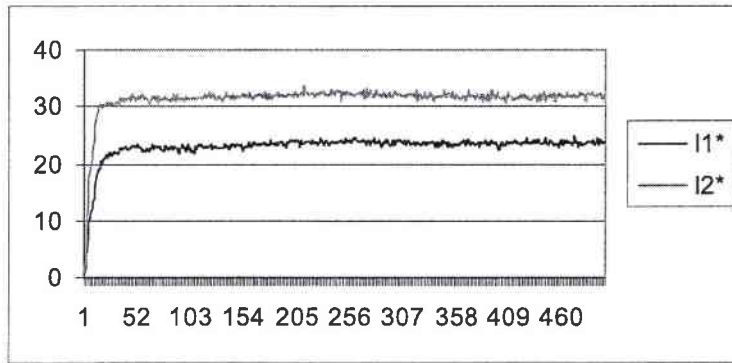


FIG. 3.38 – *Comportement stable du DPCM*

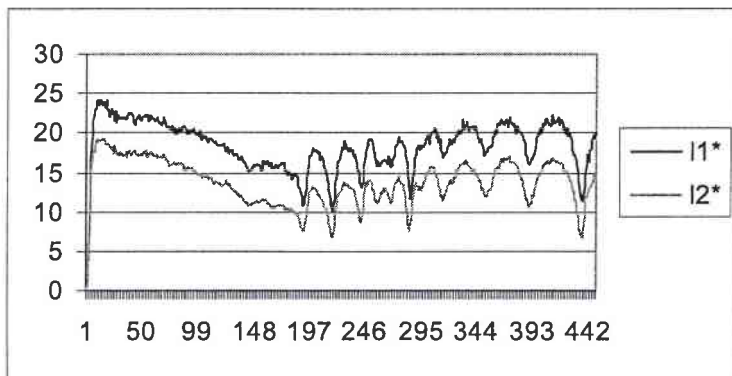


FIG. 3.39 – *Comportement instable du DPCM*

bilités observées pour les ondes conjuguées. Dans des conditions absolument identiques hormis la température, nous avons obtenu les courbes reportées Figure 3.38 et 3.39. Dans un montage précédemment utilisé, le rapport  $r = \frac{P_1}{P_2}$  dépendait de la température. Durant une mesure, on a observé une augmentation de l'ordre de 17 % en 33 minutes. Afin de stabiliser le rapport  $r = \frac{P_1}{P_2}$ , la lame séparatrice qui séparait les deux faisceaux a été remplacée par un cube remplissant la même fonction, tout en étant moins sensible aux variations de température. Cependant, les intensités incidentes n'étaient pas aussi stables que les caractéristiques du laser pouvaient le laisser espérer. Ceci était dû à une utilisation du laser avec une trop faible puissance émise. Cette dernière a ensuite été fixée à 1 W, ce qui améliore sensiblement sa stabilité. D'autre part, le laser doit avoir fonctionné durant une demie heure environ avant d'être considéré comme stabilisé. On a alors des variations de  $r$  de l'ordre de  $\pm 0.6$  %. De la diffraction conique a été observée. Afin de l'atténuer, on foca-

lise dans un plan les faisceaux incidents avec deux lentilles cylindriques de distance focale 10cm. Deux diaphragmes (diamètre minimum 0.8 *mm*) situés en amont des derniers miroirs avant d'entrer le cristal (soit à environ 1 *m* du cristal), permettent d'éliminer une part importante du beam fanning qui pollue la mesure de la puissance des conjuguées. Ceci revient à améliorer la fidélité de la conjugaison de phase, puisqu'on supprime autant que possible de la mesure les composantes autres que conjuguées en phase (diffraction conique et fanning).

Une fois ces modifications apportées, les principales causes d'instabilités non liées au cristal semblaient éliminées. Cependant, en relevant les conjuguées tout en chauffant (au moyen d'un sèche-cheveux) successivement les différents éléments du montage, il est apparu que le cube séparateur et la lame demi-onde étaient influencés par les variations de température. Il est bien évident que les variations dues au sèche-cheveux sont beaucoup plus brutales que celles enregistrées au cours d'une expérience, cependant l'emploi de ce moyen donne une idée des composants sensibles. Le chauffage de la lame retard induit des variations des intensités incidentes. D'autre part, en ajoutant un polariseur (dont l'axe est réglé à 45° de la polarisation horizontale du faisceau) entre le cube séparateur et l'obturateur sur la voie 2, on a pu observer des variations des intensités incidentes directement liées aux variations de polarisation. Suite à ces différentes opérations, on a pu déduire que lors d'une élévation de température, l'intensité et la polarisation du faisceau sont modifiées par la lame retard, alors que le cube ne joue que sur la polarisation. Il semble donc qu'une élévation de température induise une variation de polarisation. On peut alors imaginer que la double conjugaison dépende suffisamment de la polarisation pour disparaître puis se rétablir avec d'autres réseaux donnant lieu aux oscillations observées. Les mesures précédentes ont été effectuées dans une salle dans laquelle la température variait de 10° dans la journée, en raison du fonctionnement du laser et des variations extérieures de température. Par ailleurs le laser que nous avons utilisé pour ces expériences est refroidi à l'eau et posé sur la table de manipulation. L'alimentation en eau génère des vibrations de la table avec une périodicité de plusieurs minutes. Ces diverses remarques nous ont amenés à décider d'effectuer la suite des expériences dans une salle climatisée et avec un laser de puissance inférieure et plus

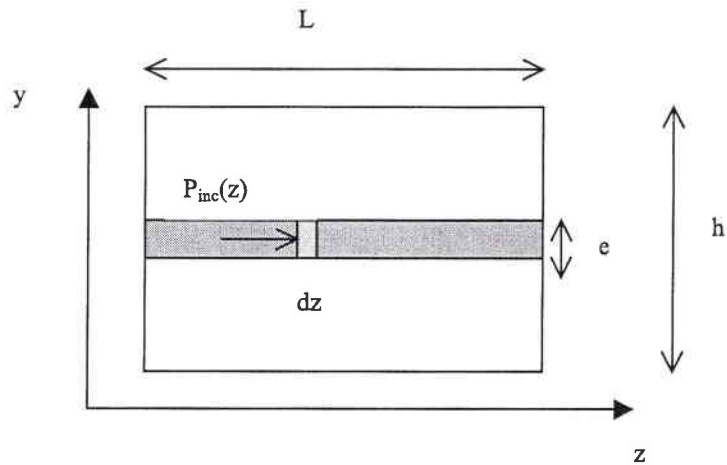


FIG. 3.40 – Schéma illustrant le calcul de l'élévation de température dans le cristal

rapidement stabilisé, posé sur une table distincte de celle du montage optique.

L'une des difficultés liées au cristal photoréfractif est la diffraction conique. Afin de la minimiser, des lentilles cylindriques ont été introduites dans les faisceaux incidents, réduisant le problème à deux dimensions, ce qui induit un échauffement du cristal. Nous avons donc évalué grossièrement la variation de température dans la zone éclairée du cristal. Pour effectuer une approximation de l'élévation de température, on considère que toute la puissance entre par la face de gauche du cristal représenté sur la Figure 3.40. Le cristal a une longueur  $L$ , et une hauteur  $h$ . Le faisceau a une largeur  $l$  et une hauteur  $e$  après passage dans la lentille cylindrique, on a cherché à avoir  $e < l$  afin d'éliminer la diffraction conique.

On considère que l'absorption (caractérisée par le coefficient  $\alpha$ ) se produit uniquement dans la zone illuminée ce qui permet de calculer  $q(z)$ , la puissance absorbée par unité de volume dans la zone illuminée. Pour une tranche d'épaisseur  $dz$  de cristal illuminé :

$$q(z) = P(z) \cdot \frac{(1 - \exp(-\alpha \cdot dz))}{e \cdot l \cdot dz} \quad (3.7)$$

On considère la puissance arrivant à l'abscisse  $z$ ,  $P(z)$  comme celle entrant dans le

cristal  $P_0$  affaiblie par absorption sur la distance parcourue, soit :

$$P(z) = P_0 \cdot \exp(-\alpha \cdot z) \quad (3.8)$$

de plus  $\alpha dz$  est petit, on peut donc écrire :

$$q(z) = P_0 \cdot \exp(-\alpha \cdot z) \cdot (1 - 1 + \alpha \cdot dz) / e \cdot l \cdot dz \quad (3.9)$$

donc

$$q(z) = \frac{P_0 \cdot \alpha}{e \cdot l} \cdot \exp(-\alpha \cdot z) \quad (3.10)$$

Pour connaître le flux  $J_e$  correspondant, on somme  $q$  sur les " tranches " composant la zone illuminée et on divise par 2 pour avoir ce qui traverse une des deux surfaces horizontales :

$$J_e = \frac{P_0}{2 \cdot e \cdot l} (1 - \exp(-\alpha L)) \quad (3.11)$$

Si l'on applique la relation :

$$J_e = -\lambda \frac{\partial T}{\partial y} \quad (3.12)$$

où  $\lambda$  est la conductivité thermique, en intégrant les deux expressions de  $J_e$  sur la partie supérieure du cristal :

$$\frac{P_0 \cdot \frac{\alpha L}{2 \cdot e \cdot l}}{\alpha L} (1 - \exp(-\alpha L)) \times \frac{h}{2} = \lambda (T - T_{\text{ambiante}}) \quad (3.13)$$

Si l'on note  $\Delta T$  la variation de température,

$$\Delta T = \frac{P_0 \cdot h (1 - \exp(-\alpha L))}{4 \cdot l \cdot e \cdot l} \quad (3.14)$$

et avec les valeurs:  $P_0 = 400 \mu W$ ,  $l = 2 \text{ mm}$ ,  $L = 4.39 \text{ mm}$ ,  $h = 3.02 \text{ mm}$ ,  $\lambda = 1 \text{ W/m.K}$ ,  $\alpha = 1 \text{ cm}^{-1}$ , et  $e = 40 \mu m$  donne:  $\Delta T = 1.36^\circ C$ . Cette valeur de  $\Delta T$  peut être à l'origine de diverses instabilités des ondes conjuguées. Suite à cette remarque, il a été décidé de réguler la température du cristal en le collant à la laque

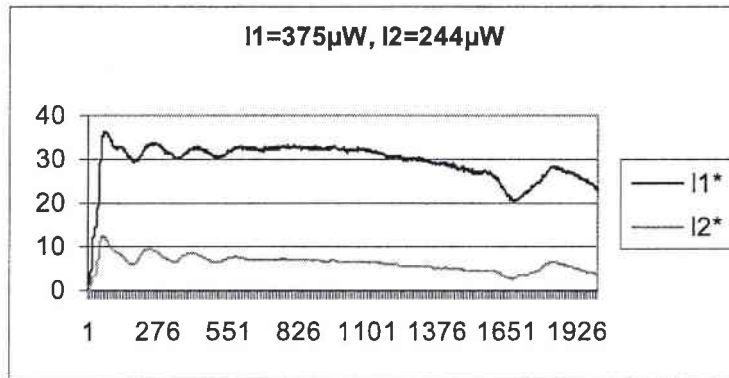


FIG. 3.41 – Comportement du DPCM malgré l'élimination des causes extérieures d'instabilités.

d'argent sur un support en aluminium incluant une cellule Peltier qui permet de maintenir la température du cristal à une valeur constante de  $25^{\circ}\text{C}$  et d'opérer la climatisation de la salle. Cependant, des causes d'instabilités liées uniquement au cristal subsistent encore comme en atteste la Figure 3.41.

### 3.3 Modélisation

#### 3.3.1 Modèle de Ewbank

En 1990, Ewbank *et al.* [46] proposent une modélisation du "frog-legs" (cf 3.1.2) très inspirée du modèle de MacDonald et Feinberg [26] pour le miroir cat et qui peut s'appliquer à la configuration DPCM. Ce modèle est basé sur l'existence dans le cristal de deux zones de FWM comme le montre la Figure 3.42. Les réseaux sont inscrits par interférences entre le faisceau incident et le beam fanning qui en est issu. Ceci se produit pour chaque faisceau incident, et une direction de fanning de chaque faisceau incident est supposée vérifier la condition de Bragg avec un réseau inscrit par le faisceau opposé. Ce faisceau vient lire un réseau généré par le faisceau incident et un faisceau issu du fanning dont la direction est automatiquement celle susceptible de relire le réseau inscrit de l'autre côté. L'évolution des faisceaux lors de l'installation de la double conjugaison est résumée par la succession de Figures 3.43, 3.44, 3.45 et 3.46, qui rappellent les photos 3.26 à 3.29 pour le modified bridge. En utilisant les solutions exactes des équations du FWM présentées par Cronin-Golomb *et al.* [20] en 1982 et que nous avons rappelées en 2.3.4, ils parviennent à évaluer

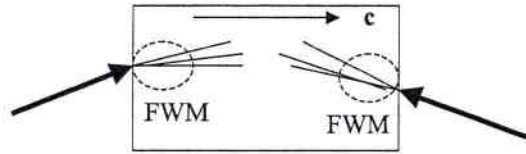


FIG. 3.42 – Modèle utilisé pour la configuration DPCM avec deux zones de FWM

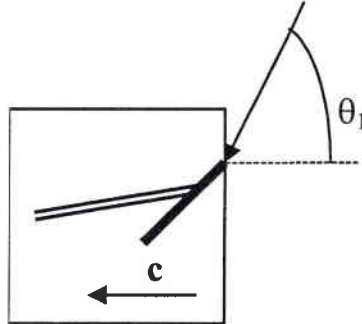


FIG. 3.43 – Le faisceau 1 subit le beam fanning

la réflectivité théorique du miroir à double conjugaison de phase qu'ils étudient. Les résultats de ces simulations sont en bon accord avec l'expérience. Cependant, les auteurs traitent le cas d'une configuration symétrique par rapport l'axe  $\vec{c}$ , et effectuent par conséquent les calculs en tenant compte d'une même valeur du produit  $\gamma \cdot l_{eff}$  pour les deux zones de FWM.

### 3.3.2 Adaptation du modèle précédent à la configuration DPCM

Dans le cas de la configuration DPCM, asymétrique par rapport à l'axe  $\vec{c}$ , nous avons repris les calculs de Ewbank *et al.* en gardant deux valeurs distinctes ( $\gamma l$  et  $\gamma' l'$ ) du produit du gain par la longueur efficace de recouvrement selon la face d'entrée

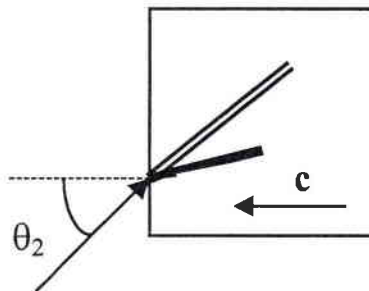


FIG. 3.44 – Le faisceau 2 subit le beam fanning



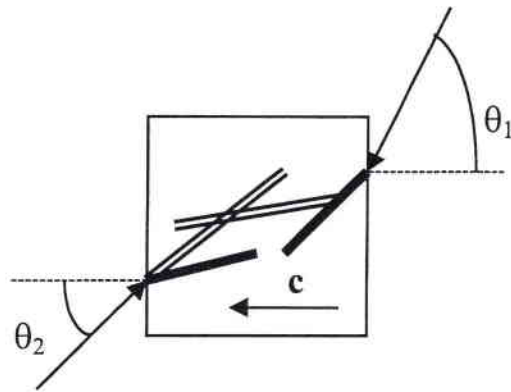


FIG. 3.45 – Les faisceaux 1 et 2 illuminent simultanément le cristal

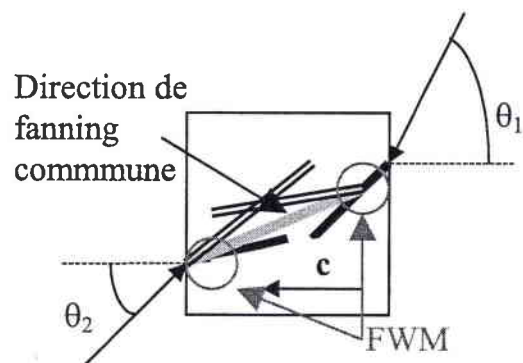


FIG. 3.46 – Le DPCM s'établit avec une direction commune de fanning

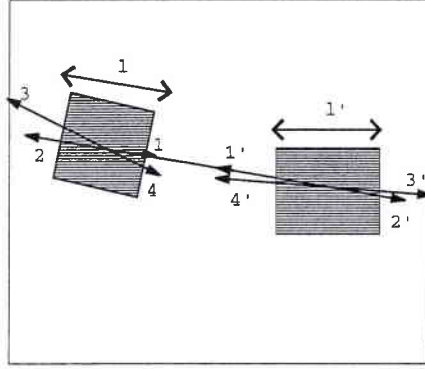


FIG. 3.47 – Diagramme simplifié du fonctionnement de la configuration DPCM. Les zones hachurées représentent les réseaux intervenant dans la double conjugaison de phase

considérée jusqu'à la fin du calcul. La Figure 3.47 indique les notations utilisées dans ce qui suit. Si l'on note  $A_i$  et  $I_i$  respectivement l'amplitude et l'intensité d'une onde, la conservation de l'énergie implique que les quantités suivantes soient constantes :

$$d_1 = |A_1|^2 + |A_4|^2 = I_1 + I_4 = I_4 (l_1) \quad (3.15)$$

$d_1$  est donc l'intensité incidente du côté gauche de la figure 3.47.

$$d'_1 = |A'_1|^2 + |A'_4|^2 = I'_1 + I'_4 = I'_4 (l'_1) \quad (3.16)$$

et  $d'_1$  est l'intensité incidente du côté droit de la figure 3.47.

$$d_2 = |A_2|^2 + |A_3|^2 = I_2 + I_3 = I_2 (l_2) \quad (3.17)$$

$$d'_2 = |A'_2|^2 + |A'_3|^2 = I'_2 + I'_3 = I'_2 (l'_2) \quad (3.18)$$

$$c = A_1 A_2 + A_3 A_4 = A'_1 A'_2 + A'_3 A'_4 = c' \quad (3.19)$$

Les trois équations auxquelles sont parvenus Ewbank *et al.* sont valables également dans notre cas et s'écrivent (3.20, 3.21, 3.22) :

$$\tanh \left\{ \frac{\gamma l [(d_2 - d_1)^2 + 4 |c|^2]^{\frac{1}{2}}}{2 (d_2 + d_1)} \right\} = \frac{[(d_2 - d_1)^2 + 4 |c|^2]^{\frac{1}{2}}}{(d_2 + d_1)} \quad (3.20)$$

$$\tanh \left\{ \frac{\gamma' l' [(d'_2 - d'_1)^2 + 4 |c|^2]^{\frac{1}{2}}}{2 (d'_2 + d'_1)} \right\} = \frac{[(d'_2 - d'_1)^2 + 4 |c|^2]^{\frac{1}{2}}}{(d'_2 + d'_1)} \quad (3.21)$$

$$|c|^2 = \frac{d_2 d'_2}{|P|^2} \quad (3.22)$$

$P$  représente les pertes d'énergie dues au cristal (absorption entre autres). On parvient donc à écrire trois équations à trois inconnues ( $d_2$ ,  $d'_2$ ,  $|c|^2$ ), que l'on résout numériquement comme le font Ewbank *et al.*. Cette résolution permet de calculer pour un couple de puissances incidentes donné et connaissant les pertes ( $P$ ) de calculer pour les gains de couplage  $\gamma l$  et  $\gamma' l'$  la valeur de la réflectivité pour chaque face du miroir :

$$R = \left| \frac{c}{d_1} \right|^2 \quad (3.23)$$

et

$$R' = \left| \frac{c'}{d'_1} \right|^2 \quad (3.24)$$

### 3.3.3 Résultats de la modélisation

Nous avons effectué le calcul décrit ci-dessus et obtenu la représentation en trois dimensions de la réflectivité en fonction des deux valeurs  $\gamma l$  et  $\gamma' l'$  supérieures à 2 (ce qui assure l'existence de solution non nulle aux équations 3.20 et 3.21), dans le cas particulier où les intensités incidentes sont égales, les deux réflectivités calculées au moyen des équations 3.23 et 3.24 sont égales. Le résultat est présenté Figure 3.48. On peut noter que la réflectivité est une fonction croissante des deux gains, par conséquent, plus on aura de grands gains de couplage, plus le DPCM doit être

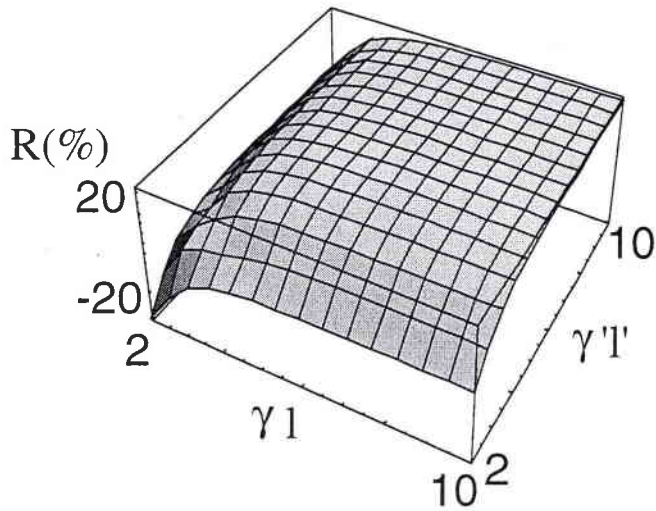


FIG. 3.48 – Résultats de la simulation de la configuration DPCM basée sur le modèle de Ewbank et al. avec des intensités incidentes égales et des pertes  $P^2 = 0.3$

performant. De plus, il s'avère qu'un seuil de gains existe en dessous duquel la réflectivité est négative ce qui n'a pas de sens physique. Le DPCM fonctionne par conséquent au dessus de ce seuil.

### 3.4 Conclusion

Après avoir testé trois configurations de la littérature (Fish head, modified bridge et configuration DPCM), notre choix s'est porté sur la dernière pour une étude plus approfondie, et ceci pour des raisons tant expérimentales que de modélisation.

Les sources d'instabilités extérieures au cristal qui ont pu être détectées ont été éradiquées, un nouveau montage doit permettre de limiter les instabilités à celles dues au cristal lui même.

Il reste à améliorer le fonctionnement de la configuration DPCM et à tenter de le rendre répétable. Nous nous proposons pour ce faire de modéliser le Beam Fanning qui semble déterminant dans l'établissement du DPCM. Nous souhaitons en effet faire en sorte que le Beam Fanning s'établisse directement dans la direction partagée par les deux zones de FWM. Pour parvenir à ce but, sachant que nous maîtrisons expérimentalement uniquement les angles d'incidence des faisceaux sur le cristal, il est clair que nous devons établir une relation entre angle d'incidence et

direction de fanning portant le maximum d'énergie. Si ce point est acquis, il devient aisé d'obtenir un DPCM rapide à établir et stable, puisqu'il n'aura plus à "hésiter" entre plusieurs directions.

## Chapitre 4

# Etude du Beam-Fanning

### 4.1 Introduction

#### 4.1.1 Les débuts

C'est en 1982 que Feinberg [23] utilise pour la première fois le terme de "beam-fanning" (BF) pour décrire un phénomène de "défocalisation asymétrique de la lumière", survenu lors de l'illumination d'un cristal de  $\text{BaTiO}_3$  au moyen d'un faisceau laser à  $514.5 \text{ nm}$ . Ce phénomène avait été observé auparavant dans  $\text{LiNbO}_3$  pur par Magnusson et Gaylor [63] en 1974 puis dans  $\text{LiNbO}_3$  dopé au fer, par Avakyan *et al.* [64] en 1978. En 1980, c'est dans SBN que Voronov *et al.* [65] observent ce qu'ils appellent "diffusion induite", qu'ils attribuent à une amplification holographique de la lumière diffusée sur les défauts du cristal. Depuis, le BF a été observé dans de nombreux autres matériaux photoréfractifs.

#### 4.1.2 Description du phénomène

L'observation du BF dans un cristal de  $\text{BaTiO}_3$  est possible par exemple si l'on illumine l'échantillon au moyen d'un faisceau laser de longueur d'onde  $\lambda = 514 \text{ nm}$  qui possède une polarisation extraordinaire (c'est à dire parallèle à l'axe ferroélectrique  $\vec{c}$ ). Le sens du phénomène dépend du signe des porteurs, c'est ainsi que dans SBN, le fanning va dans la direction opposée à celle de l'axe (direction de  $-\vec{c}$ ) alors que dans  $\text{BaTiO}_3$  il se produit dans la direction de l'axe  $\vec{c}$ . La Figure

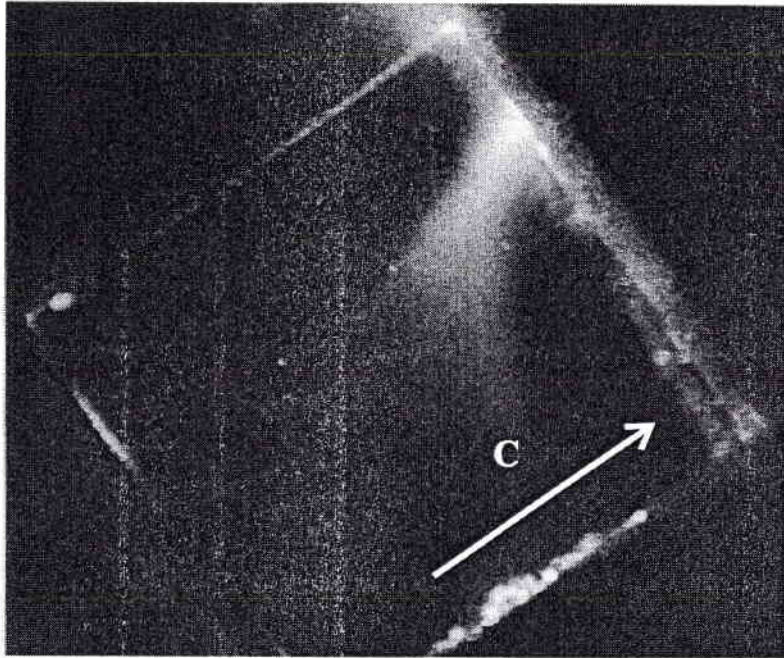


FIG. 4.1 – *Fanning en vue de dessus dans un cristal de BaTiO<sub>3</sub>:Co*

4.1 est une vue de dessus du cristal de BaTiO<sub>3</sub> illuminé dans le cas d'une polarisation extraordinaire. Elle montre une déviation du faisceau vers l'axe  $\vec{c}$ . En outre, si l'on place un écran au delà du cristal et si le faisceau laser entre dans le cristal par la face orthogonale au pied de l'axe  $\vec{c}$ , une tache centrale de lumière transmise ainsi que trois lobes de diffusion apparaissent sur l'écran : un lobe principal dans la direction de  $\vec{c}$ , deux lobes secondaires dans des directions à  $\pm 45^\circ$ . Un cercle lumineux de diffraction conique coupant les trois lobes comme le montre la Figure 4.2 peut également être observé. La polarisation du cercle contrairement à celle du reste de la figure de fanning est ordinaire.

### 4.1.3 Interprétations et modélisations de la littérature

Selon Feinberg [23], la forme gaussienne (symétrique) de l'illumination engendre par effet photoréfractif une bosse d'indice (asymétrique) décalée vers l'axe  $c$  du cristal (comme indiqué précédemment Figure 2.1) qui dévie ensuite le faisceau dans cette direction. C'est ce que Banerjee et Misra [66] qualifient en 1993 de "Deterministic Beam Fanning" ou DBF, par opposition à l'interprétation dénommée "Random Beam Fanning" (RBF), que nous retiendrons ici, selon laquelle le TWM et la diffu-

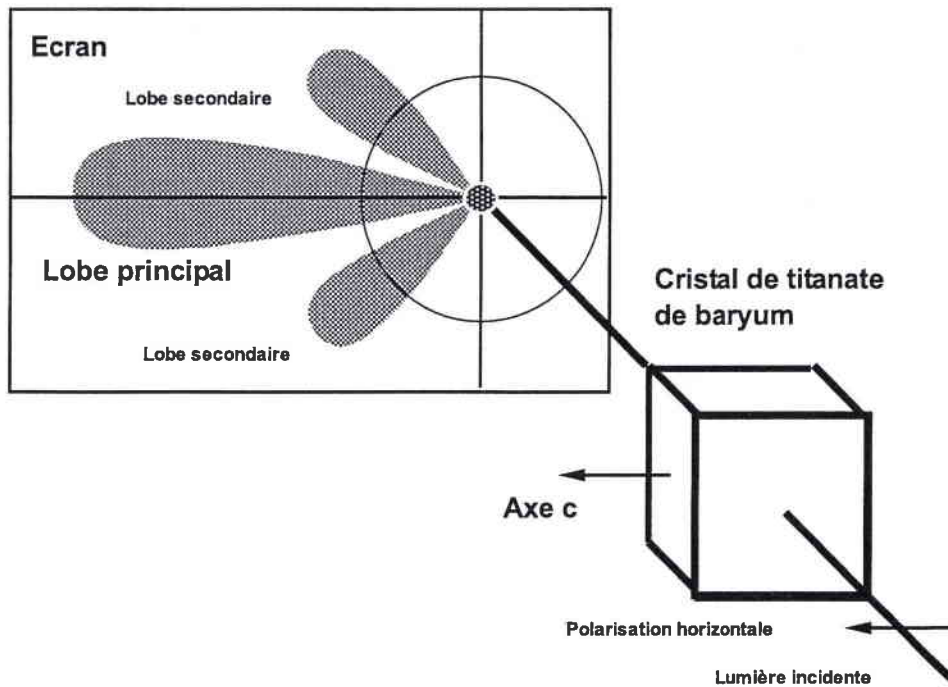


FIG. 4.2 – *Figure de fanning pour un cristal de BaTiO<sub>3</sub>*

sion de la lumière incidente par les inhomogénéités du cristal sont responsables de l'amplification préférentielle d'une direction de fanning. Cette théorie est à présent couramment utilisée pour modéliser le BF, soit en tenant compte des interactions entre les différentes composantes diffusées [67], ou avec l'hypothèse simplificatrice selon laquelle seul le faisceau incident agit comme une pompe pour la diffusion [68].

En effet, en 1993 Hong *et al.* [68] parviennent ainsi à calculer la répartition angulaire d'énergie après traversée d'un cristal de BaTiO<sub>3</sub> taillé à 45°. Seul le faisceau incident est considéré comme une pompe de TWM qui amplifie les ondes diffusées dans toutes les directions. Un excellent accord est obtenu entre les résultats du calcul et les expériences menées par les auteurs. Le calcul suppose la détermination préalable de la répartition angulaire initiale de l'énergie diffusée, il nécessite l'intégration de l'intensité élémentaire diffractée dans une direction sur toute la plage angulaire.

En 1993 également, et toujours sur la base du RBF, Segev *et al.* [69] publient une étude de l'évolution temporelle et spatiale du BF dans les matériaux photoréfractifs. Il s'agit de la résolution numérique des équations de propagation pour une onde



incidente décomposée en ondes planes.

Les modèles précédents considèrent systématiquement la déviation horizontale du faisceau due au fanning, et n'interprètent pas du tout les lobes observés sur la Figure 4.2. En 1995, Montemezzani et al. [70] expliquent ces derniers par les contributions piezoélectriques et photoélastiques des déformations du cristal à la non linéarité photoréfractive.

Dans tous les cas précédents les équations de TWM prises en compte dépendaient uniquement de la direction de propagation du faisceau. En 1995, Zozulya et Anderson [71] décrivent un modèle à deux dimensions basé sur l'équation parabolique que l'on trouve également dans le modèle à deux dimensions du DPCM [55].

#### 4.1.4 Objectifs poursuivis ici

Les modèles proposés dans la littérature ont pour inconvénient de nécessiter des calculs importants, par ailleurs ils supposent que l'on fasse des hypothèses sur la répartition initiale de l'intensité diffusée. Nous souhaitons ici pouvoir choisir la direction de fanning des deux faisceaux utilisés pour le DPCM c'est à dire être en mesure de déterminer simplement pour un échantillon donné la direction du faisceau incident qui donnera une certaine direction de fanning. Ce travail a été effectué expérimentalement par Kamshilin *et al.* [72] en 1995 pour une application au DPCM dans  $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ . Nous nous proposons ici de réaliser le même type d'étude expérimentale de caractérisation du fanning dans les échantillons de  $\text{BaTiO}_3$  dont nous disposons. Nous présentons également une détermination théorique de la direction portant le maximum d'intensité fannée pour un faisceau incident donné.

#### 4.1.5 Conditions adoptées dans l'étude

Comme on l'a vu précédemment, notre intérêt pour le BF est dû à un projet d'optimisation du DPCM. Ce dernier phénomène est étudié en éliminant la diffraction conique, c'est pourquoi nous réduirons, dans ce qui suit, notre problème à deux dimensions (plan horizontal contenant l'axe ferroélectrique  $\vec{c}$  du cristal), aussi bien théoriquement qu'expérimentalement. Tout comme pour l'élimination de la diffraction conique dans l'étude du DPCM, ceci est assuré par la présence de len-

tilles cylindriques permettant la focalisation des faisceaux incidents dans un plan horizontal. (Figure 4.3)

## 4.2 Banc expérimental et paramètres utilisés

Nous avons étudié le phénomène de fanning dans deux échantillons de  $\text{BaTiO}_3$ . Le premier, que nous nommerons cristal non dopé est un cristal non intentionnellement dopé dont la croissance a été réalisée à la "Chinese Academy of Sciences of Beijing", de dimensions  $4.38\text{mm} \times 3.02\text{mm} \times 4.39\text{mm} \parallel c$ . Le second, ou cristal dopé provient de FEE<sup>1</sup>. Il s'agit d'un  $\text{BaTiO}_3:\text{Co}$  à 20 ppm dans la solution de dimensions :  $5\text{mm} \times 2.6\text{mm} \times 5\text{mm} \parallel c$ . Pour chaque cristal, nous noterons  $l_o$  la longueur dans la direction de l'axe ferroélectrique.

Comme le montre la Figure 4.3, le montage utilisé est dérivé du montage d'étude du DPCM. Il peut donc autoriser alternativement l'étude du BF pour chacun des deux faisceaux destinés à interagir dans le cadre de la double conjugaison de phase. Les modifications effectuées sont volontairement limitées, afin de pouvoir passer de l'étude d'un phénomène à l'autre le plus simplement possible et surtout de façon à pouvoir utiliser au mieux les résultats de BF pour l'optimisation du DPCM. C'est ainsi que l'isolateur optique reste présent dans ce montage alors qu'il n'est pas utile à l'étude du BF. Les deux bras du montage sont utilisés séparément, chacun pouvant être isolé au moyen des obturateurs 1 et 2. Le support de cristal inclut une cellule Pelletier qui permet le contrôle et la régulation de la température du cristal fixée à  $25^\circ\text{C}$ , tout comme dans le montage précédent. La figure de fanning est enregistrée au moyen d'un photomètre déplacé en translation sur un rail gradué. Les valeurs et abscisses des maxima et minima d'intensité sont relevées puis les abscisses sont traduites en termes d'angles dans le cristal.

Nous disposons d'un laser Argon à  $514\text{nm}$  délivrant une puissance maximale de  $75\text{mW}$ . A l'entrée dans le cristal, les puissances incidentes sont de l'ordre de  $100\mu\text{W}$ . Le faisceau incident est focalisé à l'entrée du cristal dans un plan horizontal

---

1. Forschungsinstitut für mineralische und metallische Werkstoffe Edelsteine/Edelmetalle GmbH, Idar Oberstein, Germany

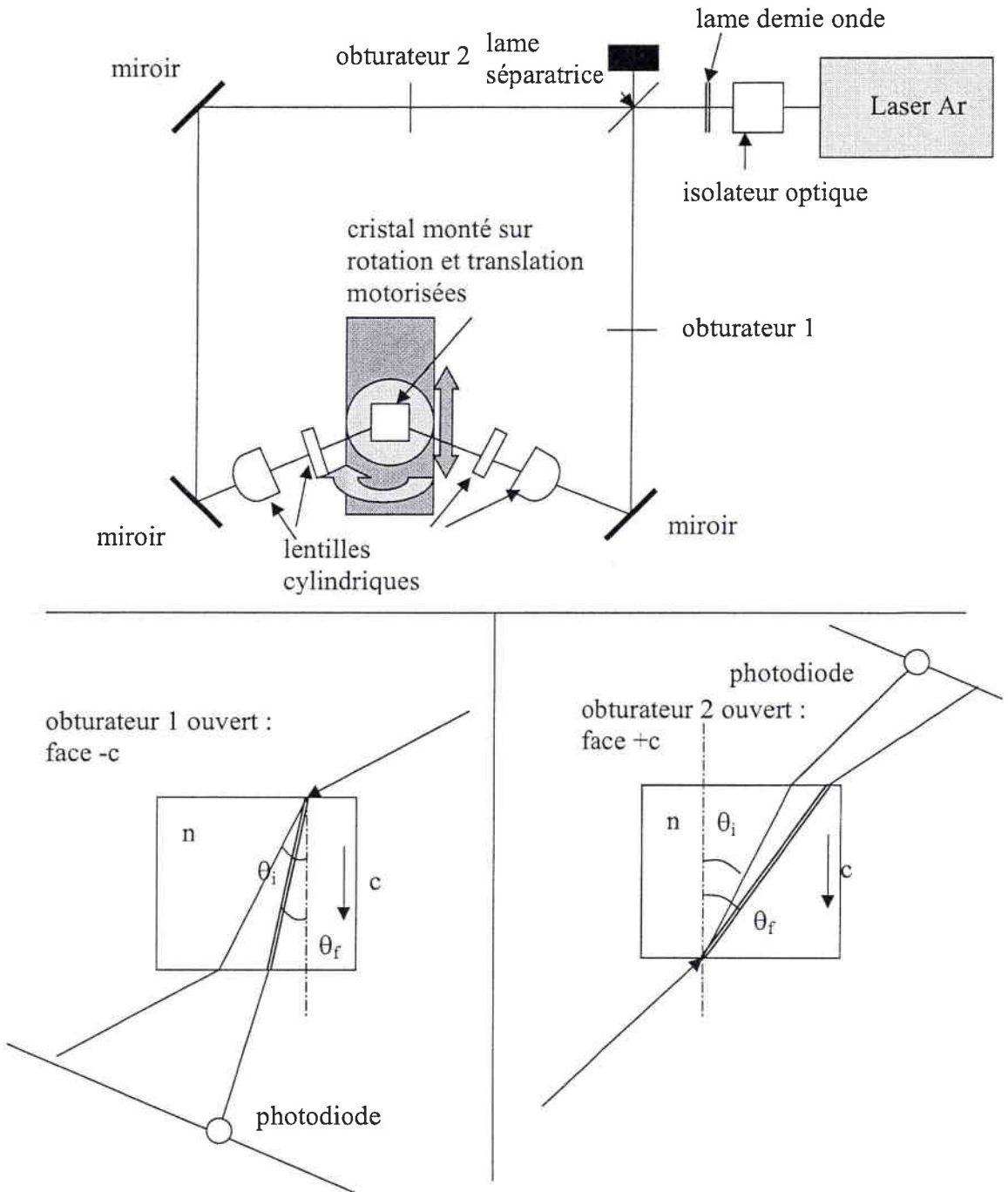


FIG. 4.3 – Montage utilisé pour l'étude du BF, définition des deux faces d'entrée possibles

par une lentille cylindrique ( $f = 10 \text{ cm}$ ) et réglable en largeur par une deuxième lentille cylindrique (de focale  $15 \text{ cm}$  ou  $7.62 \text{ cm}$  ou  $3.81 \text{ cm}$ , ce qui permet de fixer la valeur du waist à l'entrée du cristal à  $48 \mu\text{m}$ ,  $24 \mu\text{m}$ , ou  $12 \mu\text{m}$ ) d'axe perpendiculaire à celui de la précédente. Il peut entrer dans le cristal par la face  $+c$  (faisceau dans le sens opposé à celui de l'axe) ou la face  $-c$  (faisceau dans le sens de l'axe).

On repère l'angle  $\theta_e^1$  extérieur comme étant celui que fait le faisceau incident avec la normale à la surface du cristal.  $\theta_i^1$  est l'angle correspondant à l'intérieur du cristal, les deux angles sont donc liés par la relation :

$$\sin(\theta_e^1) = n \cdot \sin(\theta_i^1) \quad (4.1)$$

$\theta_f^1$  est l'angle de fanning dans le cristal mesuré par rapport à l'axe ferroélectrique  $\vec{c}$ . Ces valeurs correspondent à un faisceau incident sur la face  $-c$ , l'indice 2 sera attribué aux mêmes paramètres pour la face  $+c$  (Figure 4.3). On effectue successivement des mesures dans ces deux configurations.  $l_\perp$  représente la largeur du faisceau dans le cristal correspondant à une largeur égale au waist  $w_o$  à  $1/e^2$  à l'extérieur du cristal. Cette valeur évolue avec l'angle d'incidence (Figure 4.4).

$$l_\perp(\theta_i) = \frac{2w_o \cos(\theta_i)}{\cos(\arcsin(n \sin(\theta_i)))} = \frac{2w_o \cos(\theta_i)}{\sqrt{1 - n^2 \sin^2(\theta_i)}} \quad (4.2)$$

Les faisceaux que nous prenons en considération sont focalisés à l'entrée du cristal de telle sorte que la zone de Rayleigh soit plus grande que la longueur du cristal. Nous faisons l'hypothèse dans cette zone d'assimiler les ondes à des ondes planes de largeur finie égale à  $2 w_0$ . Nos conditions expérimentales imposent une longueur de Rayleigh minimale de  $4.8 \text{ mm}$  pour un cristal d'indice  $n = 2.4$ . Nous pouvons par conséquent négliger la diffraction des faisceaux dans les cristaux et considérer que la largeur  $l_\perp$  est quasi constante sur tout le trajet du faisceau dans le cristal.

### 4.3 Quelques résultats expérimentaux

Les figures de fanning que nous avons obtenues avec le dispositif décrit ci-dessus sont du type de celles représentées Figure 4.5 et 4.6. On retrouve dans tous les cas

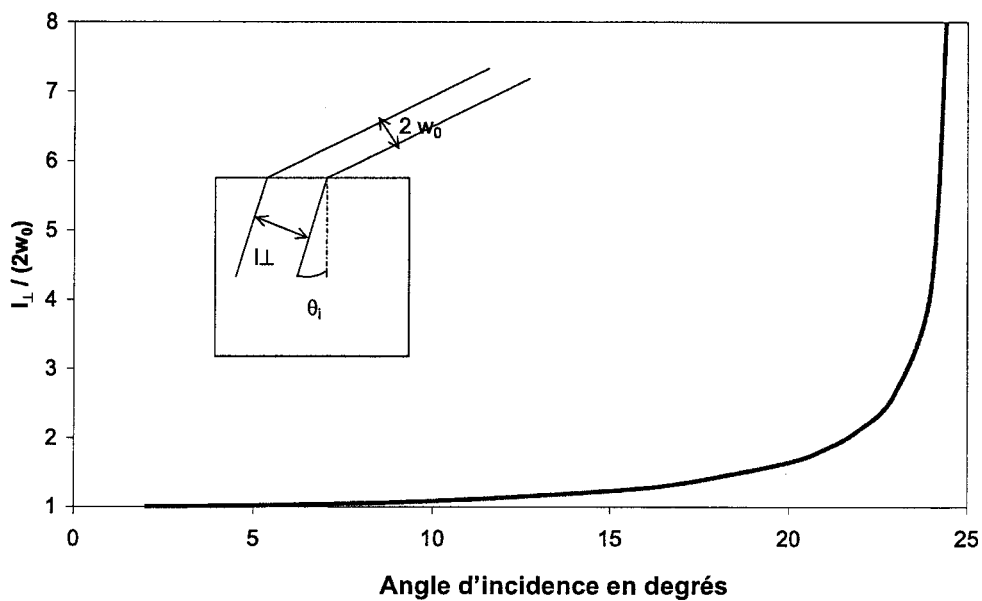


FIG. 4.4 – Définition de la largeur du faisceau dans le cristal et évolution avec l'angle d'incidence du rapport entre la largeur dans et à l'extérieur du cristal.

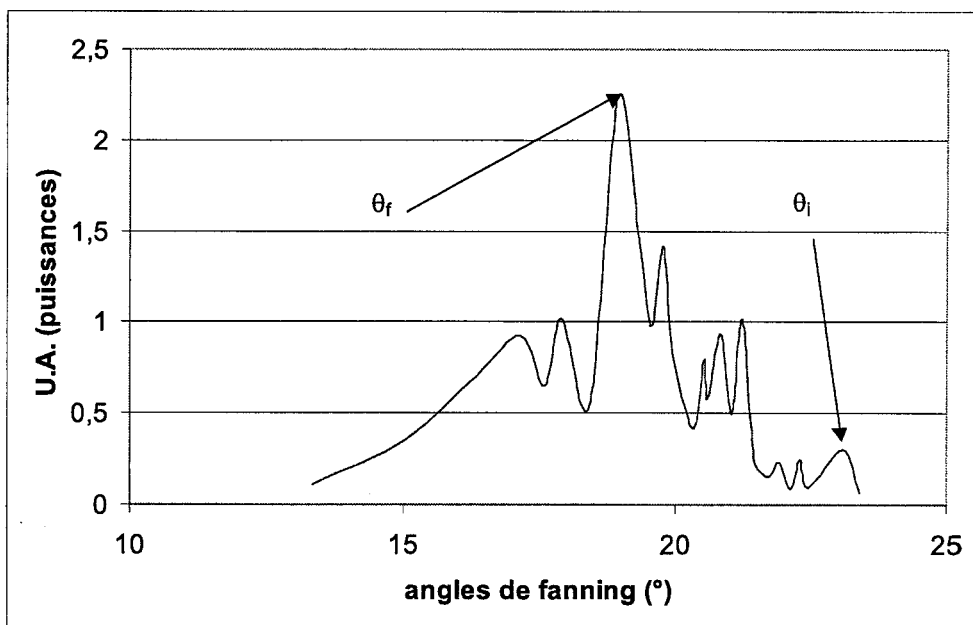


FIG. 4.5 – Figure de fanning typique obtenue dans le cristal non dopé pour une face d'entrée  $-c$ , et un angle d'incidence  $23^\circ$

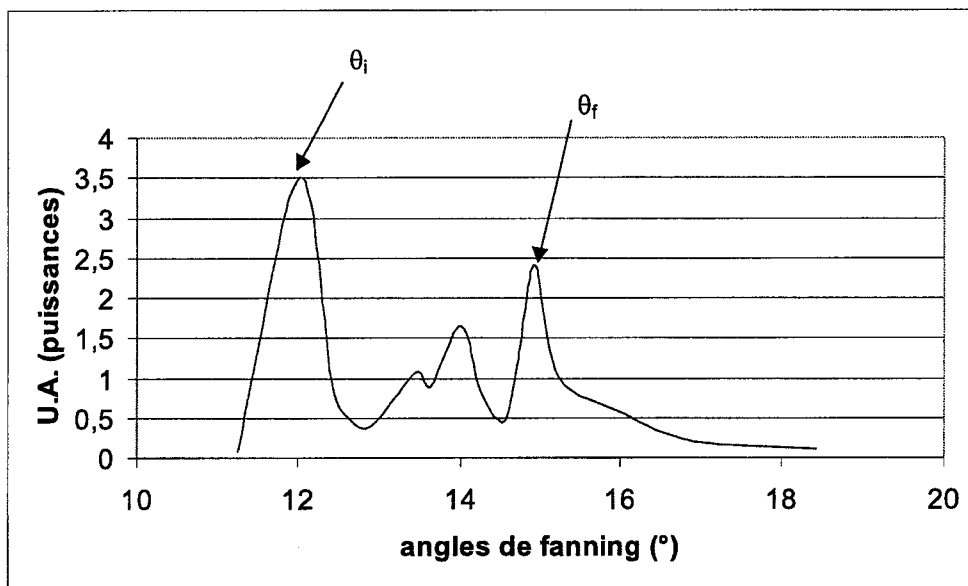


FIG. 4.6 – Figure de fanning typique obtenue dans le cristal non dopé pour une face d'entrée  $+c$ , et un angle d'incidence  $12^\circ$

différents pics d'intensité représentés en fonction de l'angle considéré dans le cristal. Un pic correspond à la direction du faisceau incident  $\theta_i$ , les autres appartiennent à la tache de fanning. La direction qui transmet l'intensité maximale dans cette dernière région est repérée par  $\theta_f$ . Dans le cas d'un faisceau incident entrant par la face  $-c$ , l'angle de fanning est inférieur à l'angle d'incidence. Pour la face  $+c$ , la situation est inversée. Le fanning est donc subi comme une attraction du faisceau par l'axe orienté  $\vec{c}$ .

Dans le cas d'un faisceau incident sur la face  $-c$ , on obtient les courbes 4.7 à 4.9 et pour la face  $+c$  4.10 à 4.12.

Pour des puissances comprises entre 20 et 300  $\mu W$ , le relevé des figures de fanning pour un même angle d'incidence fait apparaître que la valeur de la puissance incidente n'a pas d'influence sur la valeur de l'angle de fanning. La Figure 4.13 donne un exemple dans le cas d'un faisceau incident sur la face  $-c$  du cristal non dopé. De plus, les maxima secondaires qui apparaissent dans les figures de fanning restent eux aussi aux mêmes places lorsqu'on modifie la puissance incidente. Ce cas est illustré Figure 4.14 et Figure 4.15 avec deux largeurs différentes des faisceaux incidents. Chacune de ces figures représente les figures de fanning obtenues avec

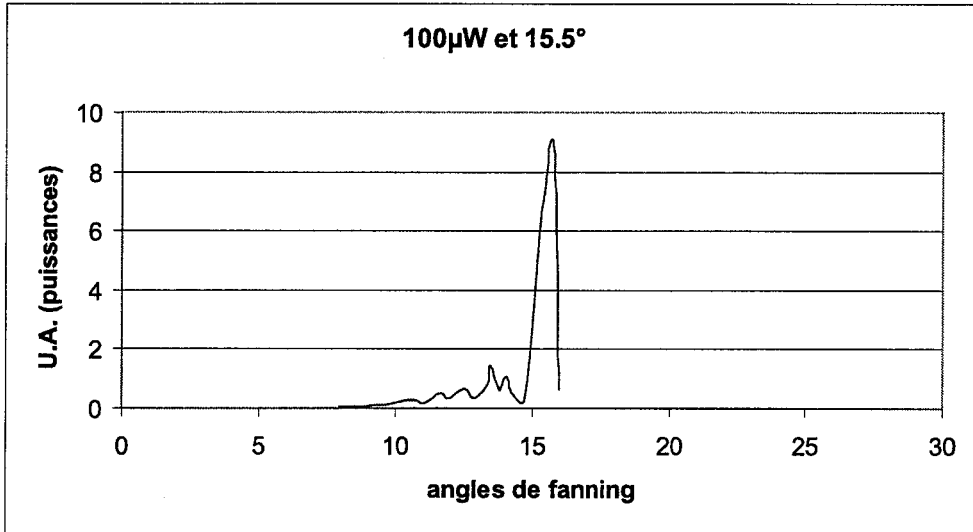


FIG. 4.7 – Figure de fanning typique obtenue dans le cristal non dopé pour une face d'entrée  $-c$ , et un angle d'incidence  $15.5^\circ$

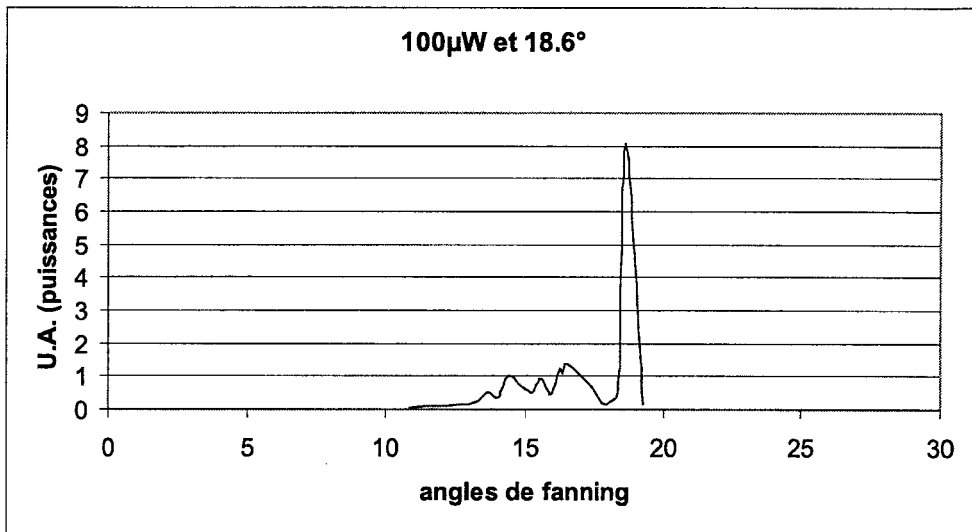


FIG. 4.8 – Figure de fanning typique obtenue dans le cristal non dopé pour une face d'entrée  $-c$ , et un angle d'incidence  $18.6^\circ$

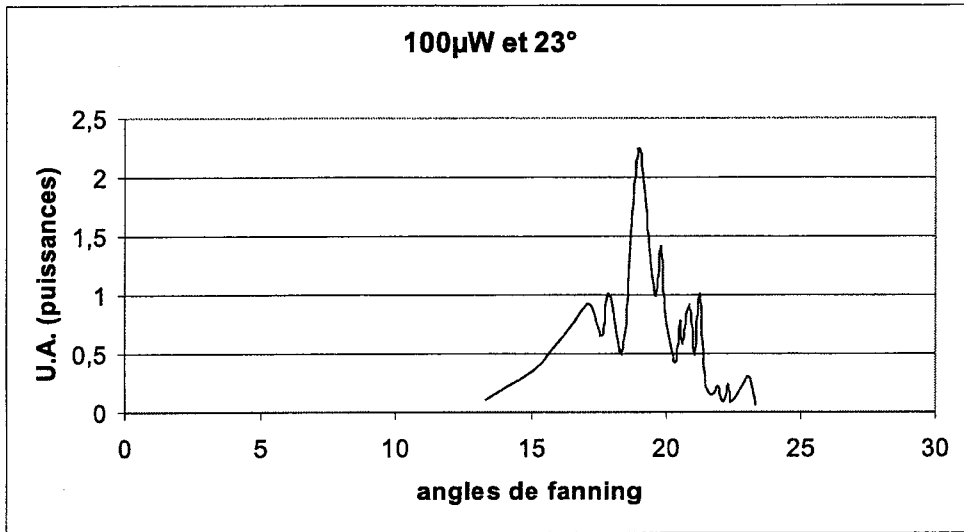


FIG. 4.9 – Figure de fanning typique obtenue dans le cristal non dopé pour une face d'entrée  $-c$ , et un angle d'incidence  $23^\circ$

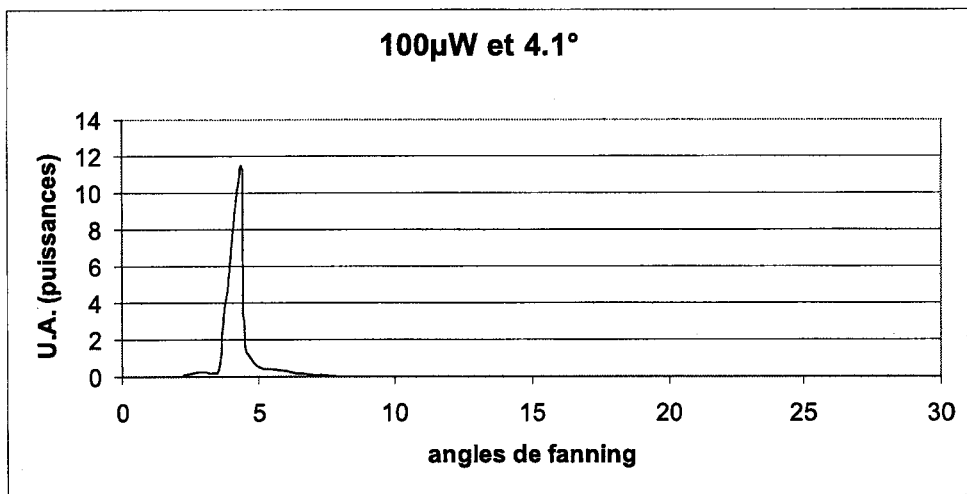


FIG. 4.10 – Figure de fanning typique obtenue dans le cristal non dopé pour une face d'entrée  $-c$ , et un angle d'incidence  $4.1^\circ$



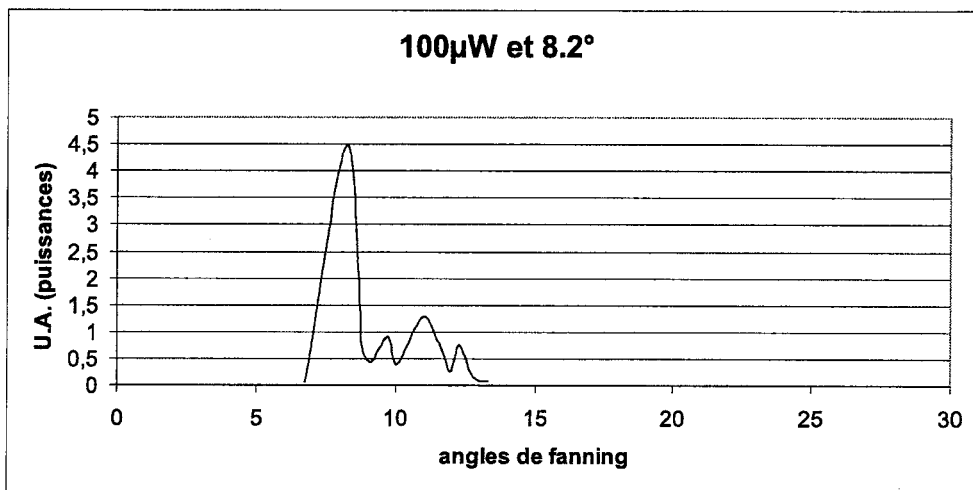


FIG. 4.11 – Figure de fanning typique obtenue dans le cristal non dopé pour une face d'entrée  $-c$ , et un angle d'incidence  $8.2^\circ$

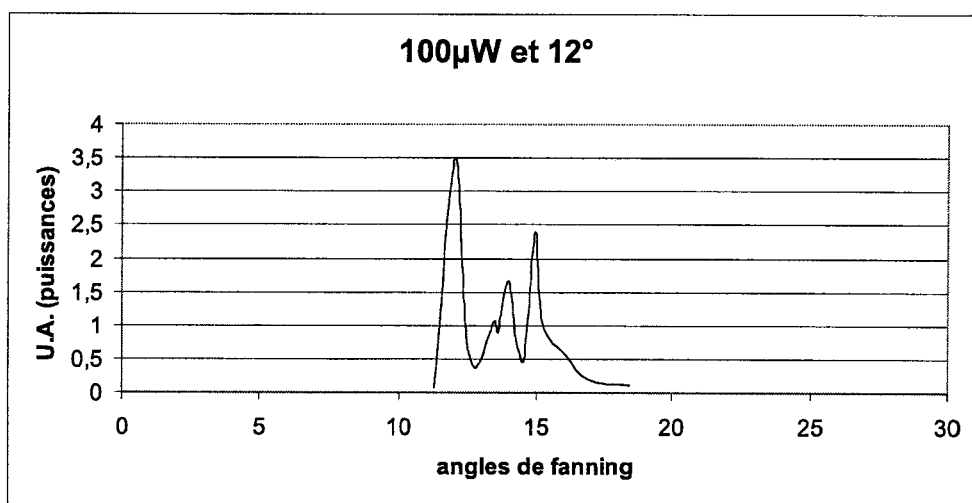


FIG. 4.12 – Figure de fanning typique obtenue dans le cristal non dopé pour une face d'entrée  $-c$ , et un angle d'incidence  $12^\circ$

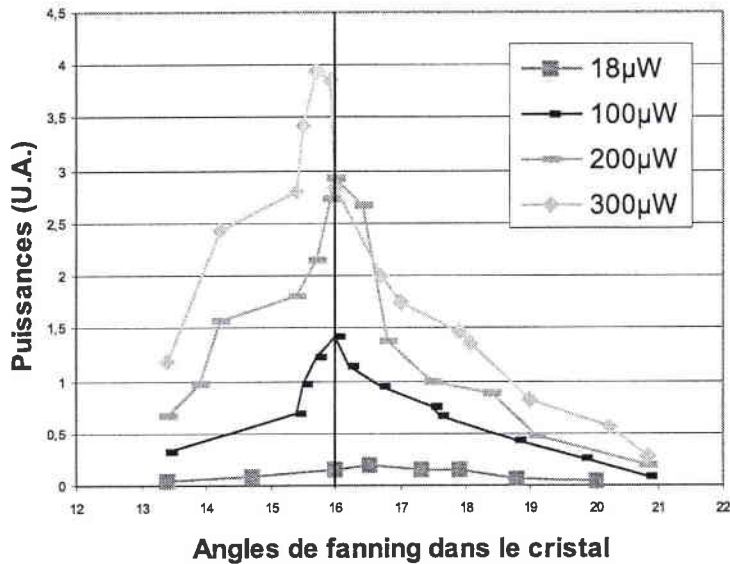


FIG. 4.13 – Figures de fanning obtenues dans le cristal non dopé pour une face d’entrée  $-c$ , et un angle d’incidence  $24.2^\circ$ , les puissances incidentes varient de  $18 \mu W$  à  $300 \mu W$

des puissances de  $100 \mu W$  et  $200 \mu W$  et un agrandissement d’un facteur 2 de la première courbe.

En revanche, la largeur du faisceau incident est déterminante comme le montre la Figure 4.16. On remarque en effet que pour un même angle d’incidence, le faisceau le plus large est beaucoup plus dévié par le fanning que le faisceau fin. C’est pourquoi l’évolution de l’angle  $\theta_f$  en fonction de  $\theta_i$  a été étudiée pour différentes valeurs du waist.

Les mesures présentées Figure 4.17 ont été réalisées dans le cristal non dopé pour la face d’entrée  $-c$ . Trois valeurs différentes de waists ont été testées :  $12 \mu m$ ,  $24 \mu m$  et  $48 \mu m$ . On peut noter une tendance générale identique des trois courbes qui suivent une évolution commune avant de bifurquer à partir d’une valeur seuil de l’angle, qui diffère d’un waist à l’autre, au point  $\theta_i = 19^\circ$  pour  $w_o = 24 \mu m$  et  $\theta_i = 24^\circ$  pour  $w_o = 48 \mu m$ . Dans chacun de ces cas, le décrochement correspond à une largeur du faisceau incident dans le cristal de l’ordre de  $l_\perp = 140 \mu m$ . Il semble donc qu’il existe une largeur critique du faisceau qui détermine le mode de fonctionnement du fanning. Ces remarques nous encouragent donc à tenter tout

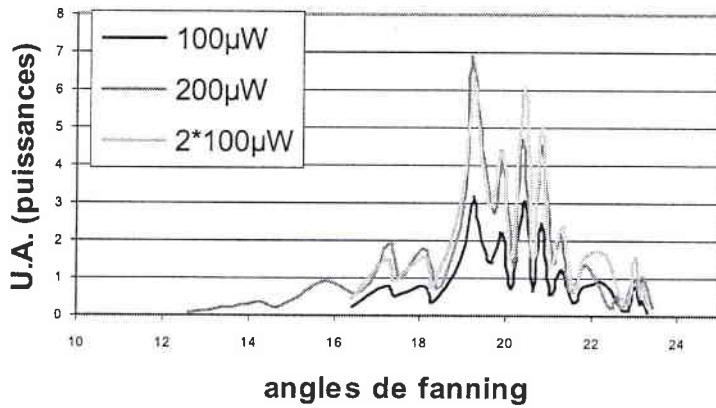


FIG. 4.14 – Figures de fanning obtenues avec le même angle d'incidence pour deux puissances incidentes différentes. La lentille cylindrique a une distance focale de 3.81 cm

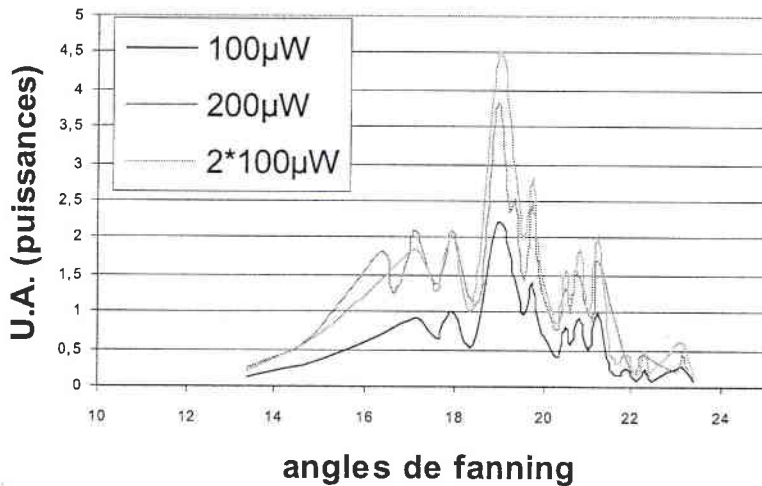


FIG. 4.15 – Figures de fanning obtenues avec le même angle d'incidence pour deux puissances incidentes différentes. La lentille cylindrique a une distance focale de 15 cm

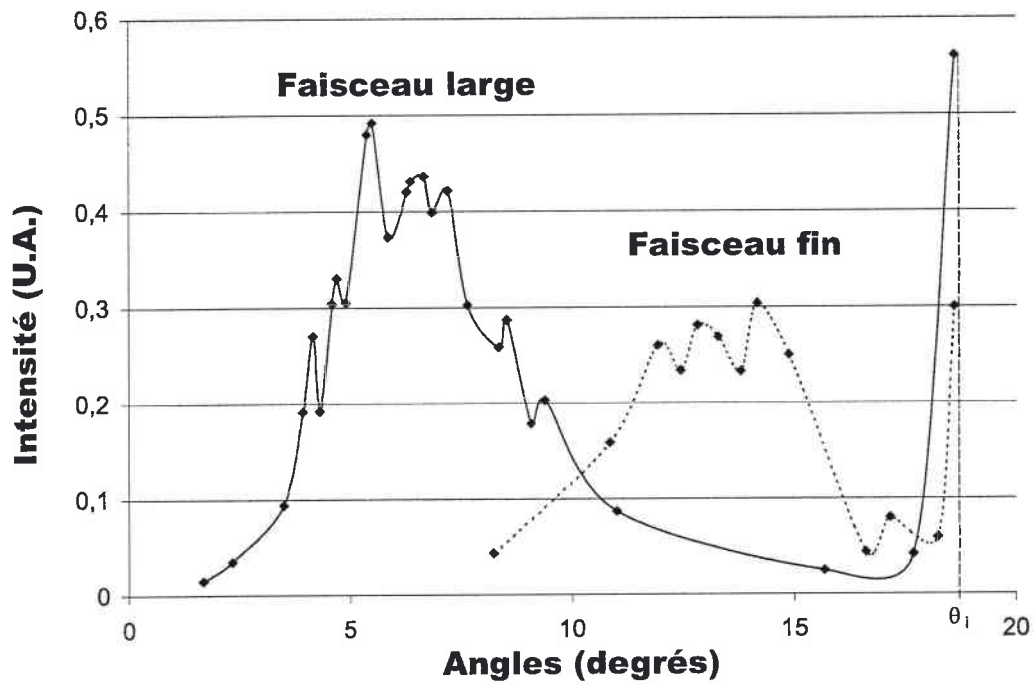


FIG. 4.16 – Figures de fanning obtenues avec le même angle d'incidence pour deux largeurs de faisceaux différentes dans le cristal dopé

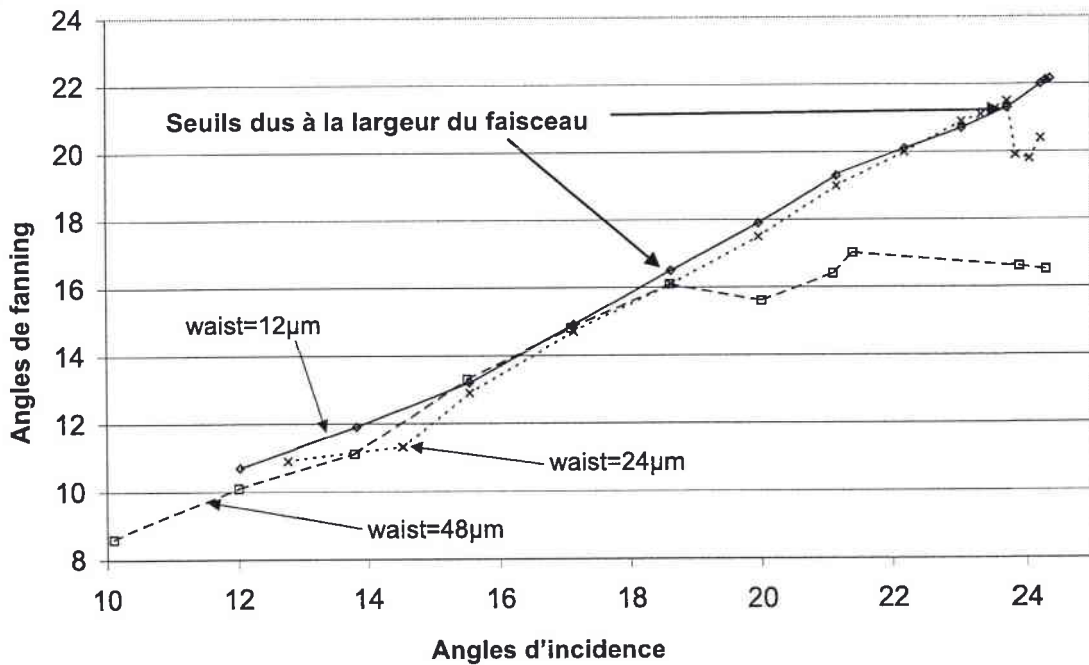


FIG. 4.17 – évolution de l'angle de fanning en fonction de l'angle d'incidence dans le cristal non dopé, face -c, pour des waists différents

d'abord de modéliser le comportement du BF en termes d'angles pour un faisceau incident que nous qualifierons de "fin". Le sens donné à ce terme sera éclairci au paragraphe 4.5.1.

## 4.4 Détermination expérimentale et théorique de l'angle de fanning

### 4.4.1 Evaluation de l'angle de fanning associé à un angle d'incidence par maximisation du gain

En première approximation, nous considérons le modèle de RBF décrit auparavant dans lequel seul le faisceau incident agit comme une pompe de TWM. Dans ce cas, pour un faisceau incident d'angle  $\theta_i$  donné, toute direction  $\theta_f$  est amplifiée après interaction des deux faisceaux sur une longueur effective de recouvrement notée  $l_{eff}$  (qui sera étudiée plus en détails au paragraphe 4.5.1) d'un coefficient  $\exp(\gamma \cdot l_{eff})$  (sous l'hypothèse de non affaiblissement de la pompe présentée au Chapitre 2) d'après l'Equation 2.15. Nous cherchons à déterminer pour un angle d'incidence donné la direction de la figure de fanning qui portera le maximum d'intensité. Nous nous proposons donc d'étudier plus précisément le gain photoréfractif du titanate de baryum correspondant à un couple d'angles  $(\theta_i, \theta_f)$  et à une polarisation extraordinaire des deux faisceaux considérés. Dans ce cas, d'après les équations (4.1 – 71) et (4.1 – 60) p.132 de la référence [5] et compte tenu du fait que  $r_{42}$  est le coefficient électro-optique dominant dans  $\text{BaTiO}_3$ ,  $\gamma$  peut s'écrire :

$$\gamma(\theta_i, \theta_f) = \frac{(2\pi)^2 \times n_o^2 n_e^2 \times k_B T}{\cos\left(\frac{\theta_i - \theta_f}{2}\right) e n \lambda} \times r_{42} \cos\left(\frac{\theta_i + \theta_f}{2}\right) \sin(\theta_i + \theta_f) \times \frac{\Lambda}{\Lambda^2 + \Lambda_D^2} \quad (4.3)$$

avec  $n$  l'indice effectif de réfraction du cristal, qui est donné par la relation 2.5 :

$$\frac{1}{n^2} = \frac{\sin^2\left(\frac{\theta_i + \theta_f}{2}\right)}{n_e^2} + \frac{\cos^2\left(\frac{\theta_i + \theta_f}{2}\right)}{n_o^2} \quad (4.4)$$

$k_B$  la constante de Boltzmann,  $T$  la temperature,  $e$  la charge électrique de l'électron.  $\lambda$  est la longueur d'onde du rayonnement incident,  $n_e$  l'indice extraordinaire,  $n_o$  l'indice ordinaire.

$\Lambda$  est le pas du réseau inscrit par les faisceaux de directions de propagation  $\theta_i$  et  $\theta_f$ .  $\Lambda_D$  est la longueur de Debye. Cette notion est issue de la théorie de l'électrodynamique dans les plasmas. Dans ces derniers, les électrons se déplacent de telle sorte qu'ils masquent le champ de Coulomb d'une charge à une distance  $\Lambda_D$ , on parle encore de distance d'écrantage. La longueur de Debye  $\Lambda_D$  est donc la longueur en deçà de laquelle on ne peut plus considérer la matière comme un milieu continu et les électrons comme une densité de charge spatialement continue. On peut exprimer le pas du réseau d'après la condition de Bragg (il s'agit du réseau qui diffracte le faisceau incident dans la direction  $\theta_f$ ) :

$$\Lambda = \frac{\lambda}{2 \times \sin\left(\frac{\theta_i - \theta_f}{2}\right)} \quad (4.5)$$

et la longueur de Debye s'écrit ([4]) :

$$\Lambda_D = \frac{2\pi \sqrt{\varepsilon_a \varepsilon_o \times \cos^2\left(\frac{\theta_i + \theta_f}{2}\right) + \varepsilon_c \varepsilon_o \times \sin^2\left(\frac{\theta_i + \theta_f}{2}\right)}}{e \sqrt{\frac{N_A}{k_B T}}} \quad (4.6)$$

$\varepsilon_o$  est la perméabilité diélectrique du vide,  $\varepsilon_a$  et  $\varepsilon_c$  sont les valeurs propres du tenseur diélectrique, relatives aux axes  $a$  et  $c$ , et  $N_A$  est le nombre total de pièges libres. Dans le cas de BaTiO<sub>3</sub> dopé ou non,  $\varepsilon_a \simeq 4200$ , et  $\varepsilon_c \simeq 150$ . Les faisceaux incidents font à l'extérieur de ce dernier un angle compris entre 0° et 90° avec la normale à la face d'entrée, par conséquent la valeur de l'indice de réfraction dans BaTiO<sub>3</sub> impose dans le cristal :  $0^\circ \leq \theta_i \leq 24.5^\circ$  cette remarque et les valeurs expérimentales obtenues plus loin pour les angles de fanning quelle que soit la face d'entrée permettent d'écrire :  $\cos^2\left(\frac{\theta_i + \theta_f}{2}\right) \gg \sin^2\left(\frac{\theta_i + \theta_f}{2}\right)$ . Par suite :

$$\Lambda_D \simeq \frac{2\pi \sqrt{\varepsilon_a \varepsilon_o} \times \cos\left(\frac{\theta_i + \theta_f}{2}\right)}{e \sqrt{\frac{N_A}{k_B T}}} = \Lambda_o \times \cos\left(\frac{\theta_i + \theta_f}{2}\right) \quad (4.7)$$

$$\text{où } \Lambda_0 = \frac{2\pi\sqrt{\varepsilon_a\varepsilon_o k_B T}}{e\sqrt{N_A}}$$

Le gain peut donc être écrit :

$$\begin{aligned} \gamma(\theta_i, \theta_f) &= \frac{(2\pi)^2 \times n^3 \times k_B T}{e} \times \frac{n_e}{n_o} r_{42} \\ &\times \frac{\cos\left(\frac{\theta_i + \theta_f}{2}\right) \sin(\theta_i + \theta_f)}{\sin(\theta_i - \theta_f) \left[ \left( \frac{\lambda}{2 \sin\left(\frac{\theta_i + \theta_f}{2}\right)} \right)^2 + \left( \frac{2\pi\sqrt{k_B T} \sqrt{\frac{\varepsilon_a \varepsilon_o}{N_A}} \cos\left(\frac{\theta_i + \theta_f}{2}\right)}{q} \right)^2 \right]} \\ &= \frac{2(2\pi)^2 n^3 k_B T n_e r_{42} (\sin \theta_i - \sin \theta_f) \sin(\theta_i + \theta_f)}{e n_o \Lambda_0^2 \frac{e^2 N_A \lambda^2}{4\pi^2 \varepsilon_a k_B T} + (\sin \theta_i - \sin \theta_f)^2} \\ &= \frac{2n^3 n_e r_{42} e N_A (\sin \theta_i - \sin \theta_f) \sin(\theta_i + \theta_f)}{n_o \varepsilon_a \varepsilon_o \frac{\lambda^2}{\Lambda_0^2} + (\sin \theta_i - \sin \theta_f)^2} \end{aligned} \quad (4.8)$$

Cette expression dépend des paramètres expérimentaux ( $\theta_i$ ,  $\lambda$ ,  $T$ ) et des paramètres inhérents au cristal ( $n$ ,  $n_e$ ,  $n_o$ ,  $\varepsilon_a$ ,  $N_A$ ) ainsi que de  $\theta_f$ , considéré comme une variable. Ceci revient à dire que pour un cristal donné, si  $\lambda$  et  $T$  sont fixés par les conditions expérimentales,  $\gamma$  est une fonction des seules variables  $\theta_i$  et  $\theta_f$ .

D'après l'Equation 2.15, les directions qui vont développer une intensité fannée maximale sont des angles de fanning pour lesquels le produit  $\gamma l_{eff}$  est maximum. Il semble donc possible de résoudre le problème posé à condition de rechercher les angles  $\theta_f$  susceptibles, pour une valeur de  $\theta_i$  donnée, d'annuler la dérivée de  $\gamma l_{eff}$  par rapport à  $\theta_f$ . Les tentatives que nous avons pu faire dans ce sens ont abouti uniquement à des solutions du type  $\theta_f = \theta_i$ . Bien évidemment, ces solutions maximisent la valeur de  $l_{eff}$ , puisque dans ce cas faisceau incident et fanning sont confondus. Nous avons voulu trouver les solutions masquées dans la résolution c'est à dire les maxima secondaires de  $\gamma l_{eff}$ . Pour ce faire, nous considérons en première approximation la longueur effective de recouvrement  $l_{eff}$  comme constante par rapport à l'angle de fanning pour un angle d'incidence donné bien que ce ne soit pas le cas. La longueur efficace de recouvrement des faisceaux incident et fanné sera prise en compte pour l'interprétation des décrochements observés sur la courbe 4.17 dans la partie 4.5.1. Par conséquent, on peut dans un premier temps supposer que les valeurs de  $\theta_f$  qui rendent la fonction  $\gamma(\theta_i, \theta_f)$  maximum sont celles qui vont annuler la dérivée par-

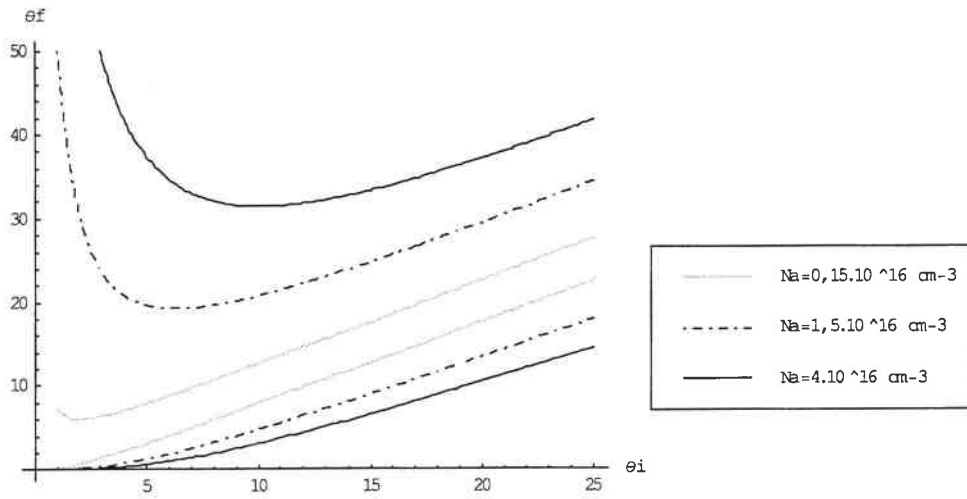


FIG. 4.18 – Courbes théoriques obtenues pour divers dopages

tielle du gain par rapport à cet angle de fanning pour un angle d'incidence donné. Nous cherchons donc à résoudre :

$$\frac{\partial \gamma(\theta_i, \theta_f)}{\partial \theta_f} = 0 \quad (4.9)$$

La résolution analytique n'étant pas simple, nous avons opté pour une résolution numérique qui permet le tracé implicite de  $\theta_f(\theta_i)$ .

La résolution de l'équation 4.9 permet l'obtention de deux courbes, l'une située au dessous l'autre au dessus de la première bissectrice. La courbe inférieure correspond à des maxima de gain positif, la courbe inférieure à des extrema négatifs. Or nous avons exprimé  $\gamma$  de la même façon pour les deux faces d'entrée opposées en prenant des conventions pour la face  $-c$  et en les appliquant également à la face  $+c$ . Par conséquent, la courbe inférieure correspond au cas de la face  $-c$ , la courbe supérieure au cas de la face  $+c$ .

Par ailleurs, étant donnée la forme du gain  $\gamma(\theta_i, \theta_f)$  (Equation 4.8), une fois connus les paramètres expérimentaux  $\lambda$  et  $T$ , les solutions dépendent de  $N_A$  uniquement. On peut tracer les courbes 4.18 obtenues pour différentes valeurs du dopage : Le nombre total de pièges libres  $N_A$  influe beaucoup sur le modèle, et on peut constater que plus il est grand, plus le faisceau est dévié de sa direction initiale. Ceci correspond qualitativement avec les observations de fanning dans des cristaux plus



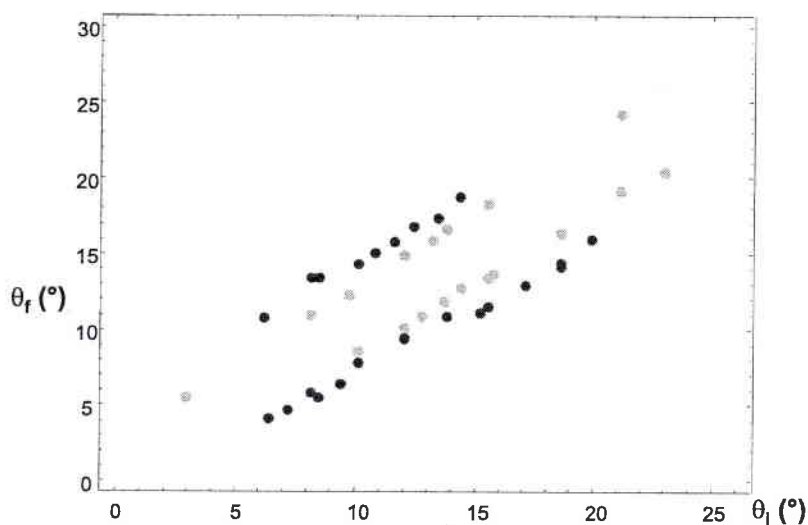


FIG. 4.19 – Evolution de l'angle de fanning en fonction de l'angle d'incidence. Les points noirs correspondent à l'échantillon dopé, les points gris à l'échantillon non dopé.

ou moins dopés. Le dopage le plus important donne le fanning le plus fort, c'est à dire des faisceaux très déviés.

#### 4.4.2 Mesures en faisceau fin

Dans le cas de faisceaux incidents suffisamment "fins"<sup>2</sup>, la mesure systématique de l'angle de fanning en fonction de l'angle d'incidence dans les deux cristaux et pour les deux faces d'entrée considérées donne les résultats présentés sur la Figure 4.19. On a pour la face d'entrée  $-c$  des points qui sont situés sous la première bissectrice, et pour la face d'entrée  $+c$  au dessus. On constate un relatif alignement des points obtenus pour un même cristal et une même face d'entrée et une allure qui rappelle celle des courbes théoriques de la Figure 4.18.

Par ailleurs, si l'on choisit pour chaque cristal une valeur de  $N_A$  telle que les points  $(\theta_i, \theta_f)$  correspondant à la face  $-c$  soient aussi proches que possible de la courbe théorique pour cette face d'entrée, on obtient également un bon accord pour la face  $+c$  (Figure 4.20). Par conséquent, l'étude du fanning peut permettre de déterminer de façon indirecte mais relativement simple le paramètre  $N_A$  (moyennant les réserves exprimées dans les lignes qui suivent) qui est par ailleurs accessible par

2. Cette notion sera précisée en 4.5.1

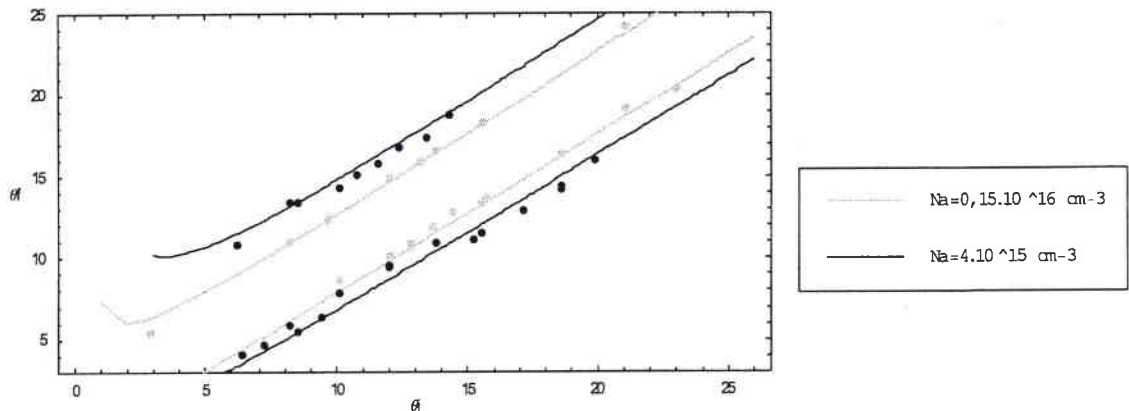


FIG. 4.20 – Confrontation des courbes théoriques et des points expérimentaux. En noir, le cas du cristal dopé, en gris celui du cristal non dopé

une étude de TWM. Dans le cas de nos deux échantillons les valeurs adéquates sont  $N_A = 0.15 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$  pour le cristal non dopé et  $N_A = 0.4 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$  pour le cristal dopé. Ces valeurs sont relativement faibles mais en accord avec celles que l'on peut trouver dans la littérature pour des cristaux de  $\text{BaTiO}_3$  non dopé et dopé cobalt. A titre d'exemple, nous avons relevé certaines d'entre elles obtenues par des expériences de TWM. Pour divers échantillons de  $\text{BaTiO}_3$  non intentionnellement dopés. On trouve dans l'ouvrage de Günter et Huignard [4] les valeurs de :  $N_A = 0.5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ ,  $N_A = 0.6 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ ,  $N_A = 1.9 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ ,  $N_A = 4.1 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ ,  $N_A = 4.2 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ ,  $N_A = 6 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$  et  $N_A = 6.2 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ . En 1990, Rytz *et al.* [13] donnent les valeurs suivantes :

Dopage	Nombre total de pièges
non dopé	$N_A = 0.87 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$
50 ppm	$N_A = 6.1 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$
50 ppm	$N_A = 2.6 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$
50 ppm	$N_A = 1.3 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$

La différence entre les échantillons de même dopage dans le mélange réside dans la méthode de croissance employée. En 1992, Garrett *et al.* [73] donnent les valeurs suivantes :

Dopage	Nombre total de pièges
non dopé	$N_A = 6.4 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$
20 ppm	$N_A = 6.7 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$
50 ppm	$N_A = 11.5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$
75 ppm	$N_A = 20 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$

On peut observer des différences conséquentes entre toutes ces valeurs, cependant l'ordre de grandeur est bien celui des valeurs que nous avons déterminées. Par ailleurs, nous avons fait ici une hypothèse sur le coefficient  $\varepsilon_a$  qui a été pris égal à  $\varepsilon_a = 4200$  dans nos calculs. Ce terme issu de la littérature devrait être évalué pour chacun de nos cristaux si l'on cherchait réellement à déterminer  $N_A$  de façon précise, puisque c'est le rapport  $\frac{N_A}{\varepsilon_a}$  qui intervient en réalité dans l'expression du gain. La méthode qui vient d'être exposée permet donc en réalité d'évaluer ce rapport pour nos cristaux, et l'on obtient alors

- Pour le cristal non dopé :  $\frac{N_A}{\varepsilon_a} = 3.6 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$
- Pour le cristal dopé :  $\frac{N_A}{\varepsilon_a} = 9.5 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$

Une fois que ce travail est effectué, il devient donc possible de déterminer à partir des courbes théoriques pour un faisceau suffisamment fin et un angle d'incidence donné (dans la plage :  $0^\circ \leq \theta_i \leq 24.5^\circ$  que nous imposent la coupe et l'indice des cristaux), l'angle de fanning associé sans plus avoir à relever toute la figure de fanning.

#### 4.4.3 Application du modèle à la détermination des angles de fanning successifs

Nous avons jusqu'ici tenté de déterminer le lien existant entre l'angle de fanning et l'angle d'incidence. Nous allons à présent nous attacher à interpréter en détails l'ensemble de la figure de fanning observée par exemple Figure 4.5. Nous nous intéresserons en particulier à l'existence des pics secondaires d'intensité que l'on peut voir sur cette figure de fanning.

Nous reprenons ici sous une forme discrétisée, l'idée de multi-TWM développée entre autres par Segev *et al.* [67] qui consiste à dire que non seulement le faisceau

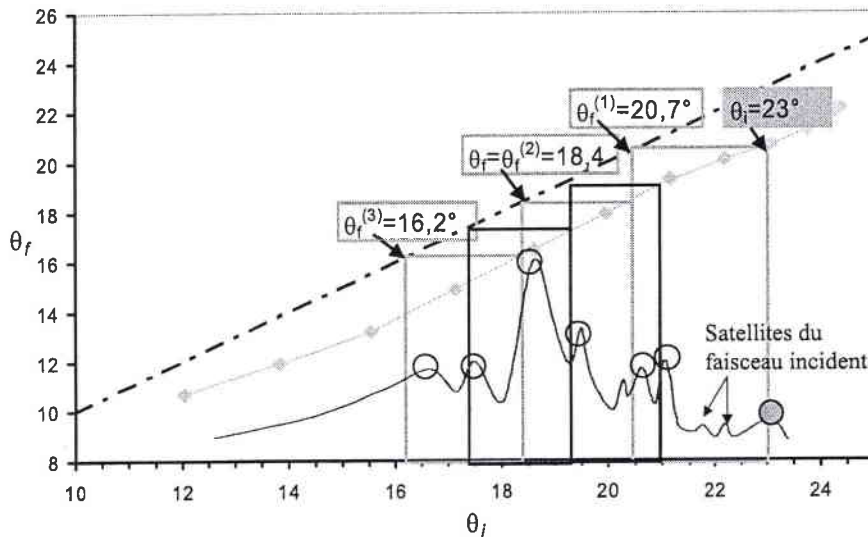


FIG. 4.21 – Itération du processus de détermination de l'angle de fanning dans le cas du cristal non dopé pour la face  $-c$  avec un angle d'incidence de  $23^\circ$

incident sert de pompe aux ondes diffusées dans toutes les directions mais encore que ces dernières interagissent de la même façon, chacune étant la pompe des autres. Nous sommes parvenus jusqu'ici à déterminer pour un faisceau fin la direction principale de fanning ( $\theta_f^{(1)}$ ). Il est alors possible de considérer à son tour le faisceau diffracté dans cette direction comme une pompe de TWM susceptible d'amplifier toutes les ondes diffusées par le milieu. Nous proposons donc de réutiliser le modèle précédemment décrit afin de déterminer la direction susceptible de développer le maximum de fanning du à cette nouvelle pompe. Nous parlerons alors de fanning d'ordre 2 ( $\theta_f^{(2)}$ ) et ainsi de suite. Connaissant les courbes d'évolution de  $\theta_f(\theta_i)$ , on peut donc déterminer pour tout angle d'incidence, un ensemble d'angles que l'on notera  $\theta_f^{(n)}$ . Cette suite d'angles peut être déterminée graphiquement ou numériquement comme précisé sur la Figure 4.21. On s'attend donc à ce qu'elle décrive un certain nombre de directions principales de fanning successives. La Figure 4.21 montre bien que les directions prévues correspondent à des maxima locaux mesurés.

Cette dernière figure appelle plusieurs commentaires. Tout d'abord, on observe

un bon accord entre théorie et expérience pour la détermination des ordres successifs de fanning puisque l'angle d'incidence  $\theta_i = \theta_f^{(0)} = 23^\circ$  qui d'après le modèle devrait donner du fanning dans les directions  $\theta_f^{(1)} = 20.7^\circ$ ,  $\theta_f^{(2)} = 18.4^\circ$ ,  $\theta_f^{(3)} = 16.2^\circ$  etc, en gènère expérimentalement dans les directions:  $\theta_f^{(1)} = 21.1^\circ$ ,  $\theta_f = \theta_f^{(2)} = 18.8^\circ$  et  $\theta_f^{(3)} = 17^\circ$ . En outre, nous pouvons remarquer des pics très peu intenses qui apparaissent autour du faisceau incident. Ce sont des satellites de ce dernier, dus à des réflexions multiples lors du passage dans les lames séparatrices. Ils peuvent donner naissance à du fanning dans des directions successives qui sont indiquées sur la Figure 4.21, et que l'on peut donc prévoir si l'on connaît la direction des satellites par la même méthode que pour le faisceau incident. Enfin, et c'est la principale remarque, la direction de fanning n'est pas celle prévue mais correspond au second ordre de fanning. Or l'étude de la fonction  $\gamma$  indique que :  $\gamma(\theta_f^{(1)}, \theta_f^{(2)}) \leq \gamma(\theta_i, \theta_f^{(1)})$ . Le modèle que nous avons développé ne peut donc pas être utilisé directement ici. On se situe dans un cas où le faisceau n'est pas suffisamment fin. Il se situe au-delà du décrochement sur la courbe de la Figure 4.17. Si l'on reprend les points de cette figure au delà des seuils, on s'aperçoit que, juste après le seuil, le fanning a lieu dans la direction de fanning d'ordre 2, puis un second décrochement peut avoir lieu comme c'est nettement le cas pour  $w_o = 48 \mu m$  et on passe à un ordre 3. Si l'on avait continué à élargir les faisceaux, on aurait sans doute pu atteindre les ordres supérieurs.

Pour résumer ce point, la largeur du faisceau semble déterminer l'ordre de fanning qui est privilégié dans le processus d'établissement du fanning. Les divers ordres pouvant être déterminés par itération de la méthode développée pour les faisceaux fins. La partie 4.5 qui suit analyse ce phénomène de manière théorique en faisant intervenir la longueur efficace de recouvrement et sa limitation dans le cas de faisceaux trop larges.

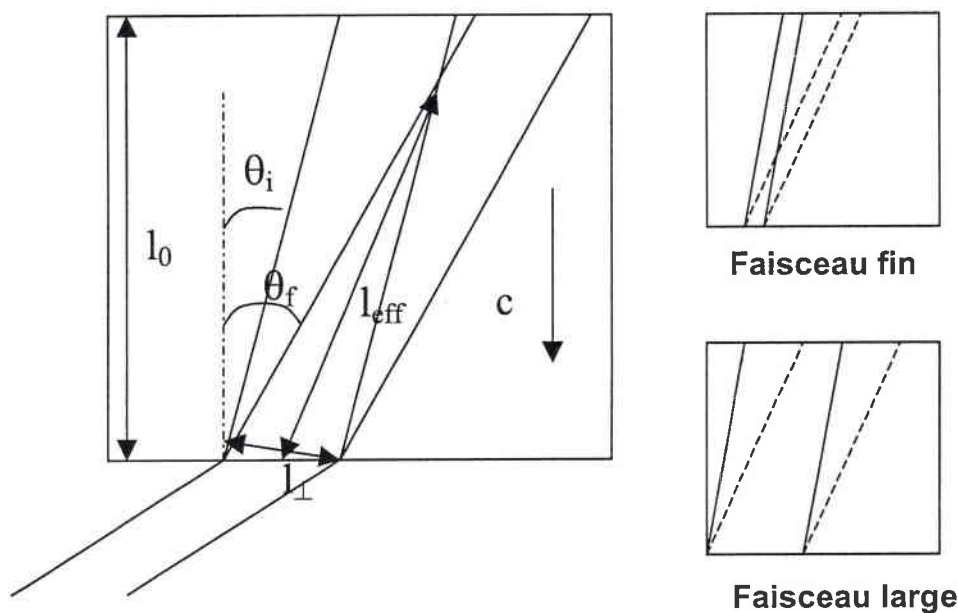


FIG. 4.22 – Définition de la longueur efficace de recouvrement, différence entre faisceau fin et large

## 4.5 Evaluation de la répartition angulaire de l'intensité

### 4.5.1 Faisceaux larges ou fins

Nous venons de voir que la largeur du faisceau est un paramètre critique du phénomène de BF. Ceci implique que nous définissions de façon précise ce que nous nommons faisceau fin ou large.

Comme nous l'avons annoncé précédemment, l'étude du cas du faisceau fin via le gain seul n'était qu'une première approximation, il devient indispensable de prendre en compte également la longueur effective de recouvrement entre les faisceaux qui participent au TWM. Or si l'on considère deux faisceaux incident et fanné dans un cristal de longueur donnée  $l_0$ , et si l'on souhaite représenter ces faisceaux, deux cas de figure apparaissent immédiatement : le cas des faisceaux "fins" qui interagissent totalement dans le cristal, et celui des faisceaux "larges" pour lesquels la zone d'interaction est limitée par la longueur du cristal. Ces deux cas sont représentés sur la Figure 4.22 On peut alors définir arbitrairement la longueur effective de recouvrement entre les faisceaux comme la longueur de la bissectrice du triangle que dessine la zone de recouvrement dans le cas "faisceau fin" (notée  $l_{eff}^{FF}$ ), ou la longueur tronquée correspondante dans le trapèze du cas "faisceau large" (notée  $l_{eff}^{FL}$ ). Avec ces

définitions, les grandeurs correspondantes s'écrivent :

$$l_{eff}^{FF} = \frac{w_o}{\sqrt{1 - n^2 \sin^2(\theta_i)} \cdot \cos^2\left(\frac{\theta_i + \theta_f}{2}\right) \times (\tan \theta_i - \tan \theta_f)} \quad (4.10)$$

et

$$l_{eff}^{FL} = \frac{l_o}{\cos\left(\frac{\theta_i + \theta_f}{2}\right)} \quad (4.11)$$

Et à la limite entre les deux :

$$l_{eff}^{FL} = l_{eff}^{FF} \quad (4.12)$$

qui équivaut à :

$$\frac{w_o}{\sqrt{1 - n^2 \sin^2(\theta_i)} \cdot \cos^2\left(\frac{\theta_i + \theta_f}{2}\right) \times (\tan \theta_i - \tan \theta_f)} = \frac{l_o}{\cos\left(\frac{\theta_i + \theta_f}{2}\right)} \quad (4.13)$$

De l'expression 4.13, on peut donc extraire pour un couple de valeurs  $(\theta_i, \theta_f)$ , et un cristal donné ( $n$  et  $l_o$  étant connus) la valeur de  $w_o$  pour laquelle on bascule d'un cas vers l'autre. Sur la Figure 4.17, les seuils expérimentaux observés sont nets pour le passage du premier au deuxième ordre de fanning : pour  $(\theta_i, \theta_f) = (19^\circ, 16.5^\circ)$ ,  $w_o = 48 \mu m$  et pour  $(\theta_i, \theta_f) = (24^\circ, 21.5^\circ)$ ,  $w_o = 24 \mu m$ . Or le calcul des valeurs théoriques des waists seuils donne  $w_o = 53 \mu m$  dans le premier cas et  $w_o = 21 \mu m$  dans le second, ce qui est très proche des valeurs expérimentales. Par ailleurs en faisceau large,  $l_{eff}(\theta_i, \theta_f)$  augmente avec la valeur de  $\theta_f$ , alors qu'en faisceau fin le contraire se produit. On peut alors facilement comprendre qu'en faisceau fin seul le premier ordre soit accessible puisqu'il correspond d'une part au gain maximum et d'autre part à la longueur de recouvrement maximum. En faisceau large, il devient concevable que les ordres de fanning supérieurs puissent être atteints si l'augmentation de  $l_{eff}$  compense la diminution de  $\gamma$ . Nous allons revenir sur cette interprétation dans ce qui suit.

A la lumière de nos résultats expérimentaux, nous nous sommes aperçus qu'il était vain de vouloir représenter le fanning comme provenant uniquement de TWM

où seul le faisceau incident sert de pompe. L'influence d'un faisceau fanné sur le suivant doit par conséquent être prise en compte. Nous faisons pour chaque couple de faisceaux l'hypothèse de non affaiblissement de la pompe ce qui permet d'utiliser l'Equation 2.15. Nous écrivons donc l'intensité dans la direction de fanning  $\theta_f^{(n)}$  comme le résultat de l'amplification par le faisceau incident et tous les fannings d'ordre inférieur de l'intensité diffusée par le milieu dans cette direction ( $I_o(\theta_f^{(n)})$ ). Expérimentalement nous avons utilisé des échantillons de BaTiO<sub>3</sub> dont l'absorption peut être négligée par rapport à l'amplification. Elle est proche de  $1 \text{ cm}^{-1}$  pour le cristal non dopé et  $2 \text{ cm}^{-1}$  pour le dopé à la longueur d'onde  $\lambda = 514 \text{ nm}$  d'après Garrett *et al.* [73]. L'Equation 4.14 découle de ces hypothèses.

$$I_f(\theta_f^{(n)}) = I_o(\theta_f^{(n)}) \times \prod_{i=1}^{n-1} \exp \left[ \gamma(\theta_f^{(i)}, \theta_f^{(n)}) l_{eff}(\theta_f^{(i)}, \theta_f^{(n)}) \right] \\ \times \exp \left[ \gamma(\theta_i, \theta_f^{(n)}) l_{eff}(\theta_i, \theta_f^{(n)}) \right] \quad (4.14)$$

Nous allons tenter de choisir les paramètres du modèle afin de retrouver les cas obtenus en faisceau large et donc inexpliqués par le modèle des faisceaux fins. L'intensité diffractée dans la direction de fanning d'ordre  $n$  proposée dans l'Equation 4.14 dépend de la quantité de lumière initialement ( $z = 0$ ) diffusée par les inhomogénéités du cristal. En supposant que la diffusion la plus intense se produit pour le faisceau incident et que plus on s'en éloigne (angulairement) moins il reste de lumière on peut raisonnablement poser :  $I_o(\theta_f^{(n)}) \leq I_o(\theta_f^{(n-1)}) \leq I_o(\theta_i)$ . Avec ce type de condition on peut trouver des valeurs d'intensités qui autorisent effectivement l'émergence d'ordres élevés de fanning dans le cas du cristal non dopé. En revanche, dans le cas du cristal dopé, même en choisissant le cas *a priori* favorable aux ordres élevés :  $I_o(\theta_f^{(n)}) = I_o(\theta_f^{(n-1)}) = I_o(\theta_i)$ , on ne parvient pas à modéliser son comportement et le modèle prévoit systématiquement une direction de fanning du premier ordre tandis que l'expérience montre que des directions d'ordre élevé peuvent être prédominantes.



#### 4.5.2 Evolution temporelle dans les directions d'ordres successifs

Afin d'améliorer notre compréhension du phénomène et de pallier aux manques du modèle précédent, nous avons étudié également l'évolution temporelle du BF. Pour ce faire, nous avons enregistré l'évolution temporelle de l'intensité diffractée dans chacun des ordres successifs de fanning prévus. Les résultats obtenus dans les deux échantillons sont relativement similaires. Nous présentons Figure 4.23 ceux obtenus dans le cristal non dopé pour un angle d'incidence de  $23^\circ$  pour trois puissances incidentes différentes. Le faisceau incident est choisi large de façon à obtenir la quasi disparition au moins du premier ordre de fanning ( $\theta_f^{(1)} = 20.1^\circ$ ) à l'état stationnaire. On peut cependant remarquer que l'intensité dans cette direction est la première qui commence par croître mais s'affaiblit rapidement lorsque l'intensité dans la direction d'ordre 2 ( $\theta_f^{(2)} = 18.4^\circ$ ) augmente à son tour puis laisse la place à l'ordre suivant. Le processus se renouvelle jusqu'à l'établissement d'une direction dans laquelle l'intensité reste à sa valeur maximale à l'état stationnaire. Comme le montre la Figure 4.23, le temps nécessaire à la stabilisation de la figure de fanning est directement lié à la puissance incidente. La même étude a été réalisée et est présentée Figures 4.24 et 4.25 pour le cristal dopé dans le cas d'un angle d'incidence de  $18.6^\circ$ . Dans les deux cristaux, il apparaît qu'une augmentation de la puissance incidente semble favoriser les premiers ordres de fanning tout comme le rétrécissement à puissance constante du faisceau incident. Ces deux cas correspondent à un accroissement de la densité surfacique de puissance entrant dans le cristal.

L'Equation (4.14) ne cherchait à rendre compte que de l'état stationnaire, c'est pourquoi nous sommes amenés à introduire dans l'expression du gain pour chaque couple d'angles un terme traduisant la dépendance temporelle de ce dernier. D'après Yeh [5], le gain  $\gamma(\theta_i, \theta_f, t)$  atteint sa valeur à l'état stationnaire ( $\gamma(\theta_i, \theta_f)$ ) donné par l'Equation (4.8) avec l'évolution temporelle suivante :

$$\gamma(\theta_i, \theta_f, t) = \gamma(\theta_i, \theta_f) \times \left( 1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau(\theta_i, \theta_f)}\right) \right) \quad (4.15)$$

Pour chaque couple d'angles  $(\theta_i, \theta_f)$  (chaque réseau), nous avons déterminé une valeur à l'état stationnaire  $\gamma(\theta_i, \theta_f)$  ainsi qu'une constante de temps spécifique

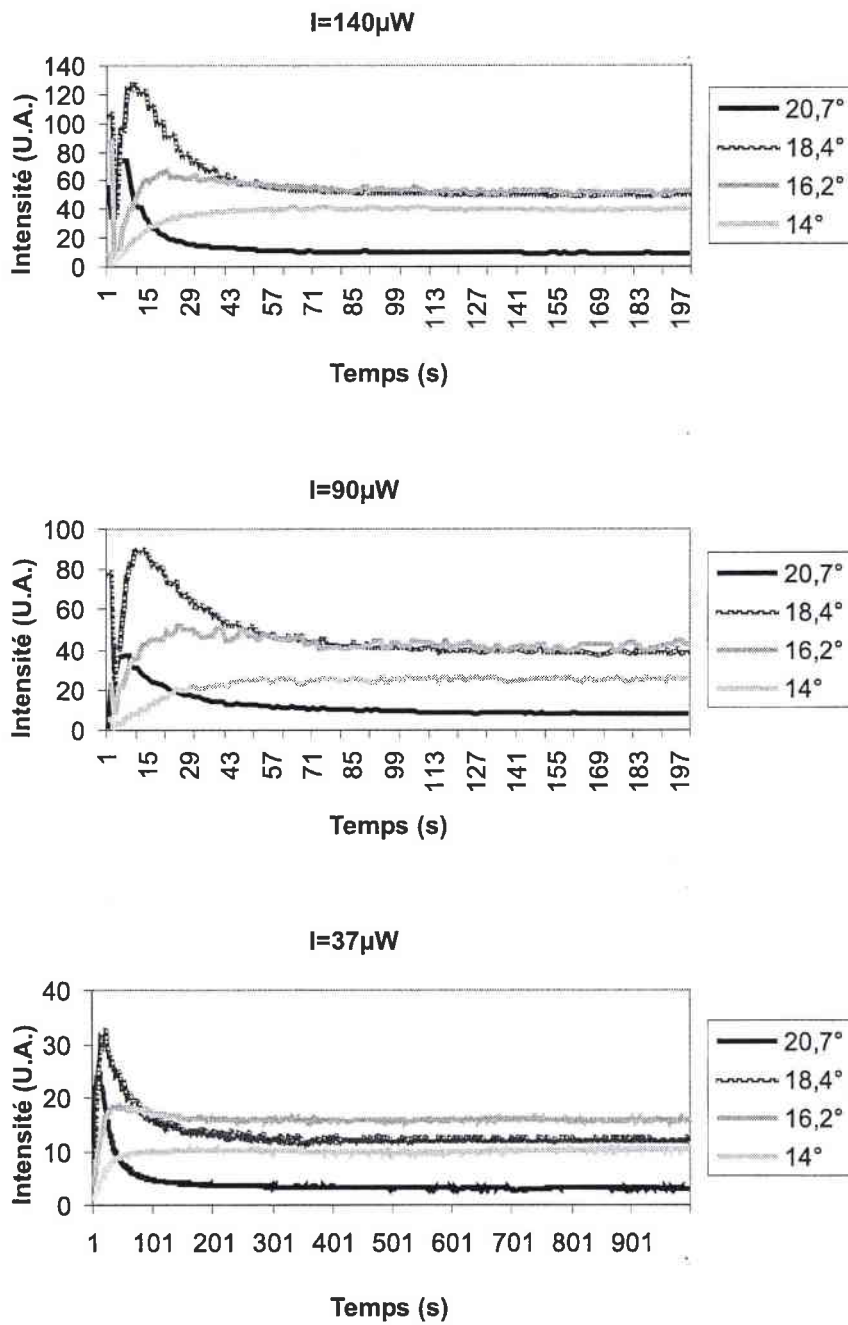


FIG. 4.23 – Evolution du fanning dans le cristal non dopé pour un angle d'incidence de  $23^\circ$  dans les directions principales prévues par le modèle développé en 4.5.1 pour diverses puissances incidentes.

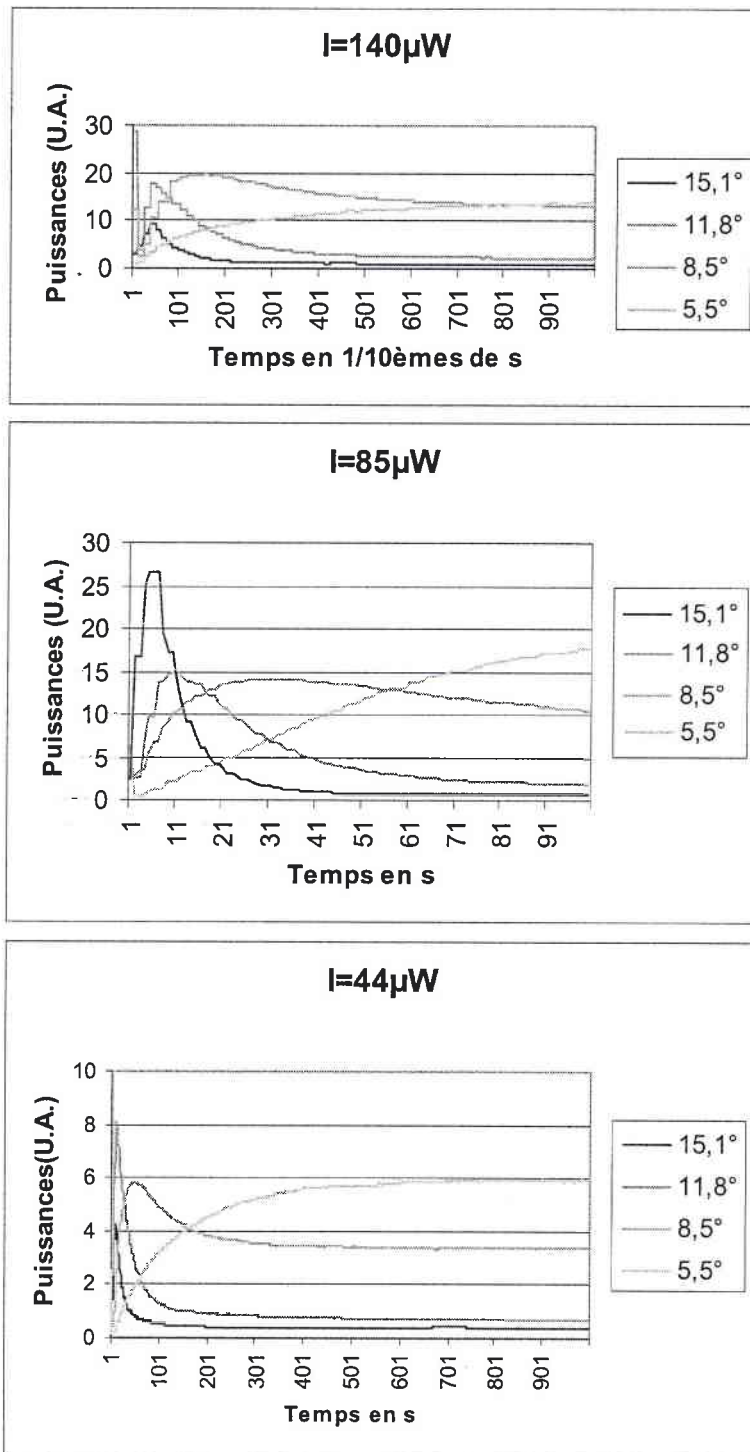


FIG. 4.24 – Evolution du fanning dans le cristal dopé pour un angle d'incidence de  $18,6^\circ$  dans les directions principales prévues par le modèle développé en 4.5.1 pour diverses puissances incidentes.

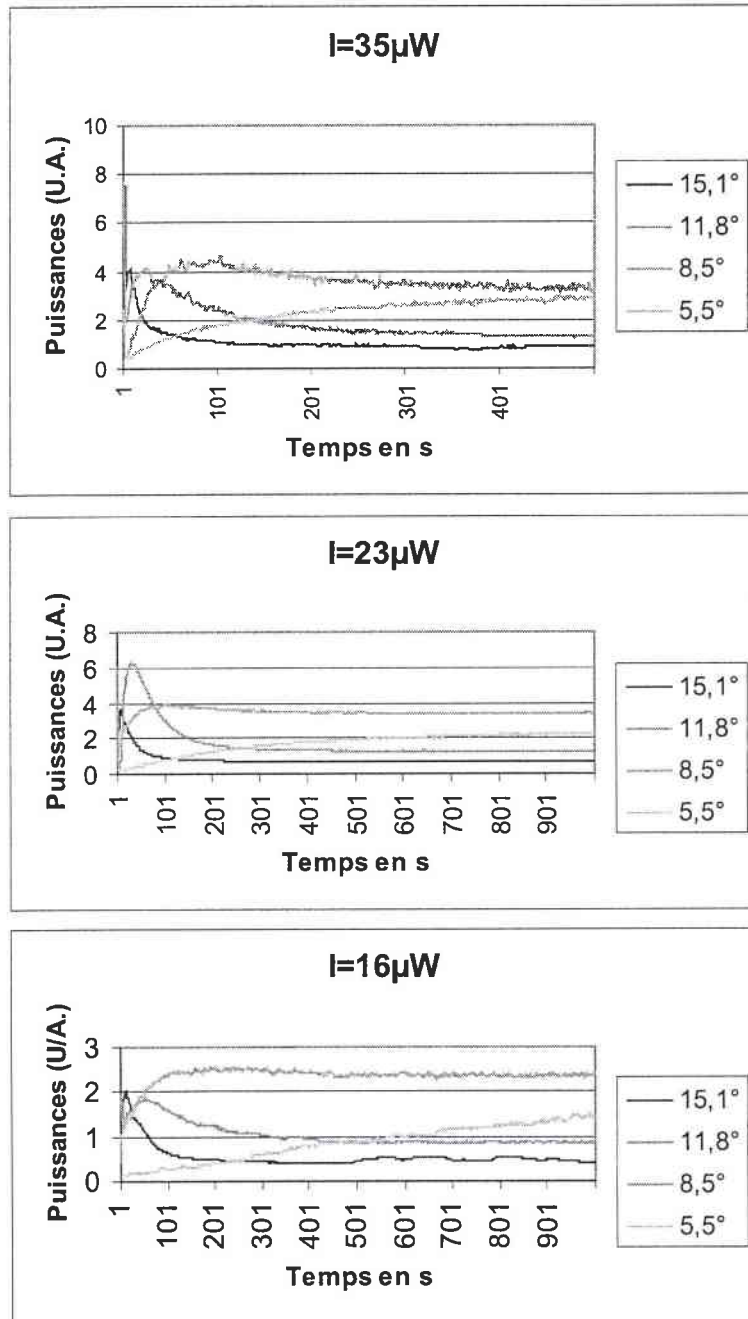


FIG. 4.25 – Evolution du fanning dans le cristal dopé pour un angle d'incidence de  $18.6^\circ$  dans les directions principales prévues par le modèle développé en 4.5.1 pour diverses puissances incidentes (suite).

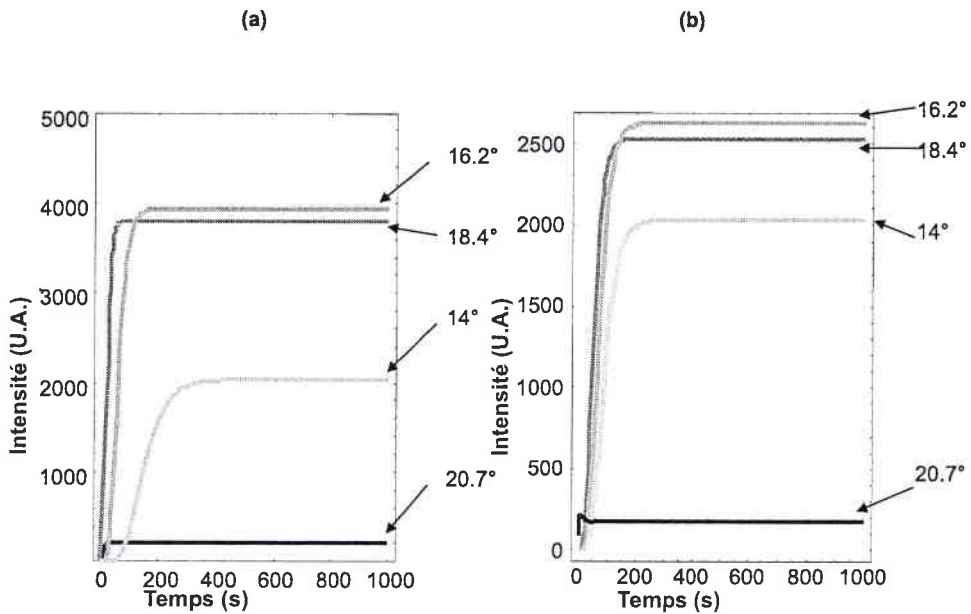


FIG. 4.26 – Evolution calculée du fanning dans les directions principales prévues. Courbes obtenues avec les paramètres du cristal non dopé. (a) : modèle décrit par les Equations 4.14 et 4.15, (b) : modèle décrit par l'Equation 4.16

$\tau(\theta_i, \theta_f)$ . En utilisant ces valeurs et les paramètres du cristal non dopé, nous avons calculé l'évolution temporelle de l'intensité dans les directions principales de fanning. Les résultats correspondants sont représentés sur la Figure 4.26(a)

Le modèle employé précédemment donne lieu à plusieurs remarques : si l'on compare les résultats expérimentaux de la Figure 4.23 aux résultats calculés de la Figure 4.26(a), la période de croissance des intensités est bien modélisée (grâce au modèle temporel classique adopté pour le gain). De plus, les directions de fanning d'ordre élevé atteignent l'état stationnaire de façon réaliste. Le point qui pose problème est la chute des intensités qui n'est pas décrite par ce modèle. Il apparaît au vu des courbes expérimentales que l'amplification seule ne suffit pas à décrire le phénomène, l'hypothèse de non affaiblissement des pompes ne peut donc pas s'appliquer aussi brutalement que nous l'avons fait jusqu'ici. Par suite, nous devons rendre compte des échanges d'énergie qui apparaissent Figure 4.23. Pour ce faire et en nous inspirant des résultats expérimentaux, nous proposons une nouvelle expression de l'intensité fannée dans une direction donnée en modifiant l'Equation 4.14.

Nous remplaçons tout d'abord le gain stationnaire par son expression dépendant du temps comme indiqué Equation 4.15, puis nous traduisons les échanges d'énergie en supposant que chaque direction perd l'énergie que gagnent les directions pour lesquelles elle est une pompe de TWM. On obtient alors l'expression suivante pour l'intensité issue du fanning dans une direction d'ordre  $n$  :

$$\begin{aligned}
 I_f(\theta_f^{(n)}) &= I_o(\theta_f^{(n)}) \\
 &\times \prod_{i=1}^{n-1} \exp \left[ \gamma(\theta_f^{(i)}, \theta_f^{(n)}) \times \left( 1 - \exp \left( -\frac{t}{\tau(\theta_f^{(i)}, \theta_f^{(n)})} \right) \right) l_{eff}(\theta_f^{(i)}, \theta_f^{(n)}) \right] \\
 &\times \exp \left[ \gamma(\theta_i, \theta_f^{(n)}) \times \left( 1 - \exp \left( -\frac{t}{\tau(\theta_i, \theta_f^{(n)})} \right) \right) l_{eff}(\theta_i, \theta_f^{(n)}) \right] \\
 &- \sum_{j=n+1}^{\infty} I_o(\theta_f^{(j)}) \exp \left[ \gamma(\theta_f^{(n)}, \theta_f^{(j)}) \times \left( 1 - \exp \left( -\frac{t}{\tau(\theta_f^{(n)}, \theta_f^{(j)})} \right) \right) l_{eff}(\theta_f^{(n)}, \theta_f^{(j)}) \right]
 \end{aligned} \tag{4.16}$$

Cette expression donne des résultats de calcul en particulier dans le cas du cristal non dopé (Figure 4.26b) en meilleur accord avec l'expérience que le cas précédent pour ce qui concerne la décroissance du premier ordre, et l'émergence d'ordres supérieurs, cependant dans le cas du cristal dopé on ne parvient toujours pas à un résultat concluant. En effet, avec les paramètres de l'échantillon dopé et sous l'hypothèse de répartition homogène de l'intensité diffusée (i.e.  $I_o(\theta_f^{(n)}) = I_o(\theta_f^{(n-1)}) = I_o(\theta_i)$ ), avec une largeur de faisceau incident dans le cristal de  $l_{\perp} = 1 \text{ mm}$ , nous avons effectué la simulation de l'évolution temporelle des intensités. Ces conditions qui auraient du favoriser les directions de fanning d'ordre élevé, et l'Equation 4.16 ont conduit à l'obtention d'un maximum de fanning dans la direction  $\theta_f = \theta_f^{(1)}$ , ce qui n'est évidemment pas en accord avec les résultats expérimentaux. En effet, dans ce cristal et en faisceau large nous sommes parvenus à obtenir le maximum d'intensité dans la seconde et même la troisième direction de fanning. Ces considérations nous amènent à considérer une nouvelle amélioration du modèle.

### 4.5.3 Nécessité d'utiliser le modèle à deux niveaux de donneurs

L'absence d'adéquation entre le modèle et l'expérience nous pousse à affiner d'avantage notre modèle. En nous basant sur les travaux de Garrett *et al.* [73], nous tiendrons compte du modèle à deux niveaux de donneurs dont les équations de transport ont été résolues par Tayebati *et al.* en 1991 [8]. En effet d'après Garrett *et al.* [73], BaTiO<sub>3</sub> et BaTiO<sub>3</sub>:Co peuvent être considérés comme des systèmes à deux niveaux de pièges. Cette résolution aboutit à l'introduction d'un coefficient  $\eta$  dans l'expression du champ de charge d'espace à l'état stationnaire et par suite dans l'expression du gain électro-optique  $\gamma_{eo}$ . Nous introduisons donc dans l'expression du gain un paramètre dépendant de l'intensité  $\eta(I_o)$ . La prise en compte des deux niveaux implique l'écriture du vecteur d'onde de Debye  $k_D$  comme :

$$k_D^2 = k_{OD}^2 + k_{OT}^2 \quad (4.17)$$

où  $k_{OD}$  et  $k_{OT}$  représentent les vecteurs d'onde de Debye (associés aux longueurs d'écrantage de Debye) pour les pièges profonds ("deep" en anglais) et peu profonds ("shallow" en anglais) respectivement. Le nombre total de pièges libres est la somme de ceux correspondant à chacun des niveaux pris en compte. Le coefficient  $\eta(I_o)$  vérifie la relation suivante :

$$0 < \eta(I_s) = \frac{1}{k_D^2} \left( k_{OD}^2 + \frac{k_{OT}^2}{1 + \frac{\beta}{s_T I_s(0)}} \right) \leq 1 \quad (4.18)$$

$s_T$  est la section de photoexcitation et  $\beta$  le taux de génération thermique.

L'équation 4.18 nous autorise à réécrire l'intensité fannée en tenant compte de ce paramètre supplémentaire. D'après Garrett *et al.* [73], l'existence de niveaux profonds et peu profonds conduit à une variation spatiale de l'absorption photo-induite, ce qui donne naissance à un réseau d'absorption (ce processus est étudié par Cudney *et al.* [74]). Pour des cristaux respectivement non dopé et dopé Co (20 ppm), le gain  $\gamma_{abs}$  qui en résulte est inférieur à  $0.1 \text{ cm}^{-1}$  pour des pas de réseaux inférieurs à  $5.2 \text{ }\mu\text{m}$  ce qui est le cas de nos expériences de fanning. Par conséquent,

nous négligeons  $\gamma_{abs}$  devant  $\gamma_{eo}$  qui peut atteindre pour la polarisation extraordinaire des valeurs supérieures à  $10 \text{ cm}^{-1}$ . On peut alors écrire le gain total égal au gain électro-optique :

$$\gamma = \frac{(2\pi)^2 \times n^3 \times k_B T}{e} \times \frac{n_e}{n_o} r_{42} \times \frac{\cos\left(\frac{\theta_i + \theta_f}{2}\right) \sin(\theta_i + \theta_f)}{\sin(\theta_i - \theta_f) \left[ \left( \frac{\lambda}{2 \sin\left(\frac{\theta_i + \theta_f}{2}\right)} \right)^2 + \left( \frac{2\pi \sqrt{k_B T} \sqrt{\frac{\epsilon_o \epsilon_o}{N_A}} \cos\left(\frac{\theta_i + \theta_f}{2}\right)}{q} \right)^2 \right]} \eta(I) \quad (4.19)$$

Nous faisons l'hypothèse que  $\eta(I)$  ne dépend que de l'intensité incidente et non des angles d'incidence et de fanning. Ainsi, cette quantité n'affecte pas la détermination des angles de fanning. La combinaison des Equations 4.16 et 4.19 permet alors la simulation de l'évolution temporelle de la figure de fanning. Cette dernière est possible sous réserve que l'on fixe la répartition angulaire initiale d'intensité et la valeur de  $\eta$  avec les résultats suivants :

- Pour un faisceau incident suffisamment fin, seule la première direction de fanning est amplifiée de façon significative.
- A l'inverse, un faisceau large donne des angles de fanning d'ordre 2 ou 3 ou même plus. L'intensité est alors répartie entre les différentes directions possibles d'une façon qui dépend de la répartition angulaire initiale d'énergie, des paramètres du cristal et de la largeur du faisceau.
- Le paramètre  $\eta(I_0)$  dépend directement de la valeur de l'intensité incidente. L'Equation 4.18 implique que  $\eta$  augmente avec l'intensité incidente. L'influence de ce paramètre est sensible sur les courbes de la Figure 4.27. On peut noter que l'augmentation de  $\eta(I_0)$  renforce l'importance relative des directions de fanning d'ordre faible. Ce même phénomène a été observé expérimentalement Figure 4.23 où l'on observe un transfert du maximum d'intensité de la troisième direction de fanning à la seconde.



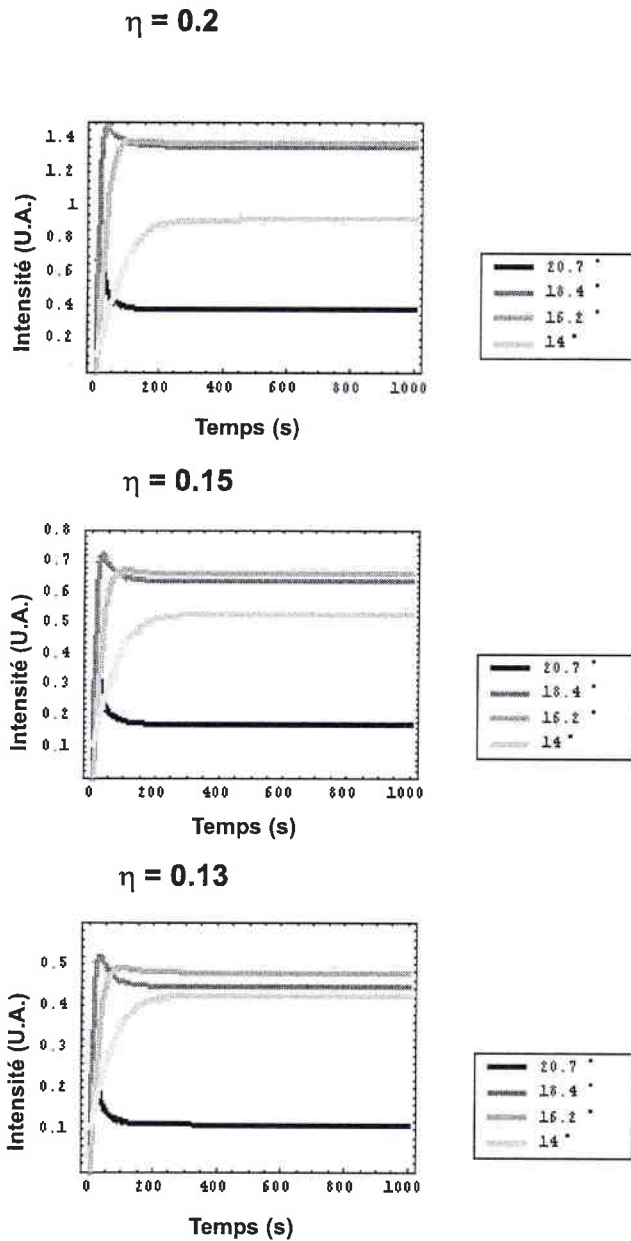


FIG. 4.27 – Evolution calculée du fanning dans les directions principales prévues pour différentes valeurs du paramètre  $\eta$ . Courbes obtenues avec les paramètres du cristal non dopé.

## 4.6 Conclusions concernant le fanning

Nous sommes parvenus par étapes successives à définir un modèle qui autorise la détermination des différentes directions de fanning possibles. Ce modèle s'est avéré rendre compte de façon fiable des résultats expérimentaux obtenus dans deux cristaux de  $\text{BaTiO}_3$ , l'un non dopé, le second dopé Co (20 ppm). Par ailleurs le modèle prévoit les angles de fanning pour les deux faces d'entrée opposées qui sont utilisées pour le DPCM.

L'évolution temporelle a été modélisée. Elle dépend de la répartition initiale d'intensité à l'entrée du cristal et des temps de réaction des différents réseaux entrant en jeu. Seule une comparaison qualitative peut donc être faite entre ce modèle et les résultats expérimentaux. Celle-ci s'avère cependant concluante en particulier lorsqu'on fait varier les paramètres auxquels le modèle donne accès. La direction de fanning dont l'établissement est le plus rapide est celle correspondant à un angle de fanning du premier ordre.

L'influence de la largeur du faisceau incident sur l'aspect de la figure de fanning a été démontrée. Une définition géométrique a été donnée des termes faisceau fin et faisceau large. La limite entre les deux cas correspond expérimentalement à un changement de comportement du fanning. Il apparaît que seul le cas du faisceau fin permet de prévoir de façon certaine la direction du maximum d'intensité.

Nous allons dans la suite appliquer ces résultats à l'optimisation du DPCM en tentant d'établir ce dernier avec une direction de fanning commune aux deux faisceaux incidents.

## Chapitre 5

# Optimisation du DPCM

### 5.1 Introduction

Comme nous l'avons vu au Chapitre 3, nous utilisons une modélisation du DPCM tenant compte de 2 zones de FWM, qui fonctionnent conjointement via l'existence d'une direction partagée de fanning. L'idée directrice de notre étude consiste à faire fonctionner un DPCM dans lequel les deux faisceaux incidents auraient une même direction naturelle de fanning. Ceci devrait assurer l'établissement rapide de la conjugaison de phase ainsi que sa stabilité et son efficacité, puisque dans ce cas le fanning et le DPCM fonctionnent avec et favorisent les mêmes réseaux d'indice.

La modélisation du fanning présentée au Chapitre 4 permet pour une direction incidente donnée et une largeur de faisceau donnée (relativement à la longueur du cristal considéré) de déterminer la direction dans laquelle se propage la plus grande partie de l'énergie déviée par le beam-fanning. De même, il est possible connaissant la direction de fanning de retrouver la direction du faisceau incident correspondant.

Il est donc à présent possible de tester expérimentalement la validité des hypothèses formulées précédemment. Pour cela, nous tentons d'optimiser le DPCM en choisissant un couple d'angles d'incidence qui d'après notre modèle doivent développer du fanning dans la même direction. Il reste alors à ajuster les paramètres expérimentaux de façon à avoir le meilleur recouvrement possible des deux faisceaux de fanning, condition indispensable pour vérifier que les angles choisis donnent bien une situation stable et efficace de DPCM. D'autre part, nous présentons dans ce

qui suit des résultats pour diverses largeurs de faisceaux incidents afin d'examiner la possibilité d'établissement d'un DPCM stable utilisant les directions de fanning successives.

## 5.2 Conditions expérimentales

### 5.2.1 Nouveau montage

La recherche d'une situation stable ne peut se faire qu'en éliminant les sources d'instabilités repérées au Chapitre 3. L'influence des variations de température en particulier a été montrée. Par conséquent nous travaillons à présent dans une pièce climatisée, le cristal est maintenu à température constante par une cellule Peltier et les puissances incidentes sont limitées (entre  $20 \mu W$  et  $300 \mu W$ ) puisque les faisceaux incidents sont très focalisés et que nous voulons éviter un échauffement trop important de la zone illuminée. De plus, cette gamme de puissances correspond à l'utilisation du DPCM dans un gyroscope à fibre optique.

Le nouveau montage utilisé pour cette série de mesures est adapté à partir du montage d'étude du fanning présenté Chapitre 4. Il est présenté Figure 5.1. Ici encore le laser utilisé est le modèle UNIPHASE 2013 à Argon, de longueur d'onde  $\lambda = 515 \text{ nm}$  et de puissance maximale de sortie  $P = 75 \text{ mW}$ . Afin de nous assurer de la stabilité de la puissance incidente, nous utilisons le laser avec une puissance émise de  $50 \text{ mW}$  environ dont nous n'utilisons ensuite qu'une fraction. Par ailleurs les deux faisceaux incidents sont de même puissance, ce qui, d'après le modèle dérivé de celui de Ewbank *et al.* [46] présenté au Chapitre 3, permet d'atteindre des rendements identiques sur les deux bras du montage.

Des diaphragmes de diamètre minimum  $0.8 \text{ mm}$  sont installés sur les deux faisceaux incidents à environ  $1 \text{ m}$  du cristal et entre les lames séparatrices permettant les mesures et les lentilles cylindriques. Nous les utilisons pour éliminer les "satellites" des ondes incidentes dont la présence due à des réflexions sur les faces des lames séparatrices a été constatée Chapitre 4. Leur diamètre est réglé de façon à laisser passer uniquement le faisceau incident. Ces diaphragmes assurent également le rôle de filtre des parasites des ondes conjuguées (beam fanning en particulier) qui

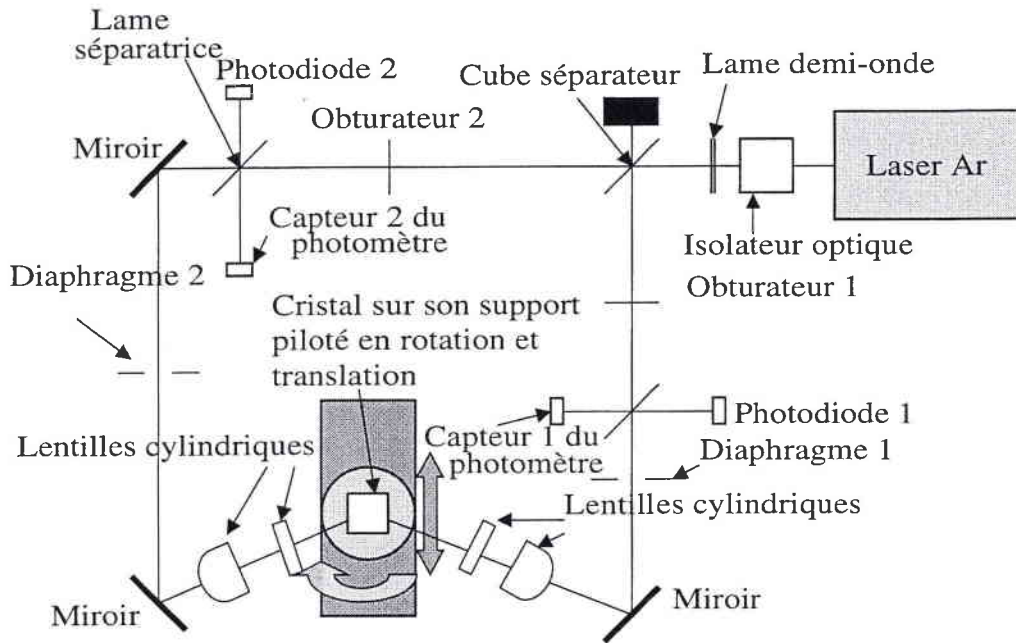


FIG. 5.1 – montage utilisé pour la recherche de l'optimum du DPCM

était déjà réalisé dans le montage utilisé pour l'étude préliminaire du DPCM. La présence des diaphragmes nous garantit que l'onde mesurée suit bien exactement le chemin de l'onde incidente, c'est à dire qu'il s'agit bien d'une onde conjuguée. La qualité de la conjugaison se trouve ainsi améliorée.

Dans la suite, nous conservons le repérage, adopté au Chapitre 4, des faces d'entrée en fonction de l'orientation de l'axe, soit  $+c$  et  $-c$ . De plus, les paramètres correspondant à la face  $-c$  seront repérés par l'indice 1 et ceux de la face  $+c$  par l'indice 2, l'exposant  $e$  correspondra à des paramètres à l'extérieur du cristal alors que l'intérieur sera indiqué par  $i$ . Ainsi l'angle d'incidence intérieur au cristal pour la face d'entrée  $-c$  sera noté  $\theta_1^i$ . L'angle de fanning du premier ordre relatif à ce même faisceau incident est  $\theta_{f,1}^{(1)}$ .

Comme pour l'étude du fanning, un couple de lentilles cylindriques d'axes perpendiculaires l'un par rapport à l'autre est inséré dans chaque faisceau à l'entrée du cristal. Ceci vise à réduire autant que possible le faisceau à un plan horizontal de façon à réduire la diffraction conique, tout en ayant la possibilité d'ajuster la largeur du faisceau en entrée du cristal.

Le nouveau banc mis en oeuvre est piloté par un programme non plus en langage

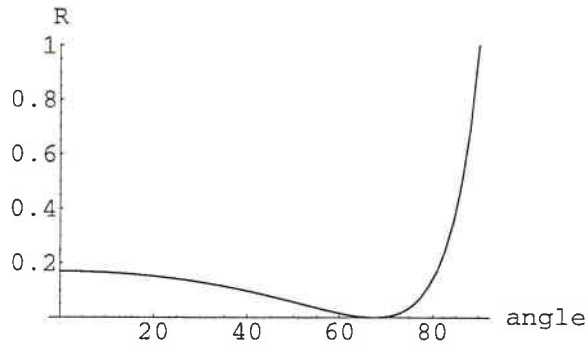


FIG. 5.2 – Evolution du rapport de l'intensité lumineuse réfléchi par rapport à celle incidente calculée en fonction de l'angle d'incidence en degrés pour un faisceau passant de l'air dans le cristal de  $BaTiO_3$

C, mais développé avec le logiciel Labview de National Instrument. Les mesures effectuées donnent accès aux puissances incidentes ( $P_1$  et  $P_2$ ) et conjuguées ( $P_1^*$  et  $P_2^*$ ). Dans ce qui suit, nous caractériserons une configuration de DPCM au moyen des rendements  $r_1 = \frac{P_1^*}{P_2}$  et  $r_2 = \frac{P_2^*}{P_1}$  et de leur évolution en fonction du temps.

### 5.2.2 Critères de choix des paramètres angulaires

Comme indiqué au Chapitre 3, une des causes d'instabilité des ondes conjuguées peut être la réflexion de ces dernières sur la face de sortie du cristal. Le choix d'angles d'incidence aussi proches que possible de l'angle de Brewster (noté  $\theta_B^e$  à l'extérieur du cristal et  $\theta_B^i$  à l'intérieur) permet de pallier à cette difficulté. Dans le cas du  $BaTiO_3$ , si l'on tient compte d'un indice  $n = 2.4$ , on peut calculer cet angle idéal qui est de  $\theta_B^e = 67.4^\circ$  hors du cristal ce qui correspond à  $\theta_B^i = 22.6^\circ$  à l'intérieur. La courbe de transmission calculée dans  $BaTiO_3$  de la Figure 5.2 montre que pour des angles inférieurs à cette valeur, une grande partie de l'énergie est transmise, alors que pour des valeurs supérieures très rapidement la réflexion devient importante. Afin d'éliminer totalement les réflexions internes de conjuguées il faudrait que les deux angles d'incidence soient égaux à l'angle de Brewster. Mais ceci ne permet cependant pas d'obtenir des angles de fanning identiques. Dans un souci de compromis, nous avons donc décidé d'utiliser l'angle de Brewster pour un seul des faisceaux incidents. Le fait que le coefficient de réflexion du matériau augmente très fortement pour des angles supérieurs à l'angle de Brewster nous incite à choisir le plus grand des deux

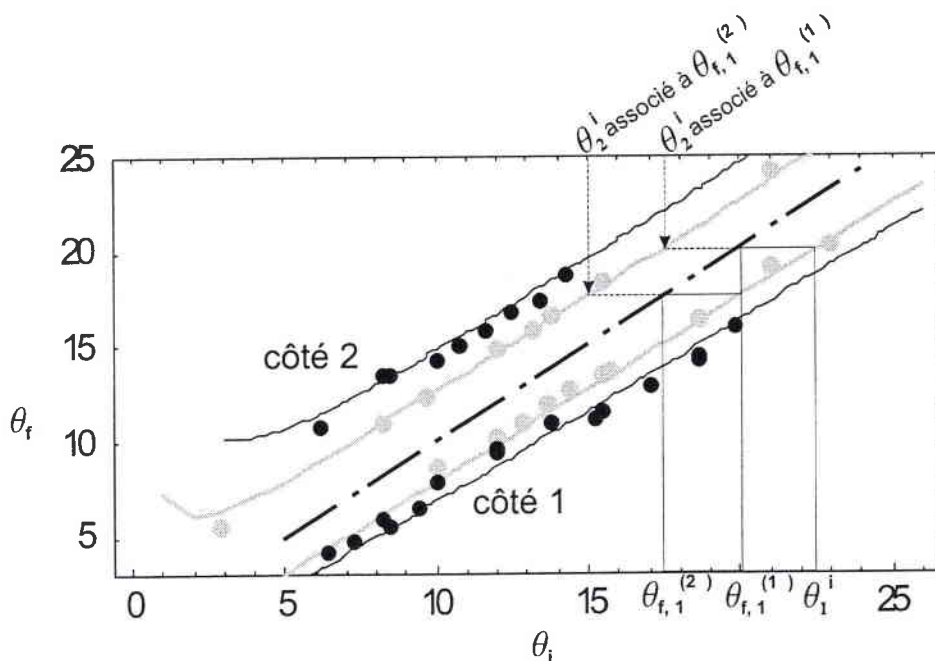


FIG. 5.3 – Points expérimentaux et courbes théoriques permettant la détermination de l'angle de fanning en fonction de l'angle d'incidence dans le cristal pour les deux faces d'entrée considérées. En noir, les courbes et points correspondant au cristal dopé, en gris le cas du cristal non dopé

angles d'incidence égal à cette valeur particulière.

Compte tenu de ce qui précède, pour déterminer les couples d'angles d'incidence  $(\theta_1^i, \theta_2^i)$  dans le cristal, nous utilisons pour chaque échantillon les courbes obtenues Figure 4.20 du Chapitre 4. Ces courbes sont rappelées et utilisées avec les deux échantillons pour  $\theta_1^i = \theta_B$  sur la Figure 5.3. Ainsi pour un  $\theta_1^i$  fixé, la courbe inférieure donne accès à  $\theta_f$  et cette dernière valeur permet l'évaluation de  $\theta_2^i$  au moyen de la courbe supérieure. Ce processus est schématisé sur la Figure 5.3 par les rectangles dont les coins supérieurs sont les points de coordonnées  $(\theta_2^i, \theta_f)$  et  $(\theta_1^i, \theta_f)$ . Puisque les deux faces d'entrée prises en compte sont  $+c$  et  $-c$ , les angles d'incidence à l'extérieur du cristal sont limités:  $0^\circ \leq \theta_1^e \leq 90^\circ$  et  $0^\circ \leq \theta_2^e \leq 90^\circ$ . De plus, étant donné que nous travaillons dans  $\text{BaTiO}_3$  ( $n = 2.4$ ), les angles d'incidence intérieurs sont limités à  $0^\circ \leq \theta_1^i \leq 24.6^\circ$  et  $0^\circ \leq \theta_2^i \leq 24.6^\circ$ . Cette condition implique de fixer  $\theta_1^i = \theta_B$ , car dans les deux cristaux, la condition  $\theta_2^i = \theta_B$  impliquerait d'imposer une valeur de  $\theta_1^i$  supérieure à  $24.6^\circ$ , ce qui on vient de le voir est impossible.

### 5.2.3 Cristaux testés et angles choisis

Les cristaux testés ici sont ceux qui ont été caractérisés pour le fanning dans le Chapitre 4. Il s'agit de deux échantillons de  $\text{BaTiO}_3$ . Rappelons les dimensions du cristal dit non dopé:  $4.38 \text{ mm} \times 3.02 \text{ mm} \times 4.39 \text{ mm} \parallel c$  ainsi que du cristal dopé:  $5 \text{ mm} \times 2.6 \text{ mm} \times 5 \text{ mm} \parallel c$ . Comme on vient de l'exposer, pour les deux cristaux, l'angle d'incidence du côté 1 est pris égal à l'angle de Brewster, soit  $\theta_1^i = \theta_B^i \simeq 22.6^\circ$ . Par suite, et comme la Figure 5.3 permet de le déterminer, les angles de fanning possibles pour le faisceau 1 dans le cristal non dopé sont  $\theta_{f,1}^{(1)} = 20.1^\circ$  au premier ordre, qui, considéré comme une direction incidente donne du fanning dans la direction de second ordre  $\theta_{f,1}^{(2)} = 17.9^\circ$ . Dans le cristal dopé nous nous limiterons à la première direction de fanning. Elle correspond à un angle:  $\theta_{f,1}^{(1)} = 19.1^\circ$  qui peut être évalué sur la Figure 5.3 en appliquant le même processus que pour le cristal non dopé. Les angles d'incidence du second côté seront déterminés grâce aux courbes supérieures en fonction de l'angle de fanning que l'on souhaite obtenir.

### 5.2.4 Méthode adoptée pour la réalisation des mesures

Dans ce qui suit, le choix de l'angle d'incidence du côté 2 et des largeurs des faisceaux permet de sélectionner un angle de fanning particulier pour chaque faisceau incident. Notre but est de montrer que si les directions de fanning sont identiques pour les deux faisceaux la stabilité et le rendement du DPCM réalisé sont les meilleurs possibles. Cependant, le choix d'un angle de fanning commun ne suffit pas, puisqu'il permet d'obtenir des faisceaux fannés parallèles mais non nécessairement superposés; un excellent recouvrement des faisceaux issus du fanning est donc nécessaire à la réalisation du DPCM stable et efficace. C'est pourquoi, pour chaque choix d'angles d'incidence et de largeurs de faisceaux, nous avons cherché à réaliser la superposition optimale des fannings en translatant latéralement ou verticalement un faisceau par rapport à l'autre dans le cristal.

Dans ce qui suit, nous présentons les résultats de nos expériences de double conjugaison basées sur l'étude préliminaire du fanning. Nous avons montré au Chapitre 4 l'influence de la largeur du faisceau incident sur l'ordre de fanning adopté par



le faisceau. Par ailleurs, le modèle que nous avons présenté au Chapitre 3 permet de prévoir que deux faisceaux susceptibles de générer du fanning dans une direction identique donneront un DPCM de meilleure qualité en termes de stabilité et de rendement. Nous nous proposons de vérifier ces différents points en étudiant les caractéristiques du DPCM obtenu avec deux faisceaux fins partageant la même direction de fanning, puis deux faisceaux larges sans modifier les directions incidentes. Le cas d'un faisceau large et un faisceau fin sera ensuite présenté, afin de vérifier que l'on peut stabiliser une telle configuration pour peu que la direction de fanning du premier ordre du faisceau fin coïncide avec celle du deuxième ordre du faisceau large. Pour cela, nous traiterons ce dernier cas mais également le cas où la direction de fanning du faisceau fin est située entre les deux premiers ordres du faisceau large. Pour chaque expérience, nous donnerons les résultats qui seront suivis d'une analyse.

## 5.3 Résultats des mesures avec deux faisceaux fins dans le cristal non dopé

### 5.3.1 Remarques préliminaires et conditions expérimentales

Pour les mesures effectuées en faisceaux fins, les lentilles cylindriques ont été choisies de façon à avoir des largeurs de faisceaux fannés semblables des deux côtés, soit  $f_1 = 7.62 \text{ cm}$  et  $f_2 = 15 \text{ cm}$ . Les waists valaient respectivement  $45 \mu\text{m}$  et  $25 \mu\text{m}$  des côtés 1 et 2. Les angles d'incidence obtenus expérimentalement sont pour le cristal non dopé,  $\theta_1^i = 22.5^\circ$  et  $\theta_2^i = 17.4^\circ$ . Les puissances incidentes sont très proches et valent  $100 \mu\text{W}$ .

Les premières mesures ont été effectuées en faisceaux focalisés sur les faces d'entrée du cristal. Le réglage le plus fin que nous avons été capables de réaliser ne nous a pas permis d'obtenir un rendement supérieur à 10%. En revanche, après élargissement des faisceaux incidents par translation des lentilles tout en restant dans la zone de Rayleigh à l'entrée du cristal, nous avons pu obtenir des rendements de l'ordre de 30% pour les deux faisceaux. Ce premier résultat est compréhensible car

l'efficacité du DPCM ne dépend pas uniquement de l'intensité fannée mais aussi du rendement du mélange à quatre ondes qui se sert du fanning issu d'un des faisceaux comme signal venant lire le réseau inscrit par le second faisceau et le fanning issu de ce dernier. Le DPCM est donc logiquement optimisé quand on arrive à sélectionner une direction de fanning et une seule pour chaque faisceau incident et lorsque simultanément la longueur efficace de recouvrement de chaque faisceau avec son fanning est la plus grande possible. Ceci revient à dire qu'il faut trouver la valeur du waist qui va permettre d'être à la limite entre faisceau large et fin pour chaque faisceau incident. Nous savons estimer cette valeur en écrivant la limite entre les deux modèles, et dans le cas présent, le calcul donne un rayon de  $48 \mu m$  du côté 1 (donc une translation de  $5.2 mm$  de la lentille, avec une zone de Rayleigh de  $7.4 mm$  en tout) et  $78 \mu m$  du côté 2 (déplacement de  $18 mm$  pour une zone de Rayleigh de  $29 mm$ ).

Les expériences suivantes ont été réalisées avec ces conditions de largeur des faisceaux.

### 5.3.2 Caractérisation d'un optimum

Sur le montage expérimental, on a accès, grâce à un réglage micrométrique latéral (avec un pas de  $2 \mu m$  obtenu grâce à une butée différentielle qui est placée sous la lentille cylindrique correspondante), à la position du point d'entrée du faisceau 1 dans le cristal; de la même façon, on peut régler (par pas de  $2 \mu m$ ) l'altitude du faisceau 2. Il devient donc possible de parcourir le cristal et ainsi d'optimiser de façon très précise le recouvrement des fannings dans le cristal. On a fixé des puissances incidentes égales et fait en sorte que les largeurs de faisceaux de fanning dans le cristal aient des largeurs égales. Ceci permet d'après le modèle présenté en 3.3 d'assurer des rendements de conjugaison égaux pour peu que le recouvrement soit correct. On saura donc dans la suite que l'optimum est atteint lorsque les rendements seront égaux, et les plus forts (le meilleur recouvrement permet également la minimisation des pertes d'énergie dans le DPCM). Cette première étape de notre étude a permis d'atteindre des rendements de l'ordre de 30% sur les deux bras du montage. Les mesures sont répétables (trois enregistrements successifs donnent les

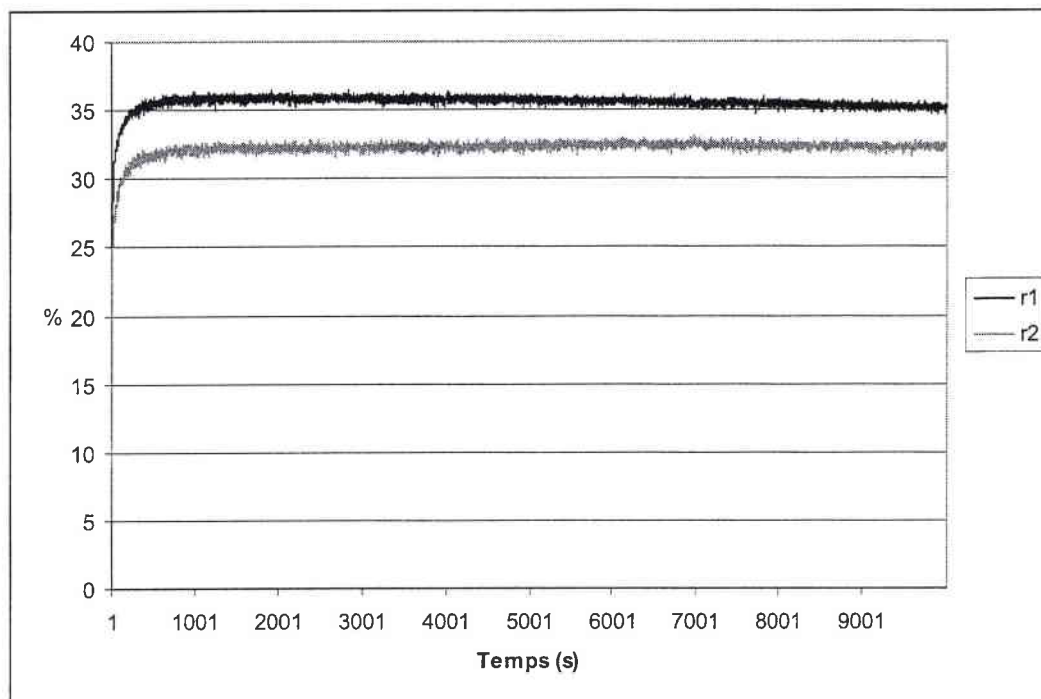


FIG. 5.4 – Evolution temporelle des rendements du DPCM dans le cristal non dopé pour deux faisceaux fins. La situation de recouvrement est optimale et la mesure est effectuée durant 10000 s

mêmes résultats), la stabilité du DPCM a été maintenue durant 10000 s (Figure 5.4), et le temps d'établissement des conjuguées est de quelques secondes. Ce temps d'établissement est quasiment le même pour les deux ondes conjuguées. Une fois l'optimum localisé, il a été possible d'étudier l'influence des translations horizontale et verticale autour de ce point d'optimum.

Cette étude a permis de déterminer les conditions optimales de recouvrement qui donnent non seulement les meilleurs rendements mais également la meilleure stabilité des ondes conjuguées.

### 5.3.3 Influence d'une translation horizontale du faisceau 1

Le paramètre  $d$  représente la distance orientée entre les maxima d'intensité des faisceaux comme indiqué sur la Figure 5.5. Cette distance peut être évaluée après le repérage de l'optimum de recouvrement des faisceaux ( $d = 0$ ), en connaissant la valeur du déplacement de la lentille translatée et l'angle d'incidence du faisceau correspondant.

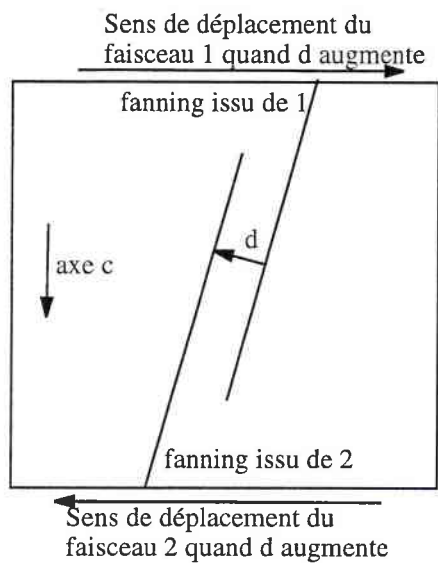


FIG. 5.5 – Schéma indiquant les sens de déplacement adoptés pour chacun des faisceaux incidents

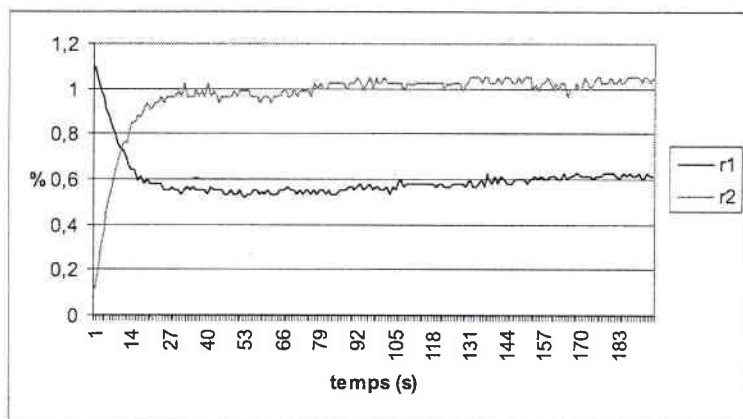


FIG. 5.6 – Evolution temporelle des rendements du DPCM dans le cristal non dopé avec deux faisceaux fins pour  $d = 721 \mu\text{m}$

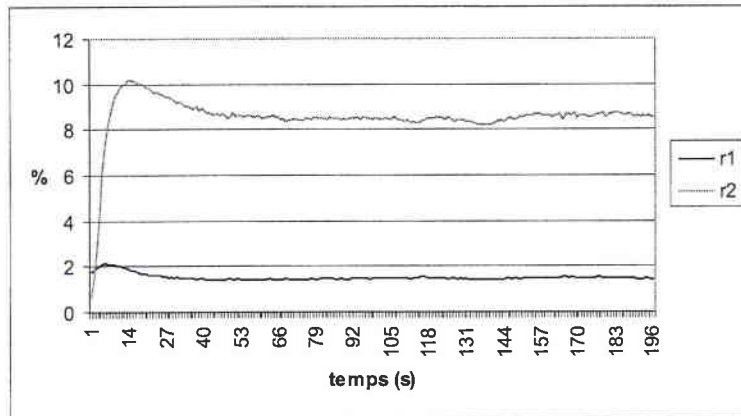


FIG. 5.7 – Evolution temporelle des rendements du DPCM dans le cristal non dopé avec deux faisceaux fins pour  $d = 480 \mu\text{m}$

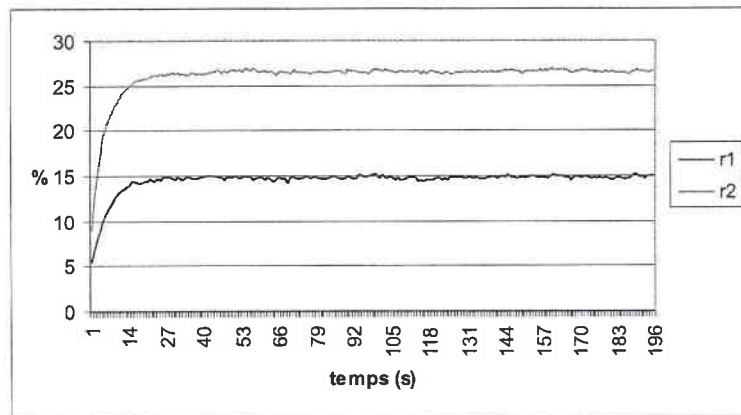


FIG. 5.8 – Evolution temporelle des rendements du DPCM dans le cristal non dopé avec deux faisceaux fins pour  $d = 240 \mu\text{m}$

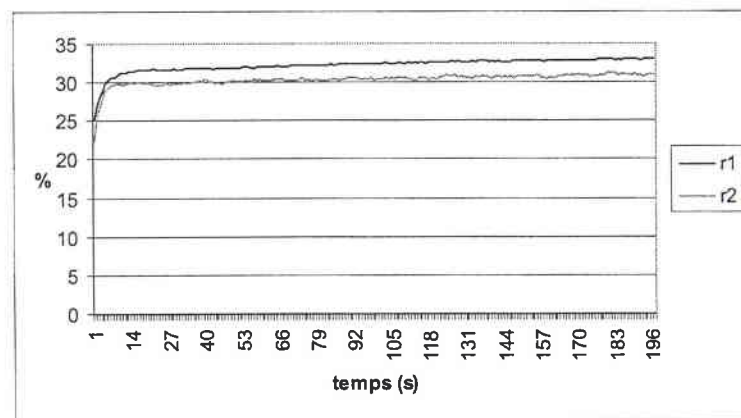


FIG. 5.9 – Evolution temporelle des rendements du DPCM dans le cristal non dopé avec deux faisceaux fins pour  $d = 0 \mu\text{m}$

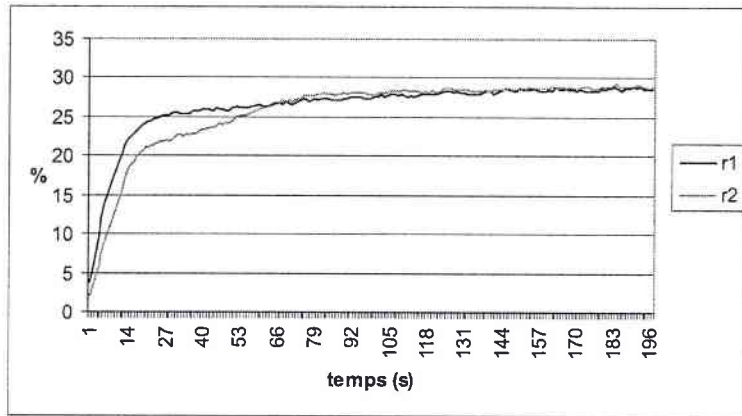


FIG. 5.10 – Evolution temporelle des rendements du DPCM dans le cristal non dopé avec deux faisceaux fins pour  $d = -240 \mu\text{m}$

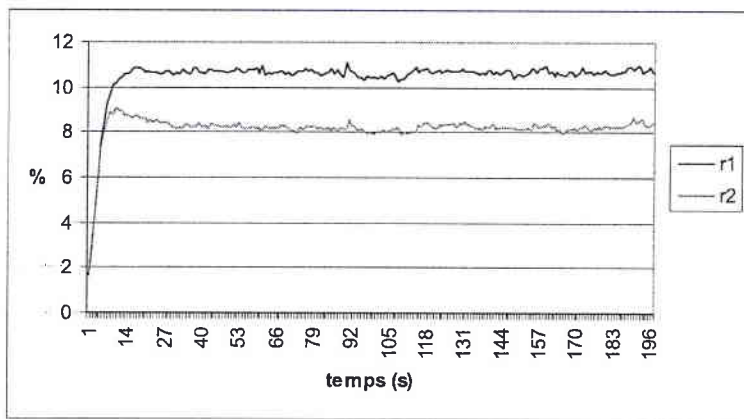


FIG. 5.11 – Evolution temporelle des rendements du DPCM dans le cristal non dopé avec deux faisceaux fins pour  $d = -480 \mu\text{m}$

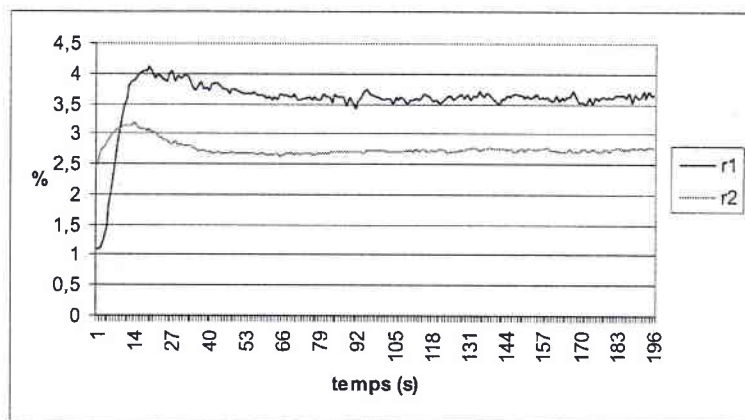


FIG. 5.12 – Evolution temporelle des rendements du DPCM dans le cristal non dopé avec deux faisceaux fins pour  $d = -721 \mu\text{m}$

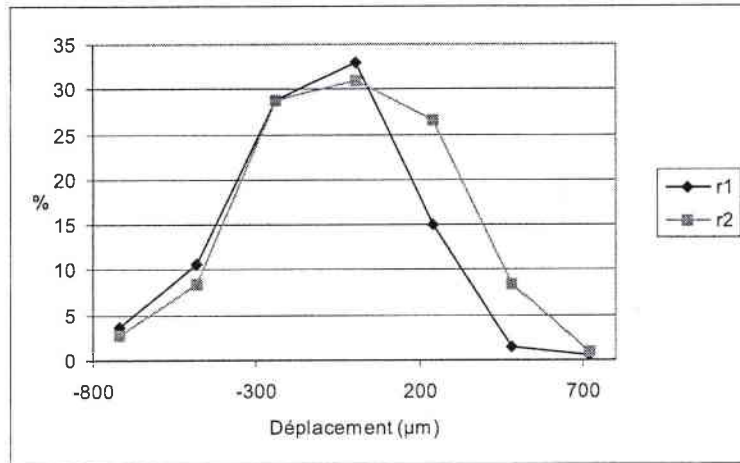


FIG. 5.13 – Synthèse de l'évolution des rendements dans le cristal non dopé avec deux faisceaux fins pour une translation latérale

Les Figures 5.6 à 5.12 présentent les résultats obtenus si l'on déplace le faisceau 1 horizontalement dans la direction indiquée sur la Figure 5.5.

Au cours de cette expérience, on observe l'évolution suivante : les temps d'établissement sont plus courts pour l'optimum que pour les autres points et sont quasi identiques pour les deux conjuguées. Par ailleurs, si  $d$  augmente, le rapport des efficacités  $\frac{r_1}{r_2}$  diminue sensiblement. Par ailleurs, on observe une stabilisation des conjuguées pour une situation intermédiaire, et ce pour une plage assez importante, large de 50  $\mu\text{m}$  alors que les faisceaux fannés ont une "largeur" d'environ 100  $\mu\text{m}$ . Pour un taux de recouvrement des faisceaux fannés de 75 % à 100 %, la situation est "idéale", on a de très bons rendements quasi égaux, et une stabilité excellente. De 25 % à 75 %, la stabilité est dégradée : les puissances conjuguées passent par des valeurs maximales avant stabilisation à des valeurs inférieures. En dessous de ce taux de recouvrement, les rendements de conjugaison sont très dégradés et la stabilité également. Une synthèse des rendements mesurés est présentée Figure 5.13. On peut remarquer sur cette dernière une dissymétrie du comportement des intensités conjuguées autour de l'optimum, puisque comme on l'a dit précédemment, le rapport  $\frac{r_1}{r_2}$  diminue quand  $d$  augmente. Cette dissymétrie est cohérente avec l'influence de l'axe  $\vec{c}$  qui impose l'étalement des faisceaux fannés dans des directions qui entourent l'angle de fanning défini au Chapitre 4. En effet, le faisceau 2 est d'abord recouvert par une partie du fanning issu du faisceau 1 puis lorsque  $d$  augmente, c'est

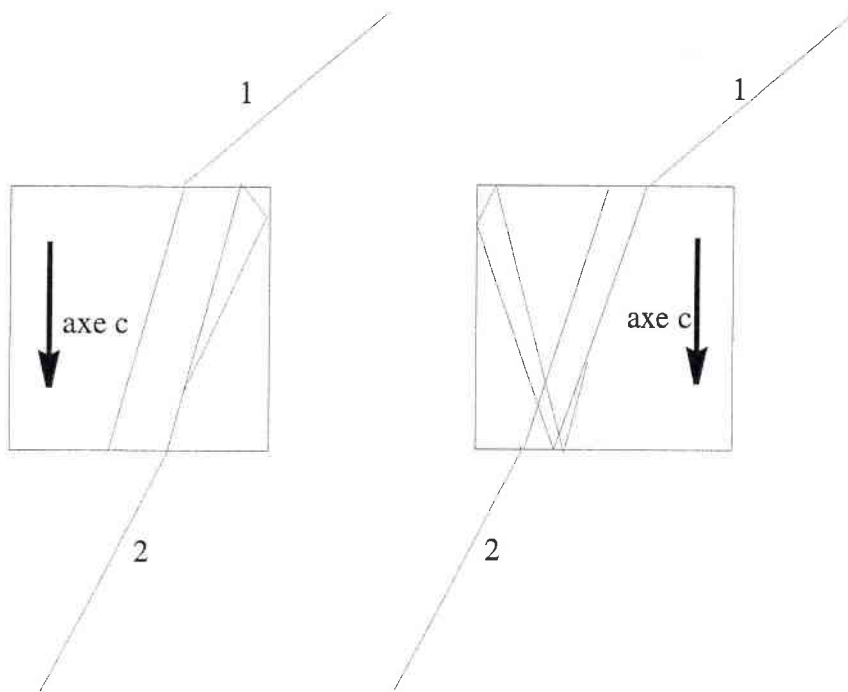


FIG. 5.14 – Deux cas dans lesquels de la conjugaison simple est susceptible de s'ajouter ou de se substituer à la double conjugaison

1 qui est à l'intérieur de la zone dans laquelle se propage le fanning de 2. L'intensité conjuguée du côté 2 par exemple, est due à l'intensité incidente du faisceau 1. C'est pourquoi lorsque tout le faisceau 1 est recouvert par du fanning, il donne une forte valeur à la conjuguée de 2. Le même raisonnement pouvant être effectué du côté opposé, l'évolution dissymétrique du rapport des rendements est explicable par ce biais.

Des instabilités plus fortes s'installent sur l'un des deux faisceaux conjugués selon la position latérale relative des faisceaux incidents. Ce phénomène correspond à l'établissement de conjugaison simple autopompée du faisceau 1 puis du faisceau 2 pour un accroissement du paramètre de déplacement latéral  $d$ , c'est à dire pour un déplacement du faisceau 1 dans le sens directement perpendiculaire à l'axe ferroélectrique du cristal ce qui est présenté Figure 5.14. Ceci va dans le sens de la dissymétrie que nous avons constatée dans l'évolution de  $\frac{r_1}{r_2}$  quand  $d$  augmente (Figure 5.13).

Le fait que l'angle de fanning favorisé ici soit assez proche de l'angle de Brewster



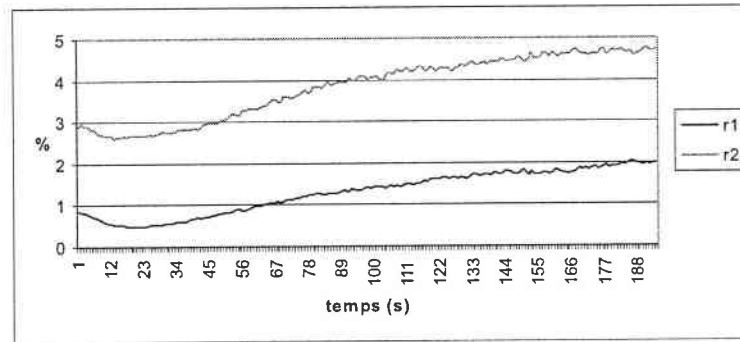


FIG. 5.15 – Evolution temporelle des rendements du DPCM dans le cristal non dopé avec deux faisceaux fins pour  $h = -100 \mu m$

implique que la conjugaison simple (qui est basée sur des réflexions des faisceaux fannés sur les faces du cristal) n'ait que peu d'influence. En effet, le coefficient de réflexion, sur l'une des faces orthogonales à l'axe du cristal, d'un faisceau fanné dans la direction principale  $20.1^\circ$  vaut environ 3,3 %. La stabilité est moins sensible à un déplacement diminuant  $d$  qu'à une augmentation de ce paramètre. Ceci correspond sans doute au fait que la diminution favorise une conjugaison simple impliquant deux réflexions pour créer la boucle nécessaire avec le faisceau fanné issu du faisceau 1, alors que le faisceau 2 peut donner une boucle directement dans un coin du cristal. On peut encore noter que la conjugaison de phase existe encore dans des situations extrêmes,  $700 \mu m$  avant et  $500 \mu m$  après l'optimum il reste encore respectivement  $r_1 = 4 \%$  et  $r_2 = 3 \%$  et  $r_1 = 1,4 \%$  et  $r_2 = 8,5 \%$ . Ceci revient à dire que sur une plage de déplacement latéral de  $1200 \mu m$  pour deux faisceaux d'une largeur de  $100 \mu m$ , on a obtenu des ondes conjuguées.

#### 5.3.4 Influence d'une translation verticale du faisceau 2

Le paramètre  $h$  représente une altitude du faisceau 2 dans le cristal et pour l'optimum de rendements on prend  $h = 0 \mu m$ .

Les faisceaux considérés ont une épaisseur de  $33 \mu m$  (ils arrivent en incidence normale sur le cristal, par conséquent, le waist et l'épaisseur dans le cristal sont égaux). Comme on peut le constater sur les Figures 5.15 à 5.24, le rendement s'améliore puis se détériore pour les deux conjuguées, ce qui correspond à l'amélioration puis la détérioration du recouvrement des faisceaux. Par ailleurs, on peut noter une stabi-

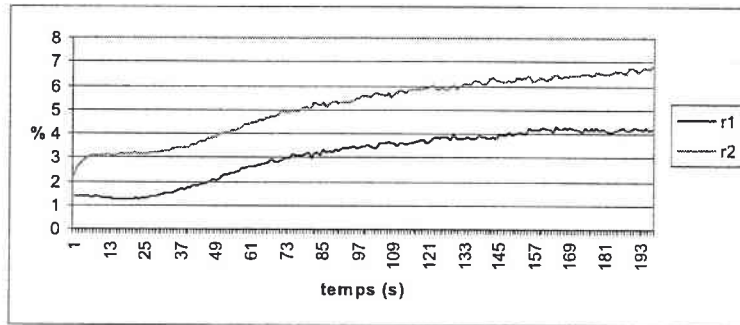


FIG. 5.16 – Evolution temporelle des rendements du DPCM dans le cristal non dopé avec deux faisceaux fins pour  $h = -80 \mu\text{m}$

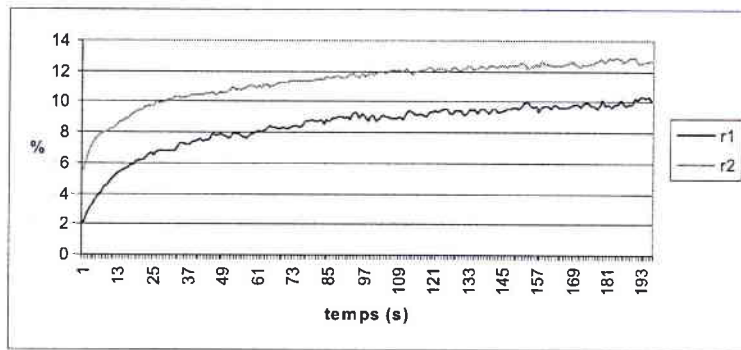


FIG. 5.17 – Evolution temporelle des rendements du DPCM dans le cristal non dopé avec deux faisceaux fins pour  $h = -60 \mu\text{m}$

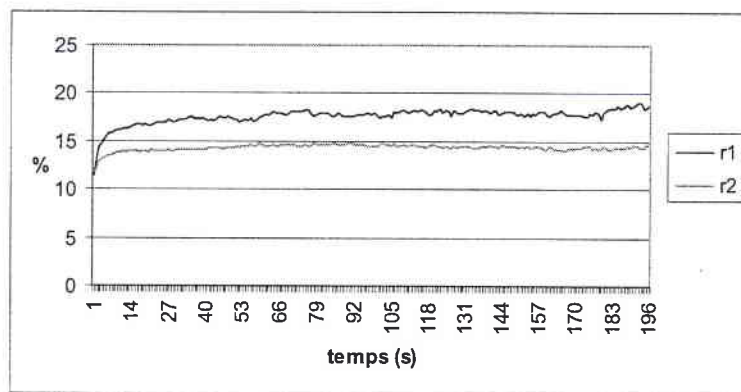


FIG. 5.18 – Evolution temporelle des rendements du DPCM dans le cristal non dopé avec deux faisceaux fins pour  $h = -40 \mu\text{m}$

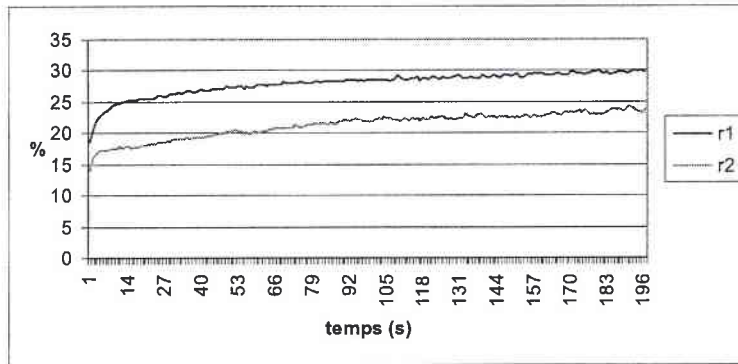


FIG. 5.19 - Evolution temporelle des rendements du DPCM dans le cristal non dopé avec deux faisceaux fins pour  $h = -20 \mu\text{m}$

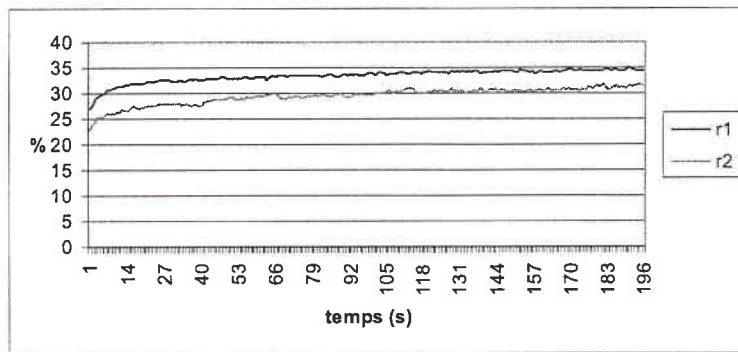


FIG. 5.20 - Evolution temporelle des rendements du DPCM dans le cristal non dopé avec deux faisceaux fins pour  $h = 0 \mu\text{m}$

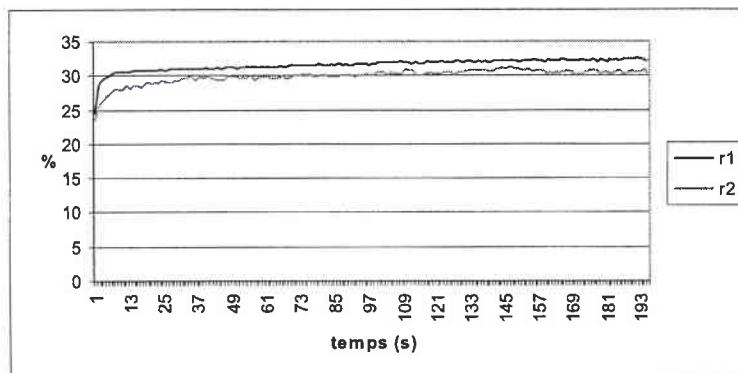


FIG. 5.21 - Evolution temporelle des rendements du DPCM dans le cristal non dopé avec deux faisceaux fins pour  $h = 20 \mu\text{m}$

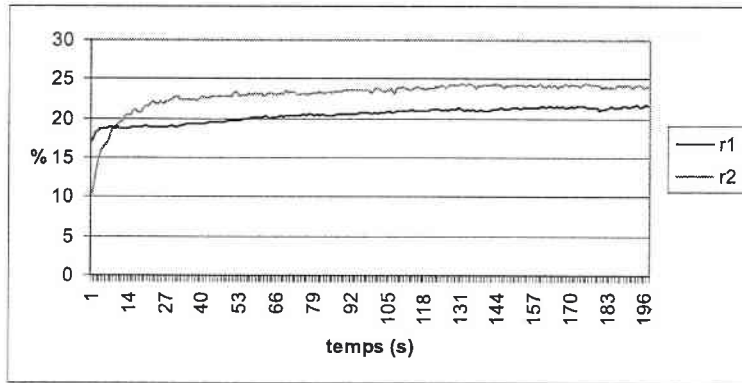


FIG. 5.22 – Evolution temporelle des rendements du DPCM dans le cristal non dopé avec deux faisceaux fins pour  $h = 40 \mu\text{m}$

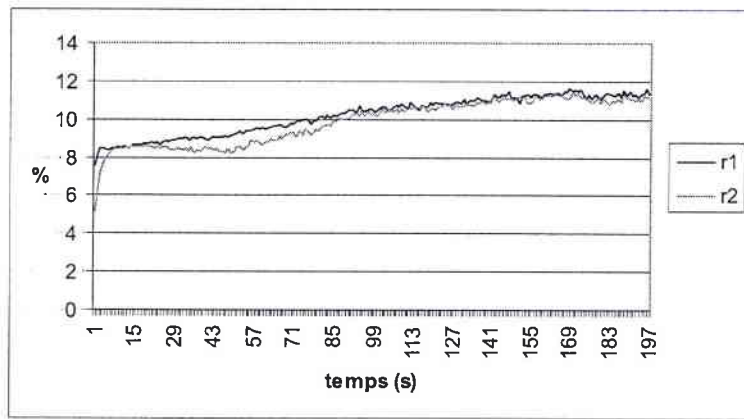


FIG. 5.23 – Evolution temporelle des rendements du DPCM dans le cristal non dopé avec deux faisceaux fins pour  $h = 60 \mu\text{m}$

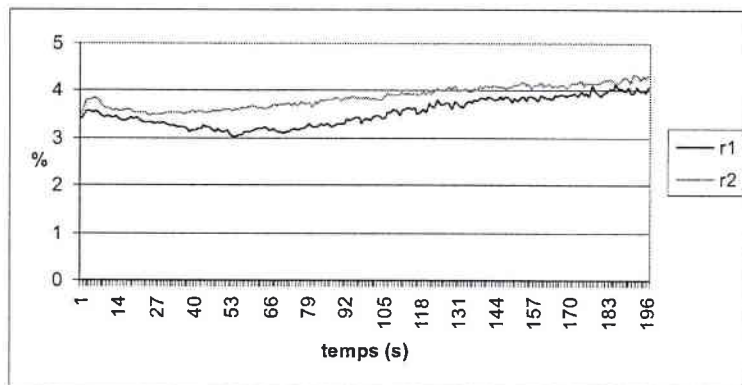


FIG. 5.24 – Evolution temporelle des rendements du DPCM dans le cristal non dopé avec deux faisceaux fins pour  $h = 80 \mu\text{m}$

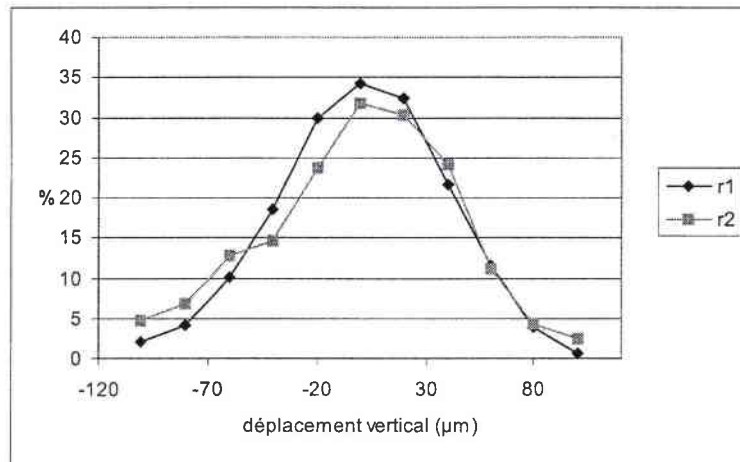


FIG. 5.25 – Synthèse de l'évolution des rendements pour une translation verticale

lisation qui correspond à l'optimum de conjugaison. Les faisceaux "s'attirent" sans doute quand ils ne sont pas parfaitement superposés. Ici, l'évolution des rendements passe par un optimum autour duquel on observe une symétrie des comportements. La conjugaison de phase se produit dans une zone de  $200 \mu m$  d'épaisseur environ donc au delà de la zone de recouvrement théorique des faisceaux. Elle est supérieure à 20 % pour les deux faisceaux et très stable sur  $60 \mu m$ , ce qui correspond à des taux de recouvrement des deux faisceaux allant de 50 % à 100 %.

Une synthèse des mesures précédentes est effectuée en termes de rendements sur la Figure 5.25

On peut constater (c'était prévisible), une symétrie qui n'existe pas dans le cas de la translation horizontale dans un plan contenant l'axe du cristal. Dans la suite, nous ne reviendrons pas sur l'influence de la translation verticale de l'un des faisceaux. Tous les résultats que nous présenterons correspondront à des configurations dans lesquelles ce paramètre aura été préalablement optimisé.

### 5.3.5 Evolution des conjuguées en fonction de la puissance incidente

Cette étude a été menée en maintenant les deux valeurs de puissances incidentes égales. Les variations de puissance incidente ne modifient pas l'allure générale des courbes obtenues. Entre  $P = 10 \mu W$  et  $P = 200 \mu W$ , le temps d'établissement (obtenu en ajustant l'évolution temporelle lors de l'établissement des conjuguées

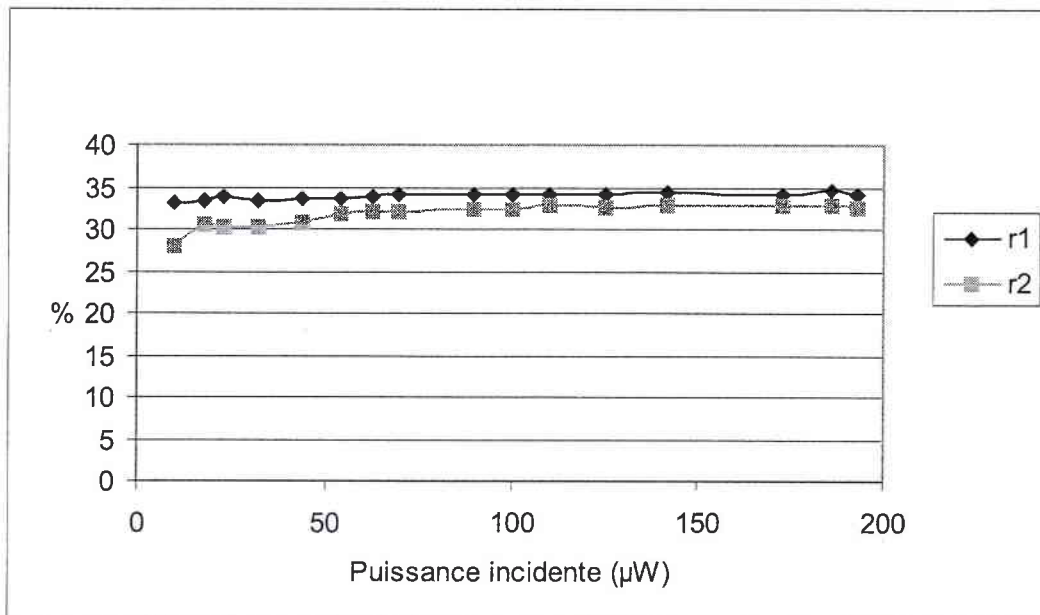


FIG. 5.26 – Evolution des maxima de rendements du DPCM dans la situation de recouvrement optimale pour des puissances incidentes variables

à celle de l'intensité amplifiée par le réseau, c'est à dire du fanning puis de la conjugaison de phase : de la forme  $I(0) \exp(\Gamma l_{eff} (1 - \exp(-t/\tau)))$  diminue de 11 s jusqu'à moins d'une seconde. Les résultats sont quasiment identiques pour les deux voies. Les courbes suivent tout d'abord une évolution proche de celle du fanning avant de subir une saturation.

En ce qui concerne les rendements, ils s'améliorent légèrement quand on augmente la puissance (r1 passe de 33.2 % à 34.1 % et r2 de 27.9 à 32.5 %, comme on peut le voir sur la Figure 5.26)

### 5.3.6 Conclusion partielle

Nous avons montré ici qu'il est possible dans le cas de deux faisceaux fins partageant la même direction de fanning d'obtenir un DPCM stable et plus efficace que ce qui avait été réalisé dans l'étude du Chapitre 3. Les temps d'établissement sont inférieurs à 10 s pour des puissances de 20 à 200 μW.

## 5.4 Résultats de mesures avec deux faisceaux larges dans le cristal non dopé

### 5.4.1 Conditions expérimentales

Ici la largeur des faisceaux est augmentée de façon à être dans le cadre de ce que l'on a appelé "faisceaux larges" dans l'étude du fanning. Pour ce faire, le faisceau 1 est focalisé au moyen d'une lentille de focale  $f_1 = 15 \text{ cm}$  et le faisceau 2 avec une lentille de focale  $f_2 = 30 \text{ cm}$ . Ceci doit assurer un waist de  $49 \mu\text{m}$  du côté 1 et  $98 \mu\text{m}$  du côté 2. Les seuils entre faisceaux larges et fins étant respectivement  $42 \mu\text{m}$  et  $80 \mu\text{m}$ , on se situe ici dans le cadre des faisceaux larges mais à proximité de la limite. Les deux faisceaux ont chacun une largeur dans le cristal proche de  $230 \mu\text{m}$ . Les nouvelles focales utilisées nous ont amenés à modifier le montage, et c'est à présent le faisceau 2 qui est translaté latéralement, alors que le réglage vertical peut être effectué sur le faisceau 1. Les valeurs de  $d$  correspondantes ont cependant toujours la même signification. Conformément à l'étude du fanning, le faisceau 1 entrant dans le cristal avec un angle d'incidence de  $22,4^\circ$ , donne du fanning dans les directions successives  $20,1^\circ$  et  $17,9^\circ$ . Le faisceau 2 entrant dans le cristal avec un angle d'incidence de  $17,3^\circ$ , donne du fanning dans les directions successives  $20,1^\circ$  et  $22,9^\circ$ .

Les deux faisceaux de fanning ont une largeur de  $200 \mu\text{m}$  environ. Les puissances incidentes sont choisies égales à  $200 \mu\text{W}$  de telle sorte que la densité de puissance dans les faisceaux à l'intérieur du cristal soit aussi proche que possible de celle choisie dans le cas des faisceaux fins.

### 5.4.2 Vérification de l'hypothèse "faisceaux larges"

Avant d'étudier le DPCM, nous avons d'abord vérifié la validité de l'hypothèse "faisceaux larges". Pour cela nous avons en effet utilisé les photodiodes destinées à la mesure des puissances conjuguées pour enregistrer successivement les intensités diffractées par les réseaux de fanning dans les deux directions de conjugaison. Dans la direction d'incidence du faisceau 2,  $17,3^\circ$  (inférieure aux deux premiers ordres de

fanning du faisceau 1) on mesure l'intensité diffractée issue du faisceau 1 et dans la direction d'incidence du faisceau 1,  $22,4^\circ$  (comprise entre les deux premiers ordres de fanning du faisceau 2) on mesure l'intensité diffractée issue du faisceau 2. Par conséquent, l'angle caractérisant la direction de mesure de l'intensité issue du faisceau 1 est inférieur aux angles caractérisant les deux premiers ordres de fanning de ce faisceau et l'angle de mesure de l'intensité issue du faisceau 2 est situé entre les deux premiers ordres de fanning de ce faisceau. Si les faisceaux sont larges au sens que nous avons défini dans le Chapitre 4, la direction de fanning du second ordre est la première direction dans laquelle on a stabilisation de l'intensité pour la valeur maximale mesurée. En revanche, pour une direction comprise entre le premier et le second ordre, on doit avoir une évolution qui traduit la transmission de l'énergie à un ordre supérieur, c'est à dire un pic suivi d'une stabilisation à une valeur inférieure d'intensité. Ces prévisions théoriques sont confirmées par les enregistrements effectués (Figure 5.27), qui montrent que l'angle  $22,4^\circ$  (appelé direction 1) est situé entre le premier et le second ordre de fanning du faisceau 2, tandis que l'angle  $17,3^\circ$  (ou direction 2) est visiblement inférieur à l'angle de fanning (pour cette face d'entrée, plus l'ordre est grand, plus l'angle est petit). Le fanning issu du faisceau 2 croît plus rapidement que celui de 1 mais il diminue rapidement, la direction considérée cédant de la puissance à une direction suivante. Au contraire, pour le faisceau issu de 1, la stabilité est parfaite, ce qui prouve que l'on mesure du fanning dans une direction qui est parmi les dernières favorisées. Ces mesures donnent bien les résultats attendus dans le cas où les deux faisceaux incidents sont larges.

### 5.4.3 Résultats obtenus

#### Optimum

Dans le cas de deux faisceaux larges, nous avons pu obtenir une évolution harmonieuse et une bonne stabilité avec des rendements corrects (Figure 5.28) ou des rendements plus élevés (Figure 5.29) avec un établissement des conjuguées qui semble correspondre à une "hésitation" entre plusieurs réseaux. Cette particularité remar-



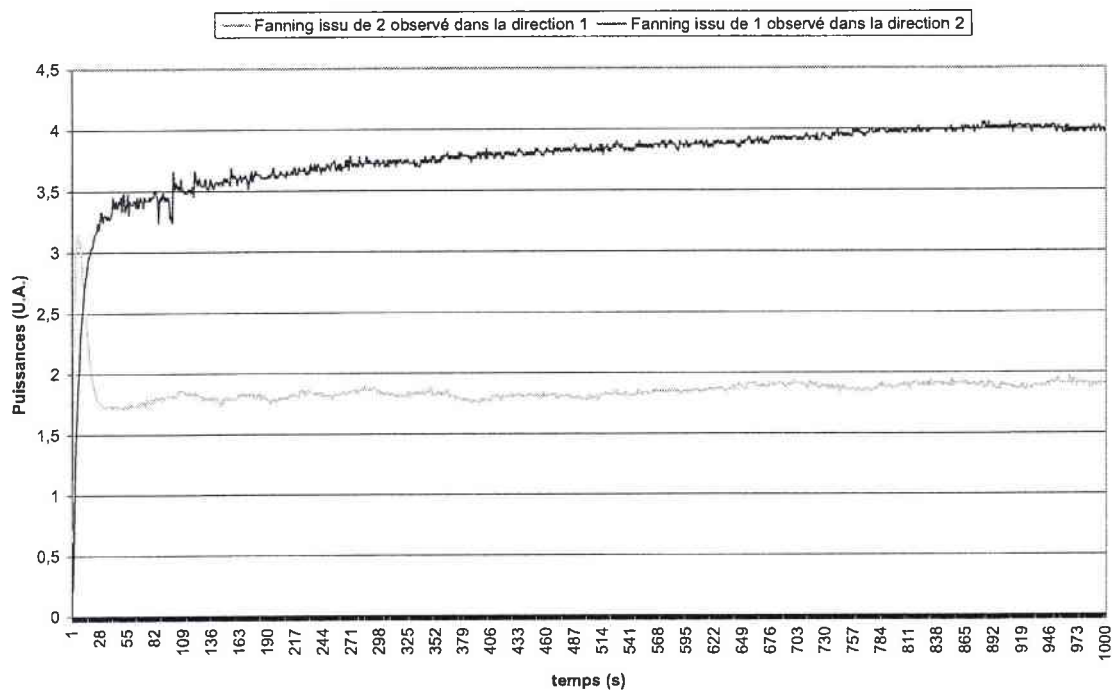


FIG. 5.27 - Evolution temporelle des intensités diffractées par le cristal dans les directions de conjugaison

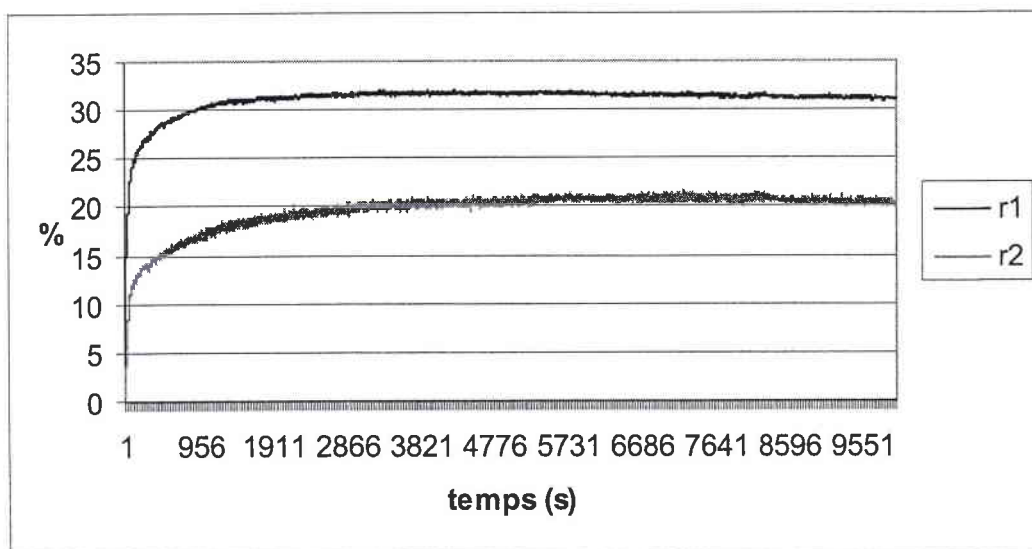


FIG. 5.28 - Evolution temporelle des rendements du DPCM à l'optimum de stabilité dans le cristal non dopé avec deux faisceaux larges, cas stable

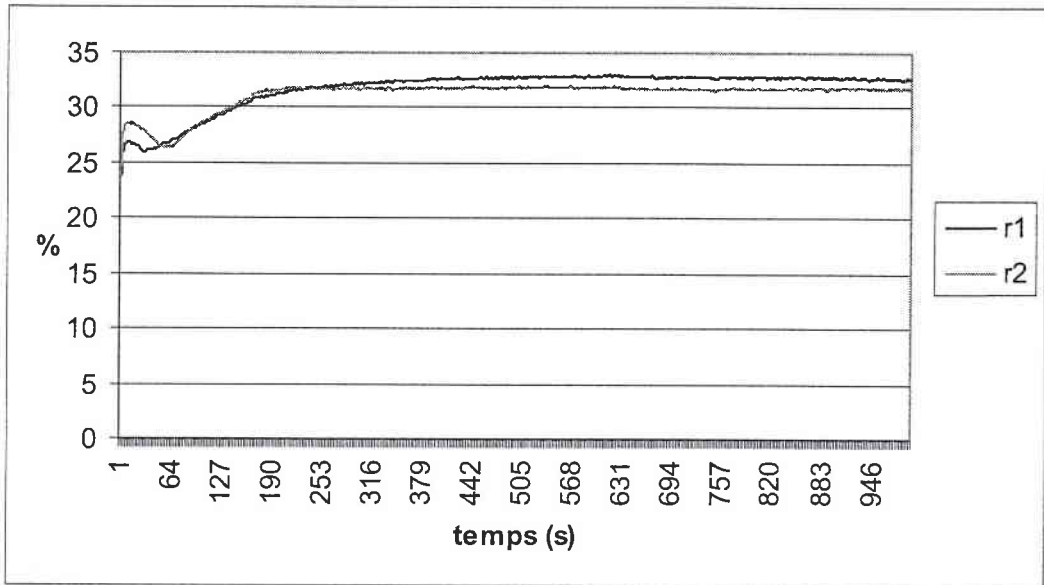


FIG. 5.29 – Evolution des rendements du DPCM à l'optimum de rendement dans le cristal non dopé avec deux faisceaux larges, cas présentant un bon rendement

quée lors de l'établissement des conjuguées s'est avérée répétable. On ne peut donc pas parler réellement d'optimum de façon aussi certaine que dans le cas de deux faisceaux fins. Il semble que le cas stable soit obtenu pour un DPCM qui s'établit directement dans la deuxième direction de fanning pour les deux faisceaux incidents, ce cas donnant un moins bon rendement que celui représenté sur la Figure 5.29. Pour ce dernier, les instabilités relevées lors de l'établissement de la conjugaison montrent une hésitation entre plusieurs directions différentes. La stabilisation est ensuite obtenue pour un rendement important mais il est possible qu'une attente supplémentaire fasse apparaître d'autres fluctuations.

#### Influence d'une translation horizontale du faisceau 1

Les deux faisceaux incidents peuvent ici générer du beam fanning dans deux directions principales (il s'agit de faisceaux dits larges). On s'attendait donc à observer des instabilités nettes, ce qui n'est pas le cas comme on peut le constater sur les Figures 5.30 à 5.35. Cependant, la stabilisation est obtenue avec des rendements inférieurs à ceux obtenus en faisceaux fins, bien que déjà importants :  $r_1 = 22\%$  et  $r_2 = 10\%$  respectivement pour les conjuguées des faisceaux 1 et 2.

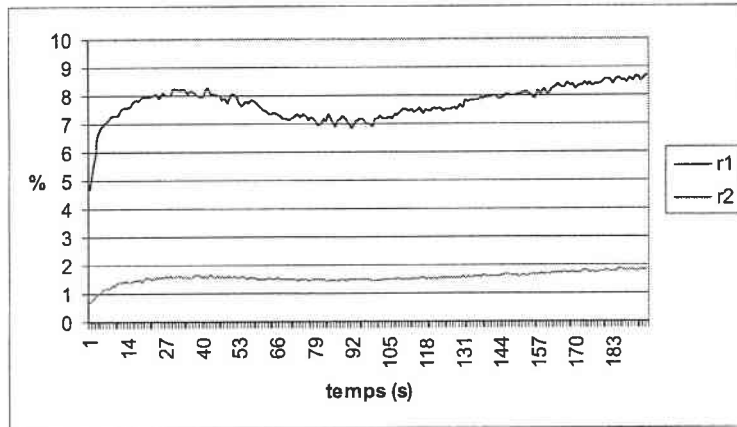


FIG. 5.30 – Evolution temporelle des rendements du DPCM dans le cristal non dopé avec deux faisceaux larges pour  $d = -144 \mu\text{m}$

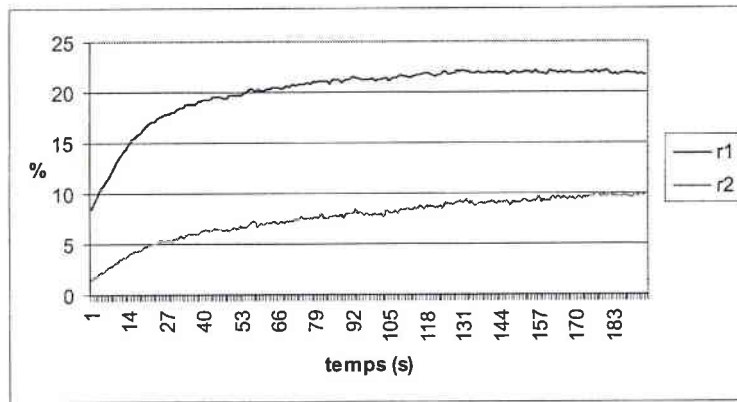


FIG. 5.31 – Evolution temporelle des rendements du DPCM dans le cristal non dopé avec deux faisceaux larges pour  $d = 0 \mu\text{m}$

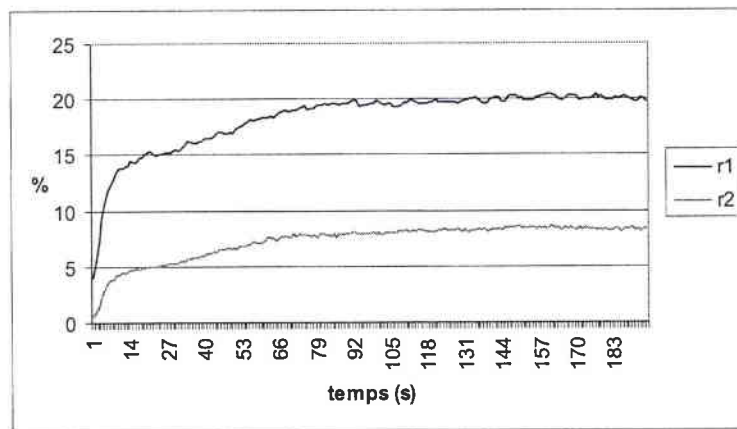


FIG. 5.32 – Evolution temporelle des rendements du DPCM dans le cristal non dopé avec deux faisceaux larges pour  $d = 144 \mu\text{m}$

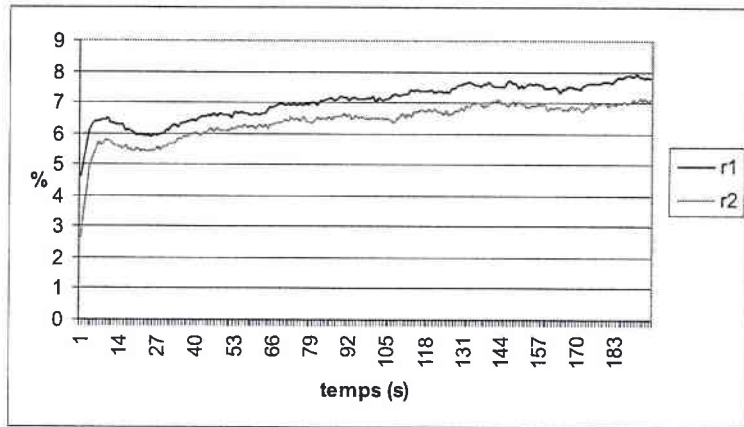


FIG. 5.33 – Evolution temporelle des rendements du DPCM dans le cristal non dopé avec deux faisceaux larges pour  $d = 288 \mu\text{m}$

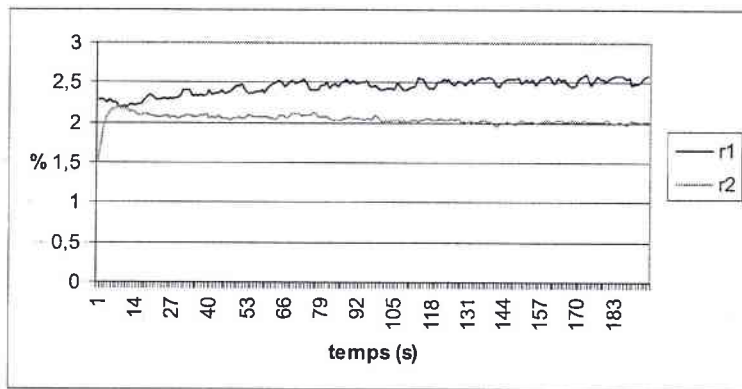


FIG. 5.34 – Evolution temporelle des rendements du DPCM dans le cristal non dopé avec deux faisceaux larges pour  $d = 432 \mu\text{m}$

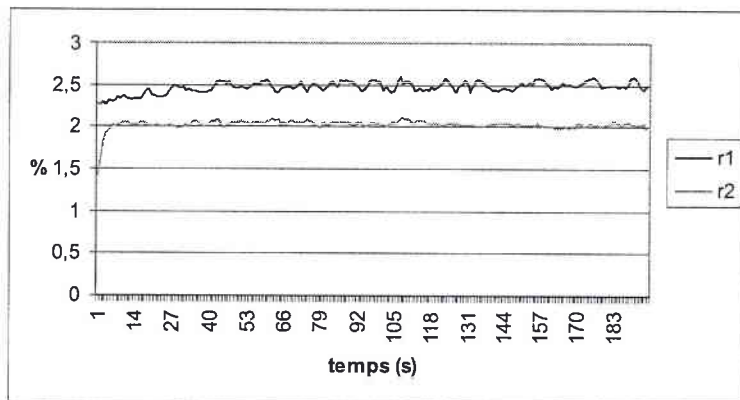


FIG. 5.35 – Evolution temporelle des rendements du DPCM dans le cristal non dopé avec deux faisceaux larges pour  $d = 576 \mu\text{m}$

## Interprétation des résultats

On peut noter, au vu des courbes de la Figure 5.28, que le temps d'établissement est bien supérieur lorsqu'on établit le DPCM sur la seconde direction de fanning, à celui correspondant à la première direction (c'est à dire au cas des faisceaux fins, vu à la Figure 5.4). De la conjugaison simple existe également de façon visible pour le faisceau 1 (on observe les réflexions sur les faces du cristal). Ceci correspond au faisceau fanné dans la deuxième direction qui se réfléchit théoriquement à 6.8 % et peut donc donner naissance à un miroir à conjugaison de phase autopompé. La plus forte conjuguée observée pour 1 est donc composée d'une partie issue du DPCM formé avec la première direction de fanning de 2 mais aussi de la conjuguée générée par la conjugaison autopompée à partir de la deuxième direction de fanning de 1. La deuxième direction de fanning de 2,  $22.9^\circ$  est au contraire plus proche de l'angle de Brewster que la première (le système est asymétrique) et elle est transmise à 99.9 %.  $2^*$  est plus stable que  $1^*$  pour de petites valeurs du paramètre de déplacement latéral, en effet cette configuration autorise comme on l'a vu précédemment la formation d'une boucle dans le coin supérieur gauche du cristal (ainsi qu'il est représenté Figure 5.14).

## 5.5 Résultats des mesures avec un faisceau large et un faisceau fin dans le cristal non dopé

### 5.5.1 Conditions expérimentales

Le faisceau large reste le faisceau 1 pour lequel on garde les caractéristiques précédentes, et donc la largeur dans le cristal de  $230 \mu m$ . Ceci permet toujours d'avoir du fanning dans les directions  $20,1^\circ$  et  $17,9^\circ$ . Pour le faisceau 2, deux possibilités sont envisagées que nous présentons sur la Figure 5.36.

#### Premier cas

Afin d'utiliser la deuxième des directions de fanning du faisceau 1, le faisceau 2 est focalisé au moyen d'une lentille de focale  $f_2 = 15 \text{ cm}$ , et fait dans un premier

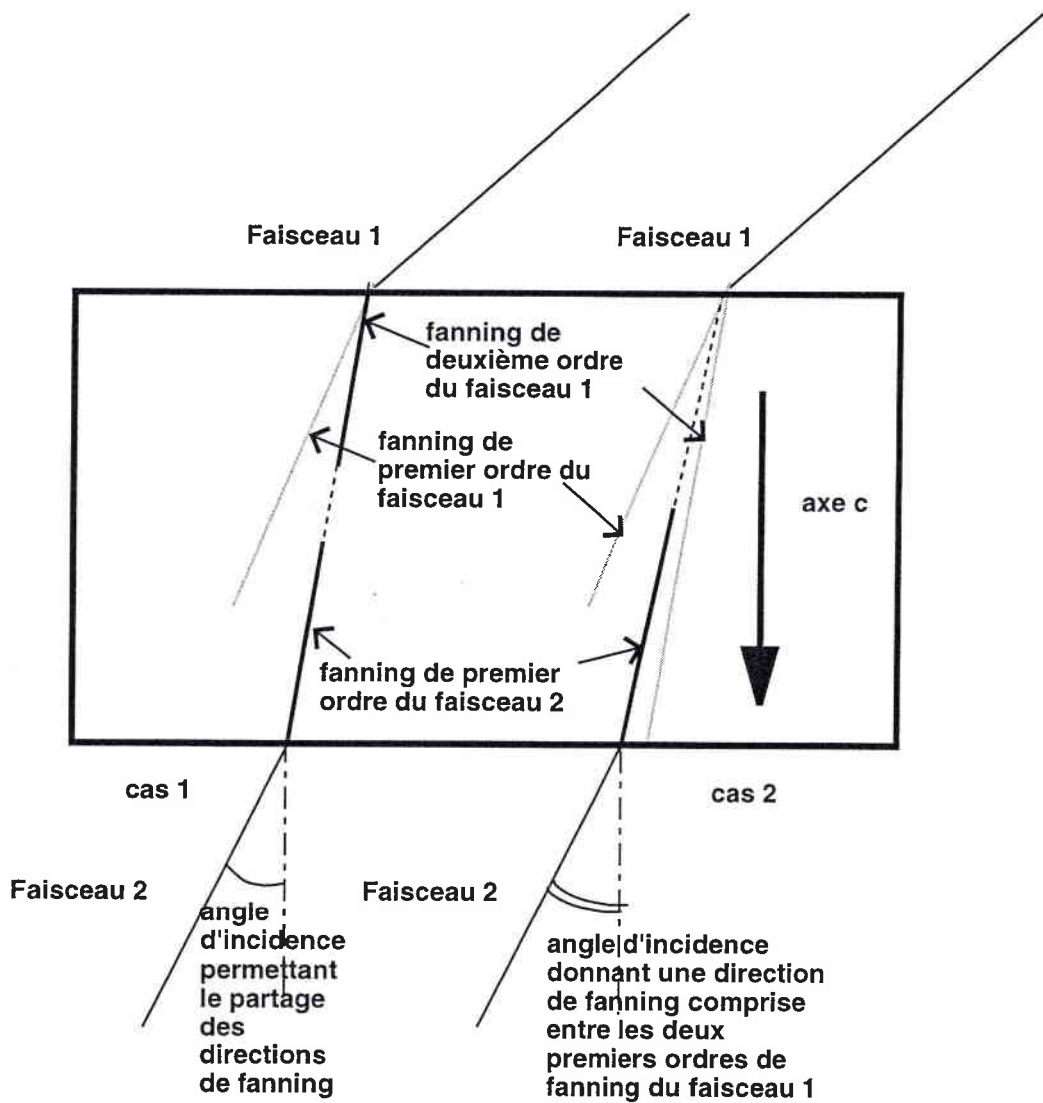


FIG. 5.36 – Présentation des deux cas étudiés pour un faisceau 1 large et un faisceau 2 fin

temps hors du cristal un angle d'incidence de  $38,7^\circ$  avec la normale à la face d'entrée, ce qui correspond donc à un angle d'incidence intérieur de  $15,1^\circ$ . Ce faisceau donne du fanning principalement dans la direction  $17,9^\circ$ .

### Second cas

On étudie ensuite le cas d'un angle de fanning de  $2^\circ$  compris entre les directions  $20,1^\circ$  et  $17,9^\circ$ . Ceci est obtenu en changeant l'angle d'incidence du faisceau 2. Les lentilles cylindriques sont disposées de façon à avoir une largeur des faisceaux fannés de  $230 \mu m$ . Ceci suppose que le faisceau 1 ait son waist (de  $49 \mu m$ ) à l'entrée du cristal. Pour le faisceau 2 (dont le waist est identique à celui du faisceau 1), la lentille est déplacée de  $1.65 \text{ cm}$  afin d'avoir une largeur semblable dans la direction de fanning choisie. La distance de Rayleigh correspondant à ce faisceau est  $z_0 = 1.5 \text{ cm}$ , par conséquent on est à la limite de la zone où l'onde incidente peut être considérée comme plane et le modèle du fanning peut être appliqué par extension à ce cas. Les translations d'un faisceau par rapport à l'autre sont effectuées de la même façon que dans le cas de deux faisceaux larges.

### 5.5.2 Résultats obtenus

#### Premier cas : la direction de fanning du faisceau 2 est la direction de deuxième ordre du faisceau 1

Dans ce cas, la stabilisation est atteinte pour le maximum de rendement (Figure 5.37).

Les allures des courbes relevées en translatant le faisceau 2 sont très voisines de ce que l'on a obtenu dans les cas précédents. Une zone de largeur inférieure à  $240 \mu m$  permet l'obtention de rendements significatifs (plus de 10 % pour les deux voies). Il est difficile d'évaluer les taux de recouvrement des fannings dans cette zone. A l'optimum, nous avons obtenu un comportement stable et efficace de façon répétable comme le montre la Figure 5.37.

Autour de la zone de bon rendement, on constate une évolution différente des deux rendements mesurés, ce qui indique que le DPCM n'est pas la seule source des conjuguées que l'on mesure. De la conjugaison autopompée qui s'établit pour les

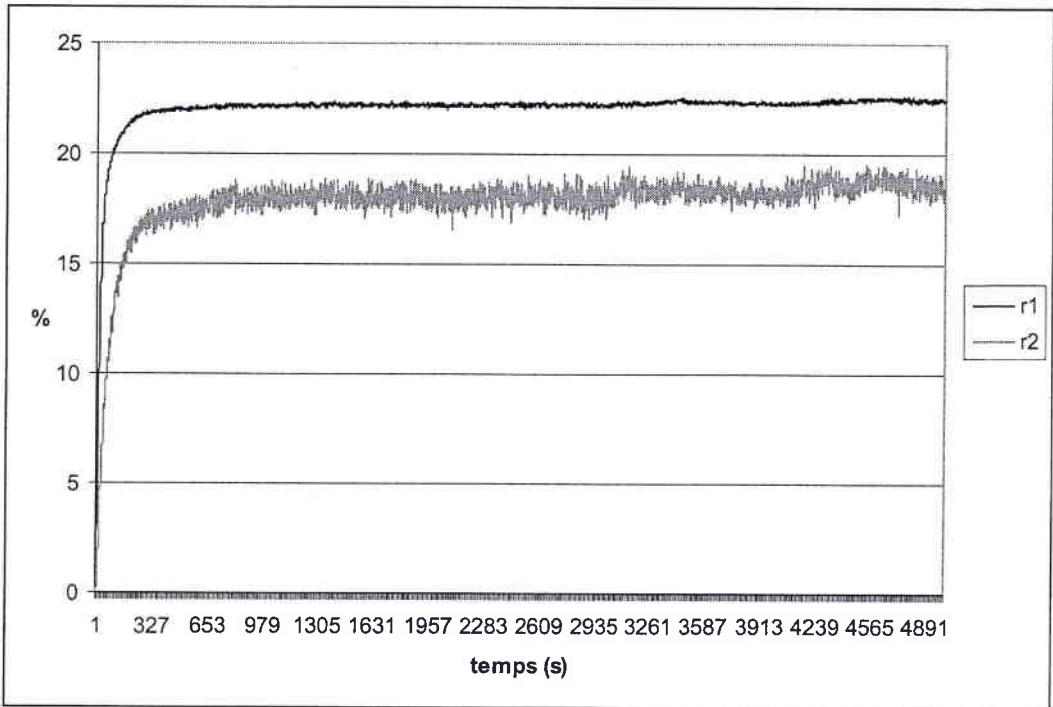


FIG. 5.37 – Evolution des rendements du DPCM à l'optimum de stabilité avec un faisceau large et un faisceau fin dans le cristal non dopé

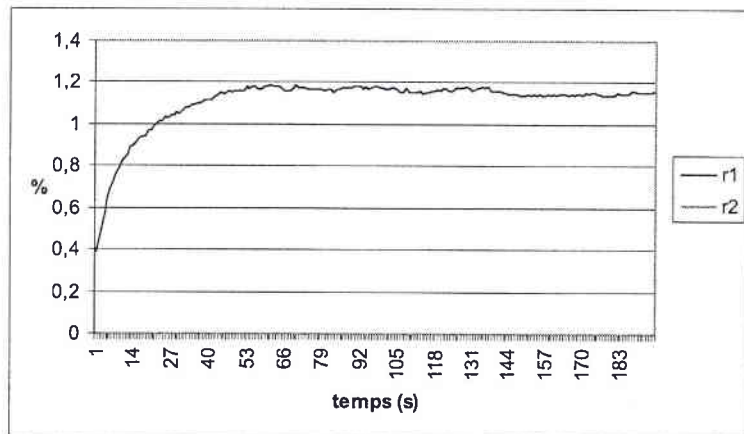


FIG. 5.38 – Evolution des rendements du DPCM avec un faisceau large et un faisceau fin dans le cristal non dopé  $d = -840 \mu\text{m}$



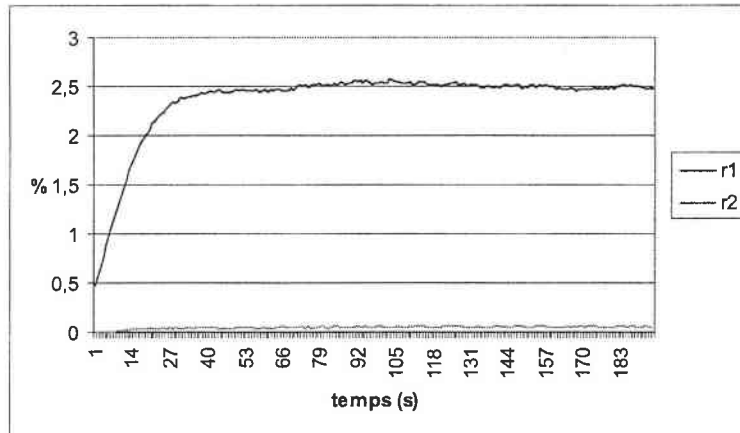


FIG. 5.39 – Evolution des rendements du DPCM avec un faisceau large et un faisceau fin dans le cristal non dopé  $d = -720 \mu\text{m}$

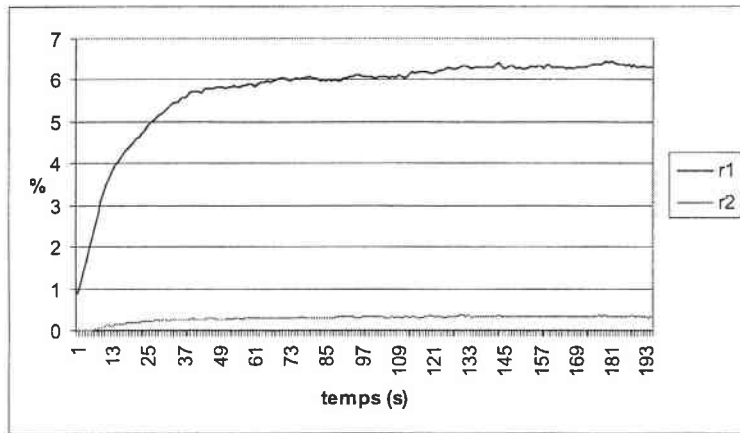


FIG. 5.40 – Evolution des rendements du DPCM avec un faisceau large et un faisceau fin dans le cristal non dopé  $d = -600 \mu\text{m}$

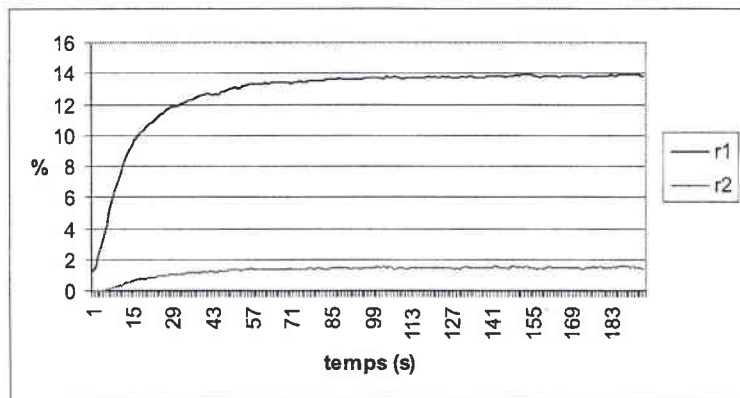


FIG. 5.41 – Evolution des rendements du DPCM avec un faisceau large et un faisceau fin dans le cristal non dopé  $d = -480 \mu\text{m}$

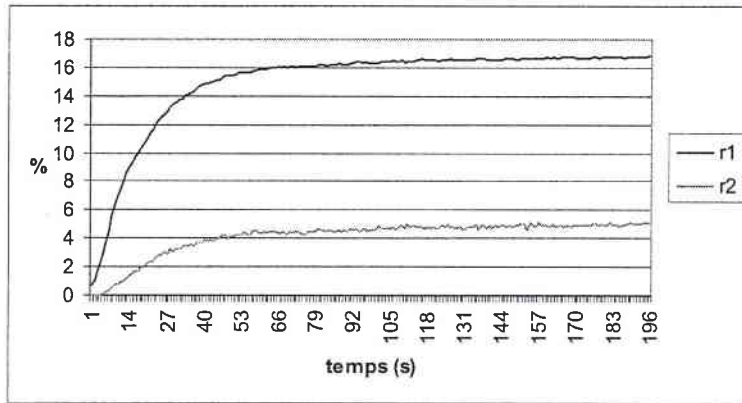


FIG. 5.42 – Evolution des rendements du DPCM avec un faisceau large et un faisceau fin dans le cristal non dopé  $d = -360 \mu m$

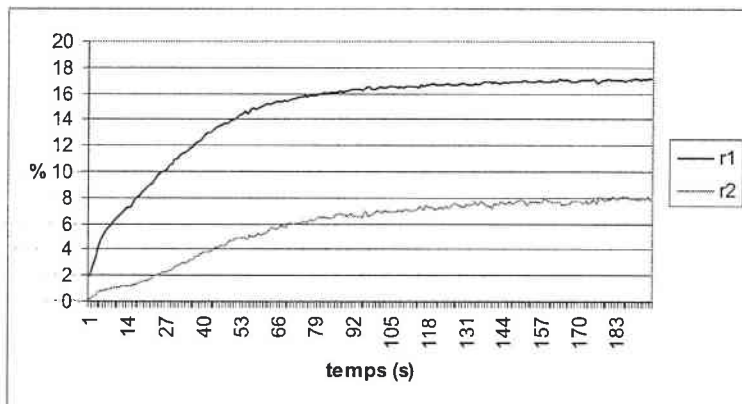


FIG. 5.43 – Evolution des rendements du DPCM avec un faisceau large et un faisceau fin dans le cristal non dopé  $d = -240 \mu m$

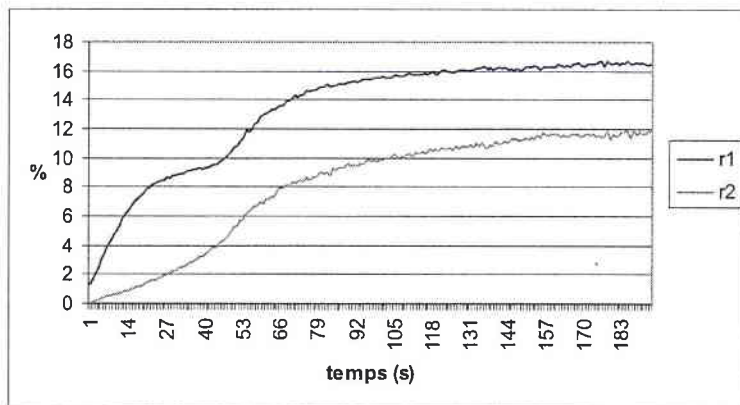


FIG. 5.44 – Evolution des rendements du DPCM avec un faisceau large et un faisceau fin dans le cristal non dopé  $d = -120 \mu m$

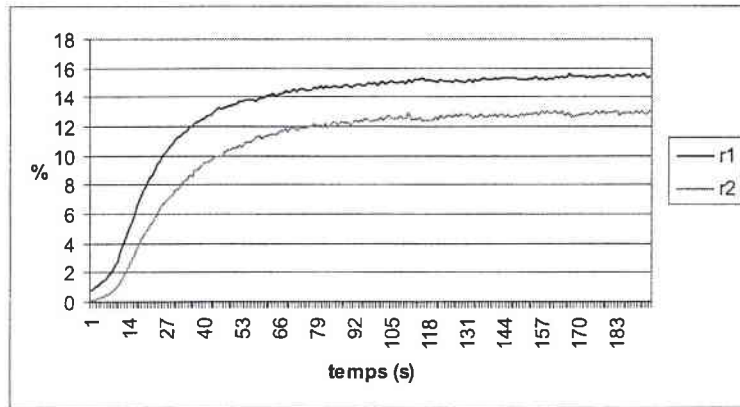


FIG. 5.45 – Evolution des rendements du DPCM avec un faisceau large et un faisceau fin dans le cristal non dopé  $d = 0 \mu\text{m}$

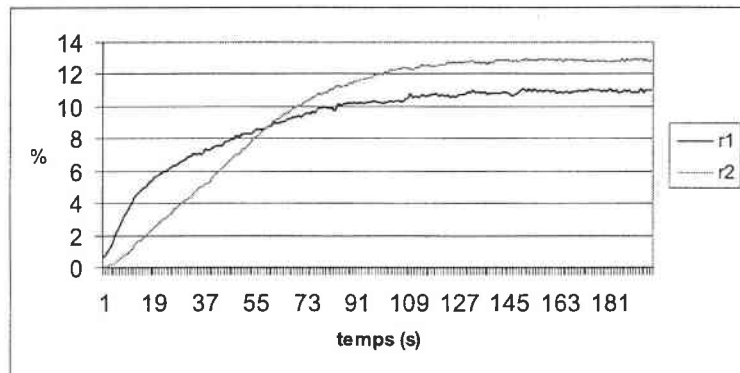


FIG. 5.46 – Evolution des rendements du DPCM avec un faisceau large et un faisceau fin dans le cristal non dopé  $d = 120 \mu\text{m}$

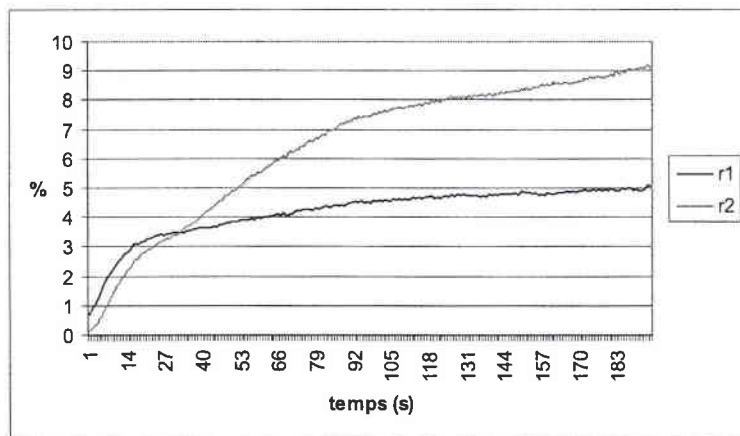


FIG. 5.47 – Evolution des rendements du DPCM avec un faisceau large et un faisceau fin dans le cristal non dopé  $d = 240 \mu\text{m}$

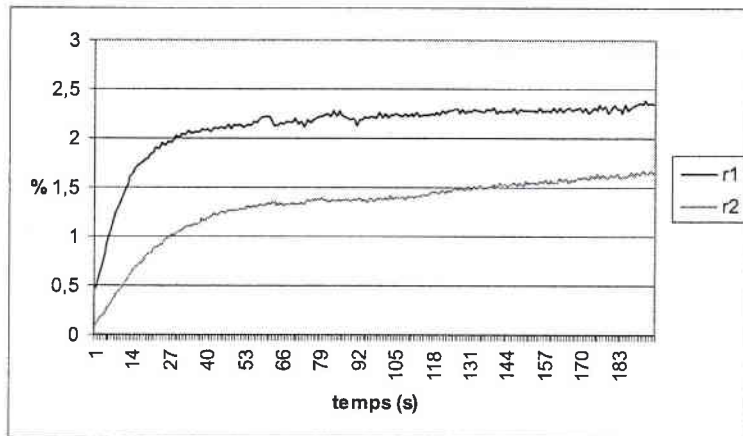


FIG. 5.48 – Evolution des rendements du DPCM avec un faisceau large et un faisceau fin dans le cristal non dopé  $d = 360 \mu\text{m}$

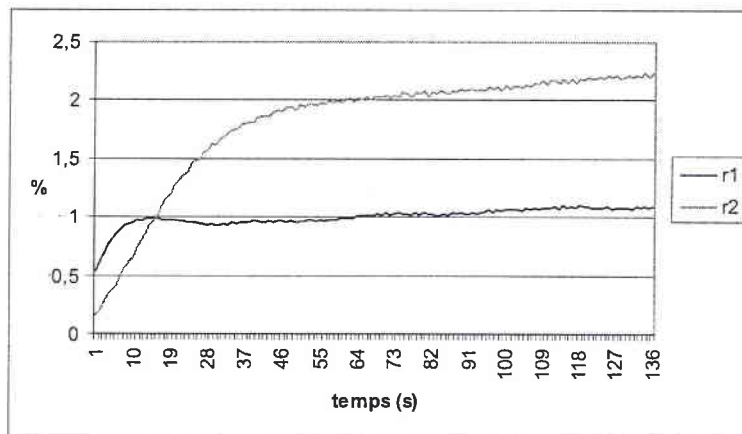


FIG. 5.49 – Evolution des rendements du DPCM avec un faisceau large et un faisceau fin dans le cristal non dopé  $d = 480 \mu\text{m}$

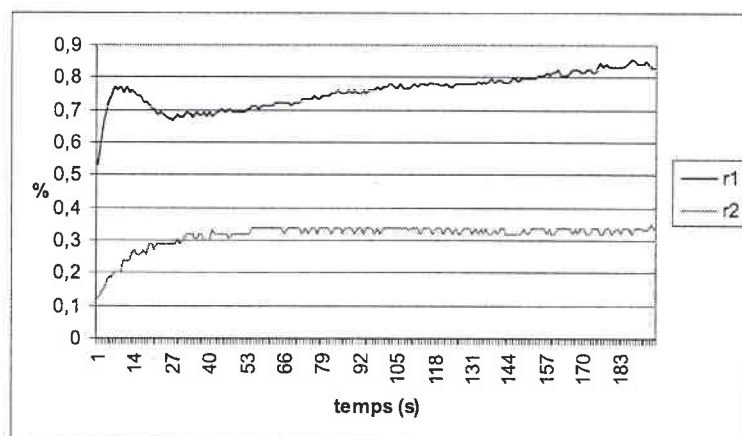


FIG. 5.50 – Evolution des rendements du DPCM avec un faisceau large et un faisceau fin dans le cristal non dopé  $d = 600 \mu\text{m}$

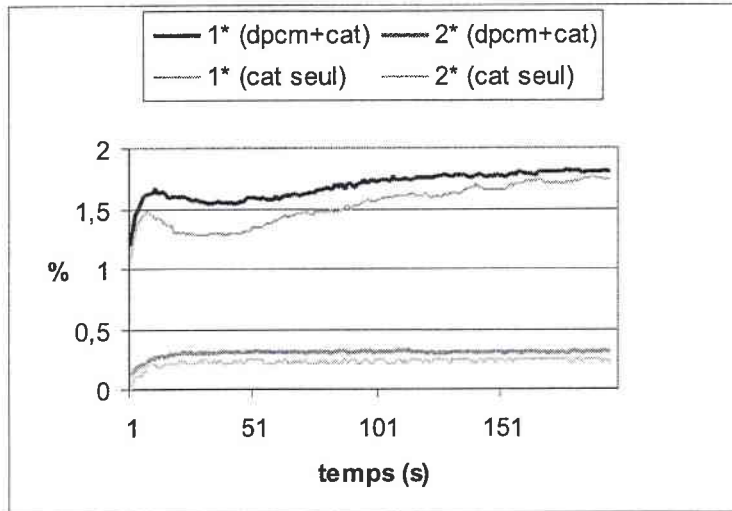


FIG. 5.51 – Mise en évidence de l'existence de conjugaison autopompée dans les mesures de DPCM pour  $d = 600 \mu\text{m}$  avec un faisceau large et un faisceau fin dans le cristal non dopé

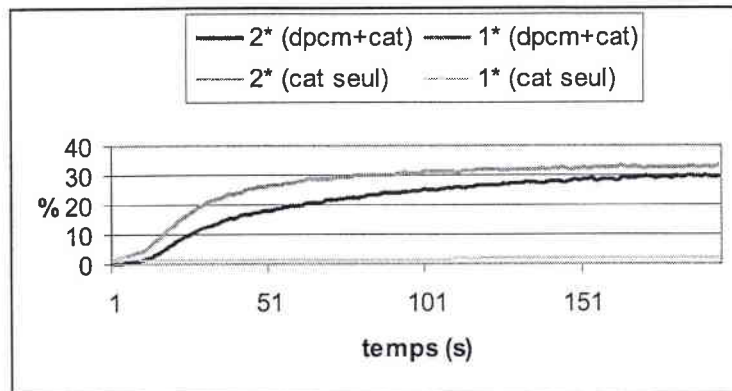


FIG. 5.52 – Mise en évidence du caractère négligeable de la conjugaison autopompée devant le DPCM pour  $d = 0 \mu\text{m}$ , soit à l'optimum avec un faisceau large et un faisceau fin dans le cristal non dopé

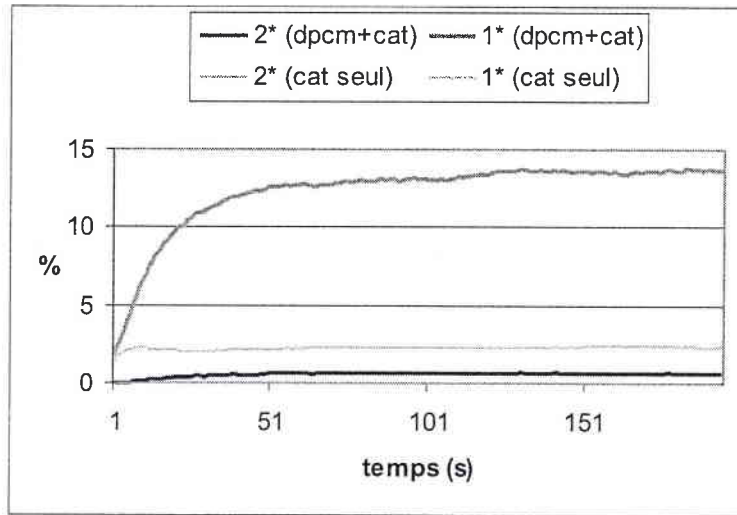


FIG. 5.53 – Mise en évidence de l'existence de conjugaison autopompée dans les mesures de DPCM pour  $d = -600 \mu m$  avec un faisceau large et un faisceau fin dans le cristal non dopé

deux faisceaux incidents, expliquant les différences entre les courbes représentant  $r_1$  et  $r_2$ . Nous appellerons ce phénomène "cat" pour simplifier dans les légendes des figures bien qu'il s'agisse parfois de cas où les faisceaux subissent plusieurs réflexions avant d'être conjugués, ce qui n'est pas le cas dans la configuration cat. La vérification de cette hypothèse passe par la mesure de l'intensité des conjuguées autopompées obtenues avec chacun des faisceaux incidents. Les courbes ainsi obtenues sont représentées avec les mesures effectuées lorsque les deux faisceaux sont en fonction (c'est à dire lorsqu'on mesure simultanément DPCM, cat et fanning) sur les Figures 5.51 (cas  $d = 600 \mu m$ ), 5.52 (cas  $d = 0 \mu m$ ) et 5.53 (cas  $d = -600 \mu m$ ). La partie du signal issue du fanning a été mesurée également, au moyen du capteur associé au faisceau incident éteint lors de la mesure du cat. Cette partie est dans chaque cas négligeable devant les valeurs des ondes conjuguées. Il apparaît que dans le cas de l'optimum, le DPCM est bien la source principale des conjuguées mesurées, alors que lorsque le recouvrement se dégrade, on autorise la formation de boucles de lumière dans le cristal et donc la conjugaison autopompée.

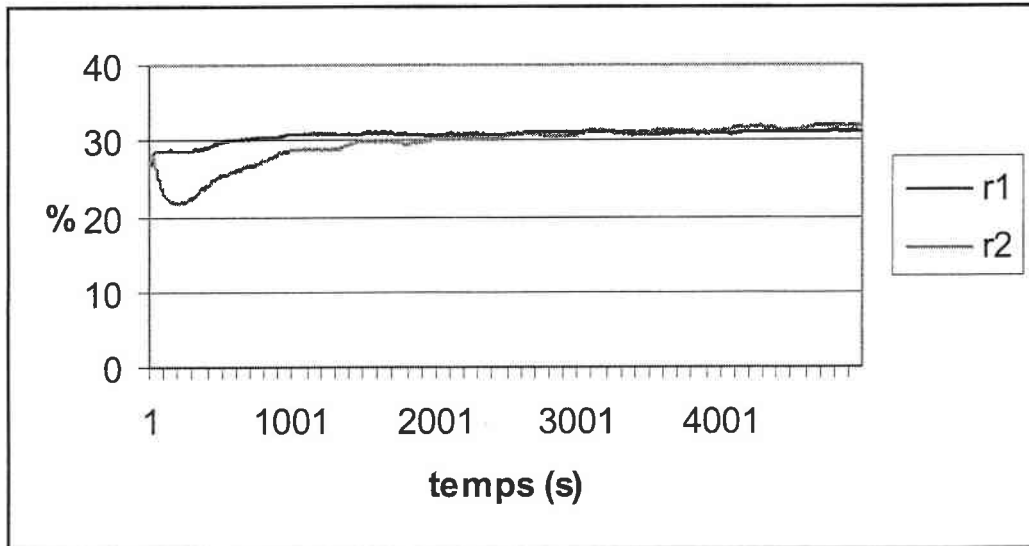


FIG. 5.54 – Mesure à l'optimum de l'évolution des rendements du DPCM pour un angle de fanning du faisceau 2 compris entre  $\theta_{f,1}^{(1)}$  et  $\theta_{f,1}^{(2)}$

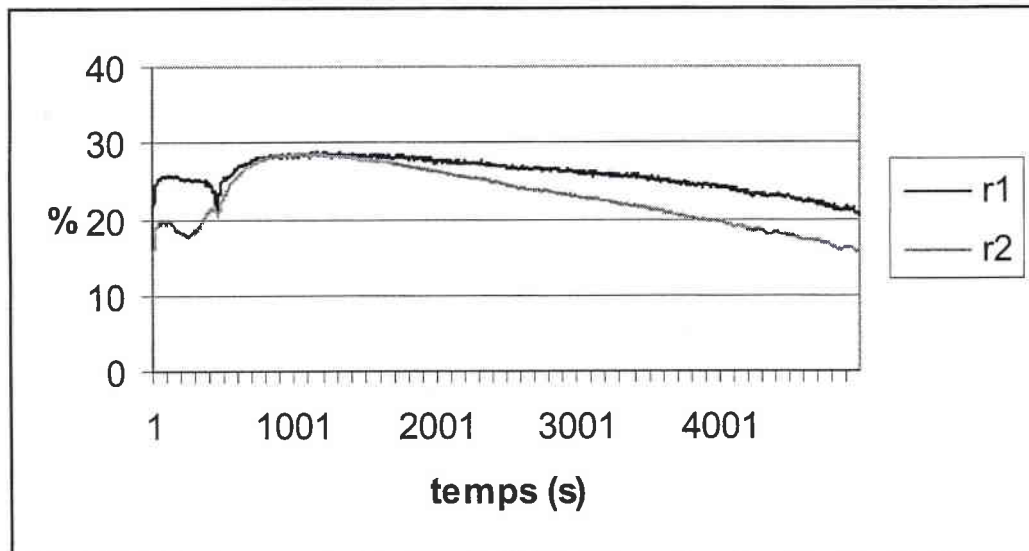


FIG. 5.55 – Mesure à l'optimum de l'évolution des rendements du DPCM pour un angle de fanning du faisceau 2 compris entre  $\theta_{f,1}^{(1)}$  et  $\theta_{f,1}^{(2)}$

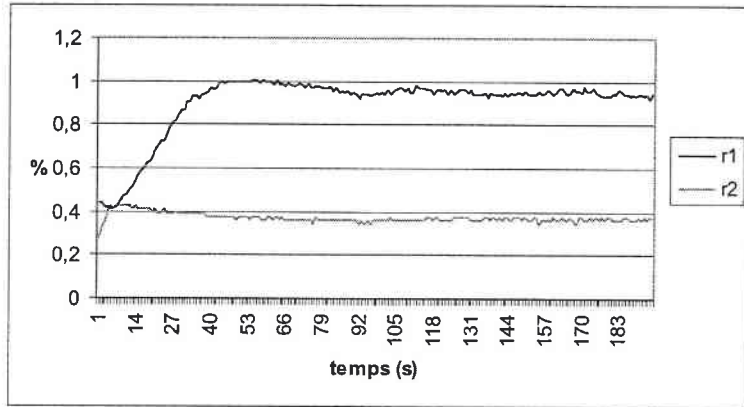


FIG. 5.56 – Evolution des rendements du DPCM pour un angle de fanning du faisceau 2 compris entre  $\theta_{f,1}^{(1)}$  et  $\theta_{f,1}^{(2)}$ ,  $d = -480 \mu\text{m}$

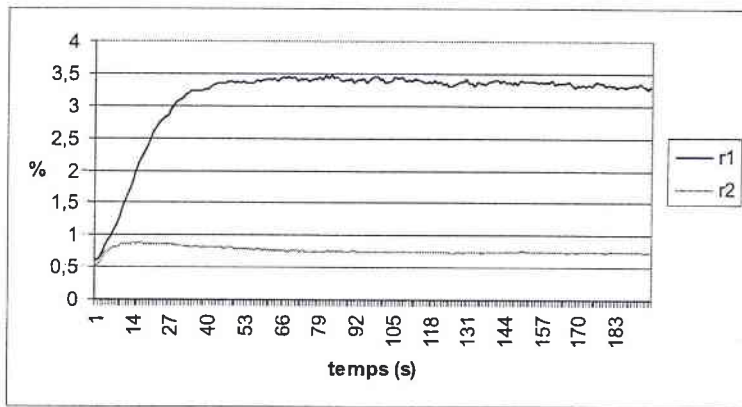


FIG. 5.57 – Evolution des rendements du DPCM pour un angle de fanning du faisceau 2 compris entre  $\theta_{f,1}^{(1)}$  et  $\theta_{f,1}^{(2)}$ ,  $d = -360 \mu\text{m}$

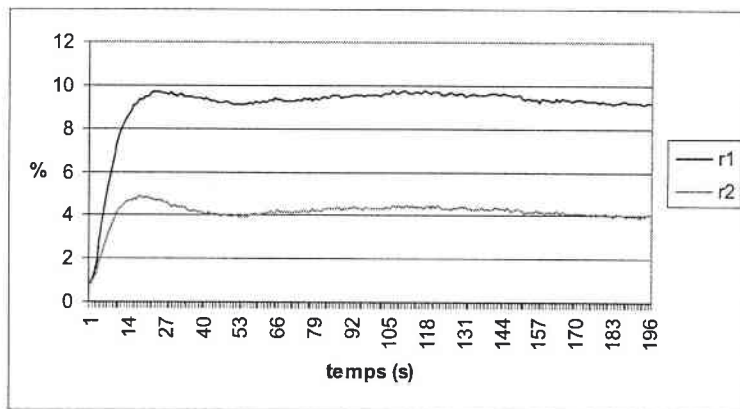


FIG. 5.58 – Evolution des rendements du DPCM pour un angle de fanning du faisceau 2 compris entre  $\theta_{f,1}^{(1)}$  et  $\theta_{f,1}^{(2)}$ ,  $d = -240 \mu\text{m}$



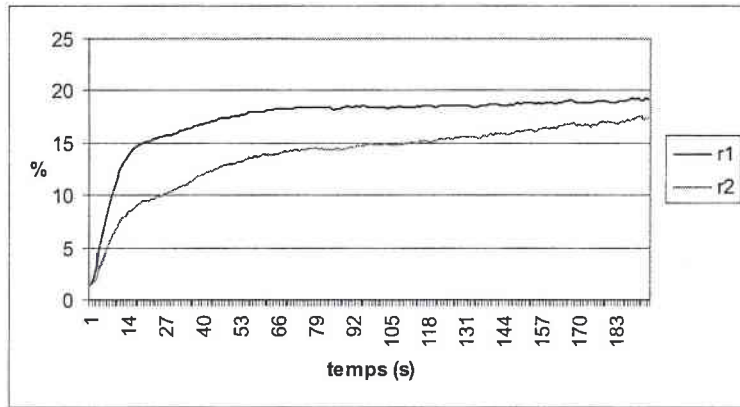


FIG. 5.59 – Evolution des rendements du DPCM pour un angle de fanning du faisceau 2 compris entre  $\theta_{f,1}^{(1)}$  et  $\theta_{f,1}^{(2)}$ ,  $d = -120 \mu\text{m}$

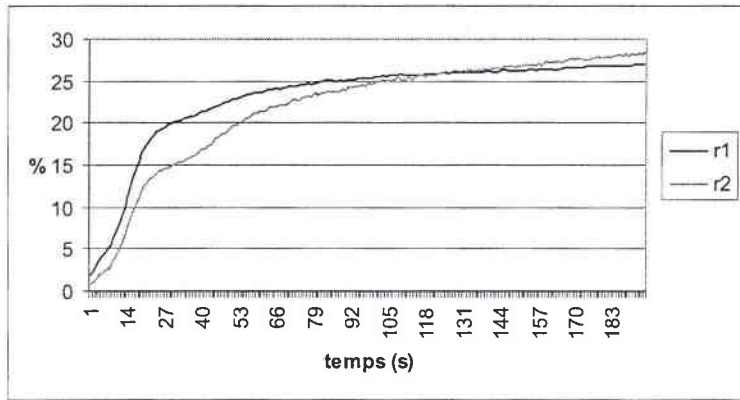


FIG. 5.60 – Evolution des rendements du DPCM pour un angle de fanning du faisceau 2 compris entre  $\theta_{f,1}^{(1)}$  et  $\theta_{f,1}^{(2)}$ ,  $d = 0 \mu\text{m}$

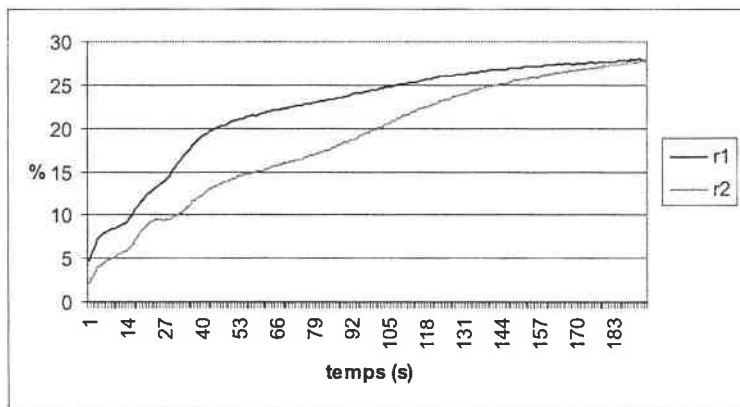


FIG. 5.61 – Evolution des rendements du DPCM pour un angle de fanning du faisceau 2 compris entre  $\theta_{f,1}^{(1)}$  et  $\theta_{f,1}^{(2)}$ ,  $d = 120 \mu\text{m}$

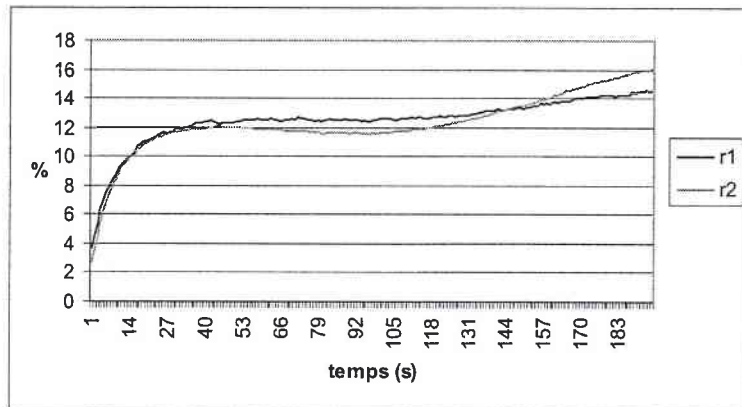


FIG. 5.62 – Evolution des rendements du DPCM pour un angle de fanning du faisceau 2 compris entre  $\theta_{f,1}^{(1)}$  et  $\theta_{f,1}^{(2)}$ ,  $d = 240 \mu\text{m}$

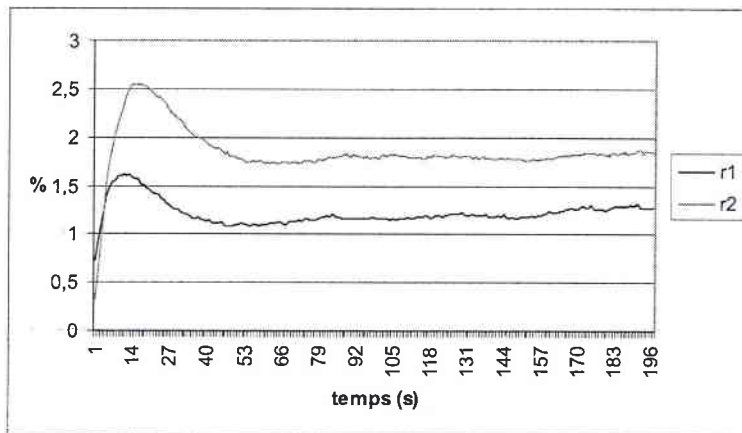


FIG. 5.63 – Evolution des rendements du DPCM pour un angle de fanning du faisceau 2 compris entre  $\theta_{f,1}^{(1)}$  et  $\theta_{f,1}^{(2)}$ ,  $d = 360 \mu\text{m}$

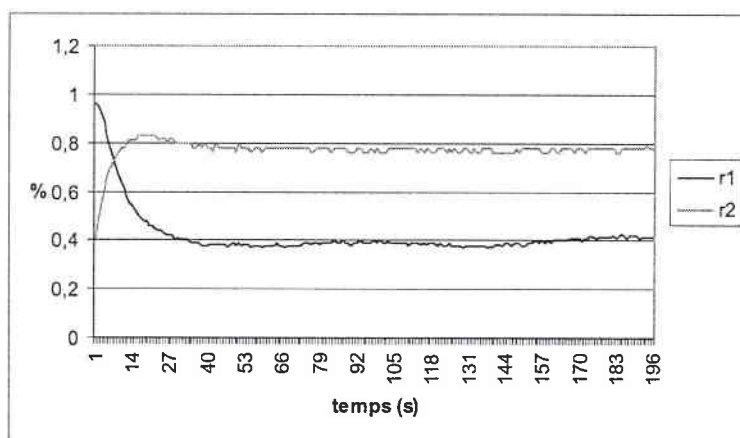


FIG. 5.64 – Evolution des rendements du DPCM pour un angle de fanning du faisceau 2 compris entre  $\theta_{f,1}^{(1)}$  et  $\theta_{f,1}^{(2)}$ ,  $d = 480 \mu\text{m}$

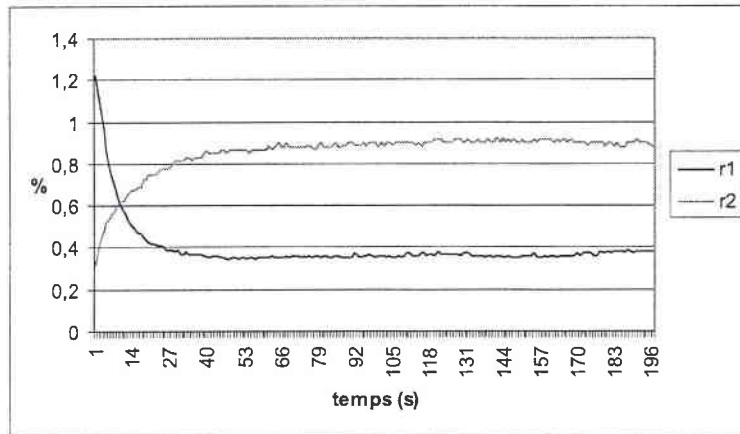


FIG. 5.65 – Evolution des rendements du DPCM pour un angle de fanning du faisceau 2 compris entre  $\theta_{f,1}^{(1)}$  et  $\theta_{f,1}^{(2)}$ ,  $d = 600 \mu\text{m}$

**Deuxième cas : la direction de fanning de 2 est située entre les deux premiers ordres de 1**

Dans ce cas, nous n'avons pas pu obtenir simultanément les meilleurs rendements et une allure harmonieuse ("stable") des courbes. A l'optimum de rendement, nous avons relevé les évolutions temporelles des conjuguées des Figures 5.54 et 5.55, qui n'ont ni le caractère répétable (on constate des différences importantes entre ces deux relevés effectués dans des conditions strictement identiques) ni la stabilité que nous avons pu obtenir en choisissant des directions de fanning communes aux deux côtés.

Les Figures 5.56 à 5.65 illustrent l'évolution du comportement des conjuguées lors de l'augmentation du paramètre  $d$ . On observe tout d'abord pour les premières valeurs de  $d$  de faibles rendements des conjuguées qui sont très différents selon la face d'entrée considérée avec  $r_1 > r_2$ . Puis on passe par une zone (Figures 5.59 à 5.62) où les rendements sont voisins et supérieurs à 12 %. Enfin, pour les Figures 5.63 à 5.64,  $r_2 > r_1$  et les valeurs de ces rendements sont à nouveau très différentes et faibles (inférieures à 2 %). On peut par ailleurs noter à nouveau des différences importantes entre les allures des rendements  $r_1$  et  $r_2$  hors de la zone de bon rendement, qui pourraient provenir ici aussi de conjugaison simple pour chacun des deux faisceaux.

Les courbes obtenues à l'optimum de rendement sur les Figures 5.54 et 5.55 ne sont pas sans rappeler le comportement observé avec deux faisceaux larges Figure

5.29. En effet, ici encore, le DPCM "hésite" entre les différentes directions possibles donnant lieu à des instabilités des intensités conjuguées mesurées.

## 5.6 Résultats des mesures avec deux faisceaux fins dans le cristal dopé

### 5.6.1 Conditions expérimentales

La mesure en faisceaux fins des deux côtés dans le cristal dopé est réalisée avec un angle d'incidence du côté 1 le plus proche possible de l'angle de Brewster, soit  $\theta_1^i = 22.5^\circ$  dans le cristal, correspondant à un fanning d'angle  $\theta_{f,1}^{(1)} = 18.8^\circ$ . De ce même côté, le waist limite théorique entre faisceau fin et large est de  $w_0^{th}(\theta_1^i) = 68 \mu m$ . En utilisant une lentille de focale  $f_1 = 15 \text{ cm}$ , nous nous assurons d'un waist à l'entrée du cristal de  $w_0 = 50 \mu m$  comme on l'a vu dans le cas du cristal non dopé pour ce même côté en faisceau fin. Du côté 2, la direction incidente intérieure au cristal susceptible de générer du fanning dans la même direction que le faisceau 1 correspond à l'angle d'incidence  $\theta_2^i = 14.1^\circ$ , et pour cet angle, le waist limite entre faisceau fin et large vaut  $w_0^{th}(\theta_2^i) = 182 \mu m$ , par conséquent un waist de  $w_0 = 100 \mu m$  obtenu au moyen d'une lentille de focale  $f_2 = 30 \text{ cm}$  permet de rester en faisceau fin. La deuxième lentille a été translatée afin d'assurer une largeur de faisceaux fannés de  $230 \mu m$  environ dans le cristal. L'établissement du DPCM dans ce cristal s'étant avéré plus lent que dans l'échantillon non dopé, nous imposons dans ce qui suit une puissance incidente de  $200 \mu W$  pour chaque faisceau incident.

### 5.6.2 Résultats

Dans ce cas, l'optimum en termes de stabilité ainsi que de rendement existe et l'on obtient la Figure 5.66.

La translation du faisceau 2 a permis de relever les évolutions des conjuguées des Figures 5.67 à 5.77. Ici encore, le DPCM existe pour des valeurs de  $d$  plus importantes dans le cas de  $d < 0$  que lorsque  $d > 0$  (de  $d = -560 \mu m$  à  $d = 374 \mu m$ ). Cette dissymétrie peut encore une fois s'expliquer par l'influence de l'axe

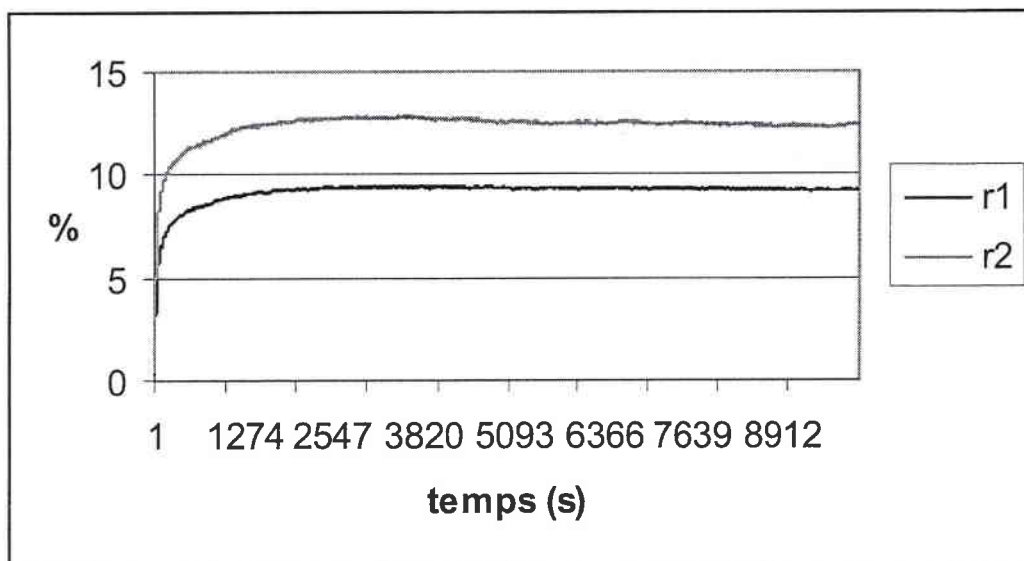


FIG. 5.66 – Evolution des rendements du DPCM dans le cristal dopé en faisceaux fins à l'optimum

$\vec{c}$  du cristal sur les faisceaux. Pour toutes les courbes que nous avons obtenues, les évolutions des deux rendements ont la même forme, ce qui tend à montrer que la conjugaison simple, si elle existe dans ce cas, est marginale devant le phénomène de double conjugaison de phase. Il faut noter que les meilleurs rendements que nous avons obtenus sont bien inférieurs à ceux relevés dans le cristal non dopé pour des faisceaux fins.

L'étude de la Figure 5.78 donne des informations sur l'évolution du rendement du DPCM en fonction de la puissance incidente.

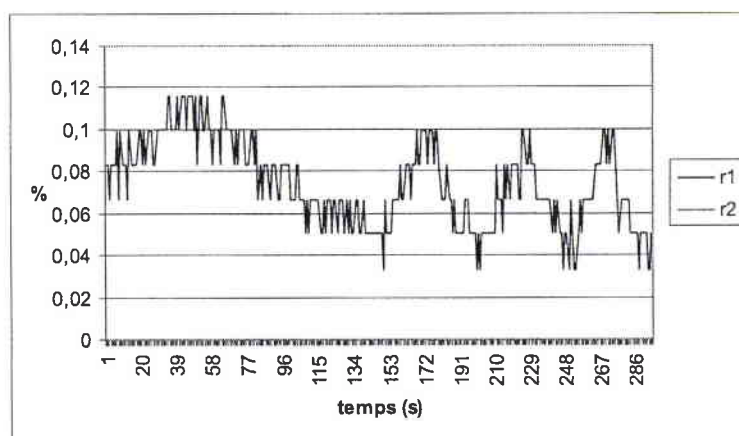


FIG. 5.67 – Evolution des rendements du DPCM dans le cristal dopé en faisceaux fins,  $d = 840 \mu m$

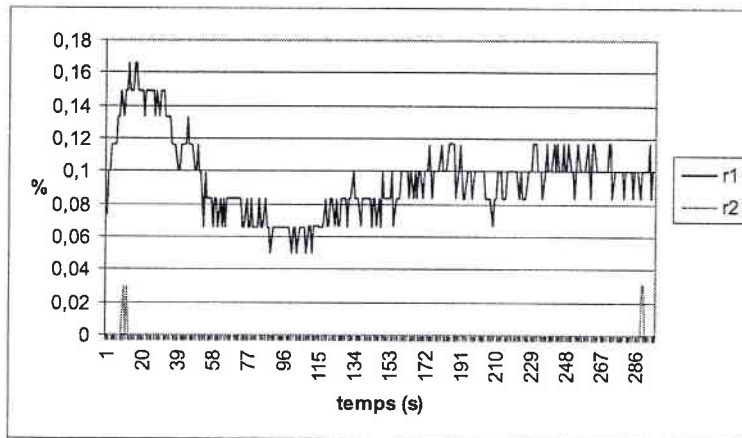


FIG. 5.68 – Evolution des rendements du DPCM dans le cristal dopé en faisceaux fins  $d = 610 \mu m$

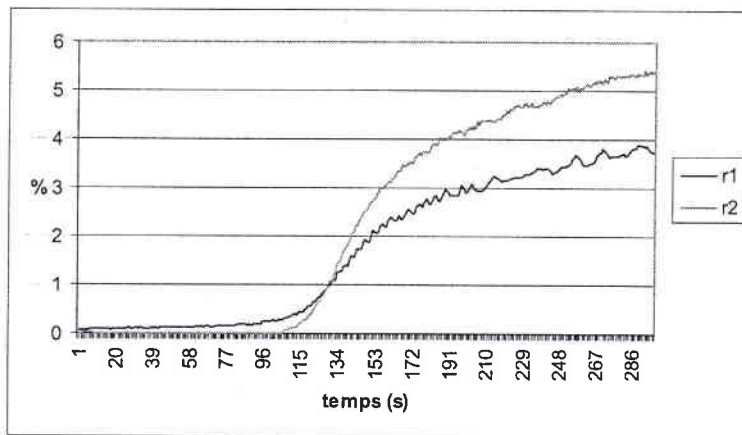


FIG. 5.69 – Evolution des rendements du DPCM dans le cristal dopé en faisceaux fins  $d = 374 \mu m$

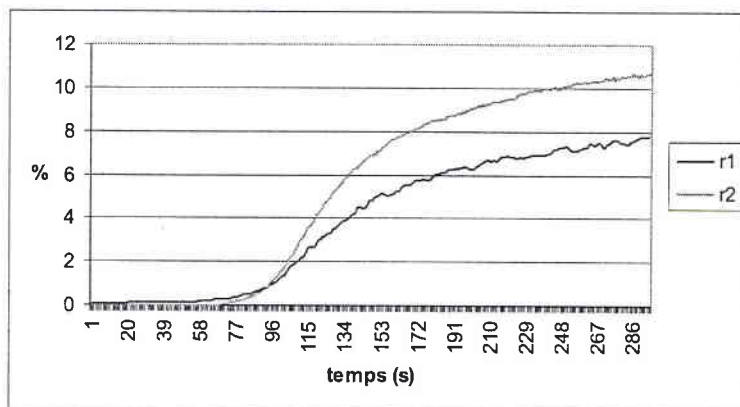


FIG. 5.70 – Evolution des rendements du DPCM dans le cristal dopé en faisceaux fins  $d = 140 \mu m$

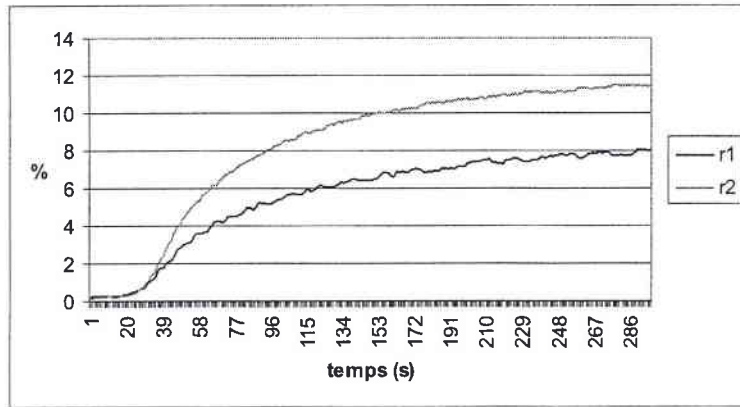


FIG. 5.71 – Evolution des rendements du DPCM dans le cristal dopé en faisceaux fins  $d = 93 \mu m$

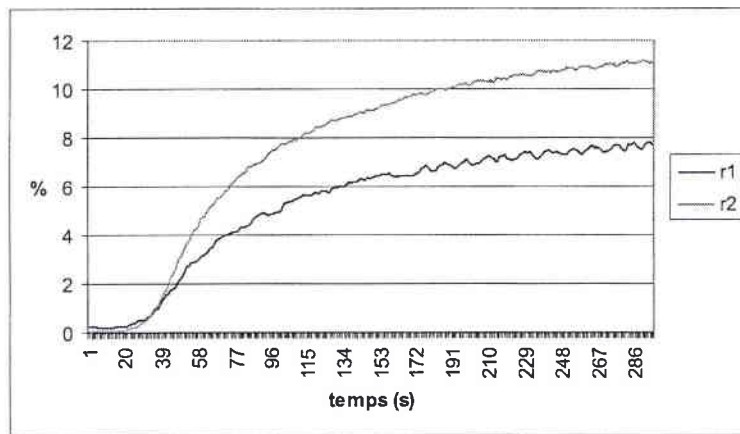


FIG. 5.72 – Evolution des rendements du DPCM dans le cristal dopé en faisceaux fins  $d = 46 \mu m$

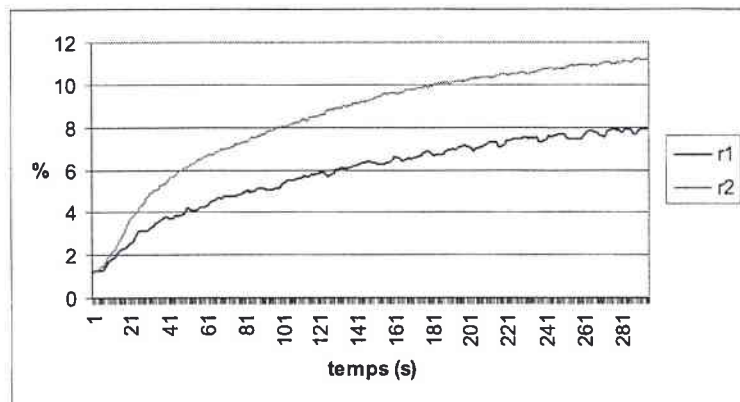


FIG. 5.73 – Evolution des rendements du DPCM dans le cristal dopé en faisceaux fins  $d = 0 \mu m$

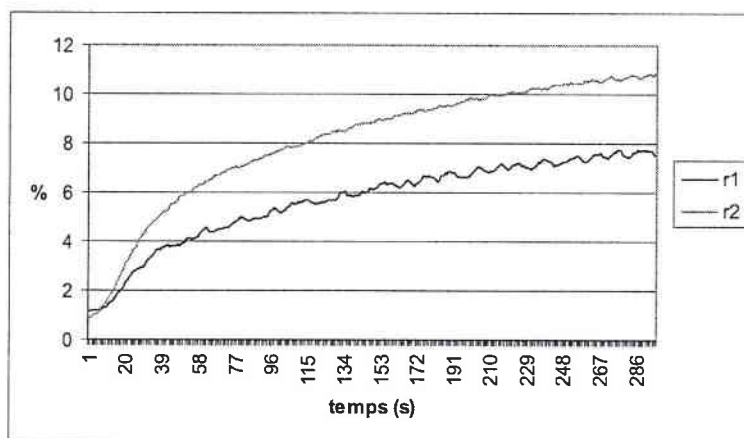


FIG. 5.74 – Evolution des rendements du DPCM dans le cristal dopé en faisceaux fins  $d = -46 \mu m$

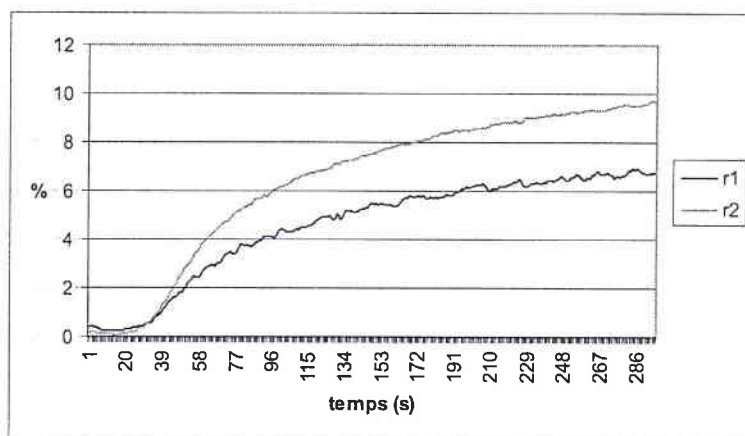


FIG. 5.75 – Evolution des rendements du DPCM dans le cristal dopé en faisceaux fins  $d = -93 \mu m$

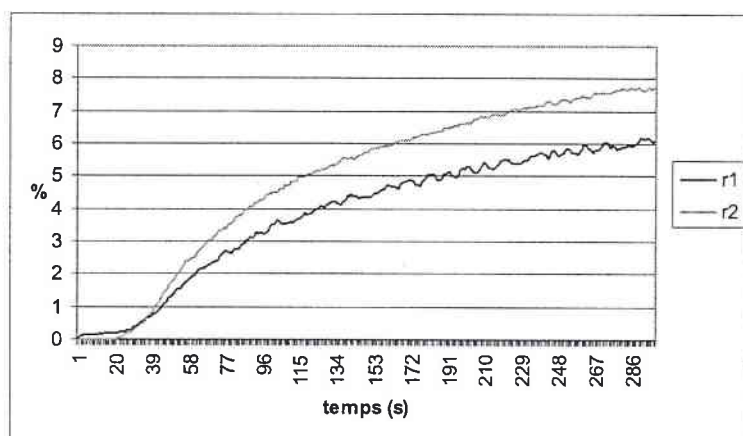


FIG. 5.76 – Evolution des rendements du DPCM dans le cristal dopé en faisceaux fins  $d = -327 \mu m$



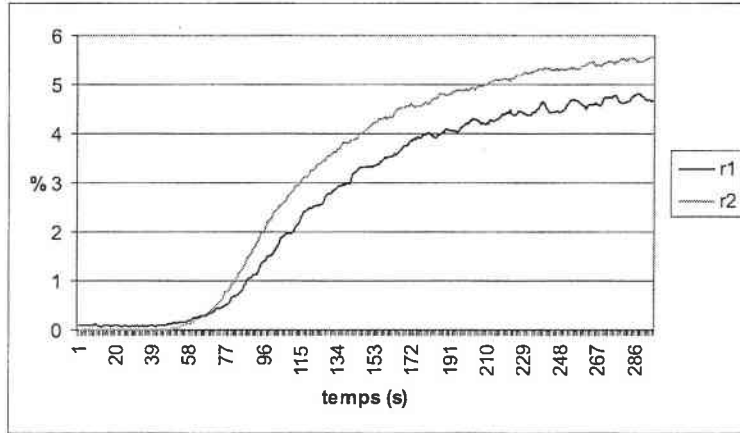


FIG. 5.77 – Evolution des rendements du DPCM dans le cristal dopé en faisceaux fins  $d = -560 \mu m$

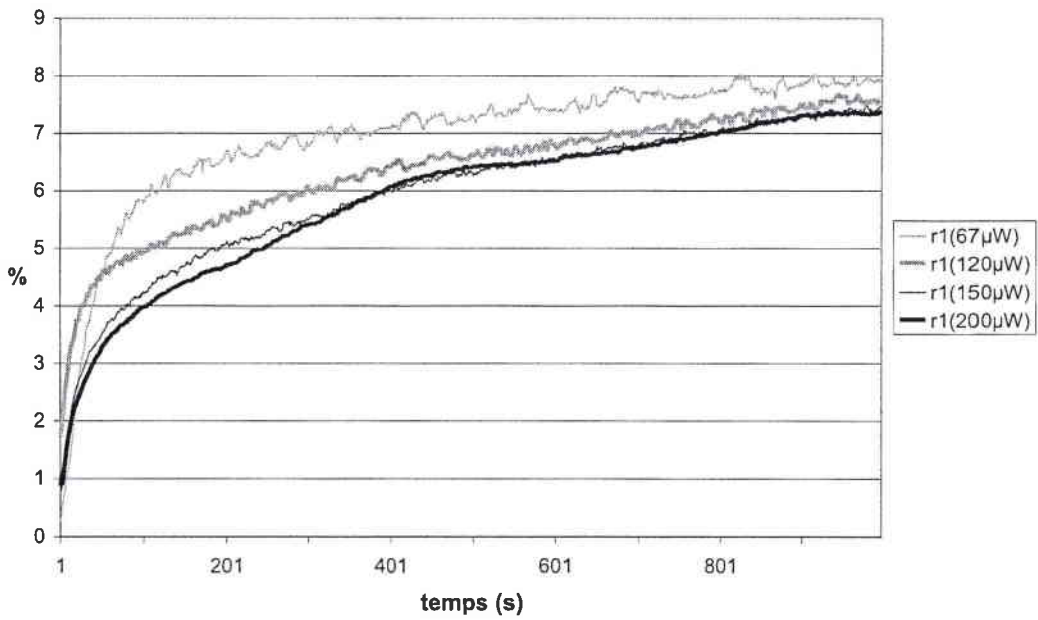


FIG. 5.78 – Evolution du rendement  $r_1$  du DPCM dans le cristal dopé en faisceaux fins à l'optimum pour diverses puissances incidentes

Il apparaît que plus les puissances incidentes sont grandes, plus le temps d'établissement des conjuguées est petit. Par ailleurs, la valeur de  $r_1$  à l'état stationnaire diminue lorsque la puissance incidente augmente.

## 5.7 Synthèse des résultats

Suite à la présentation que nous venons d'effectuer, un certain nombre de remarques, suggestions d'interprétations et conclusions s'imposent.

### 5.7.1 Les optima

Dans tous les cas où les directions portant le maximum d'intensité issue du fanning sont les mêmes pour les deux faisceaux incidents, nous sommes parvenus à stabiliser le DPCM. Ceci a été réalisé en translatant les faisceaux l'un par rapport à l'autre, et le maximum de rendement est toujours atteint pour les conjuguées les plus stables et les plus rapides à établir.

Des remarques sur l'aspect général des courbes peuvent être faites ici : plus les ordres de fanning choisis sont élevés, plus le DPCM est long à établir. Ce temps de réponse est également allongé dans le cristal dopé par rapport à l'échantillon non dopé. Les temps d'établissement évalués en comparant les courbes obtenues à l'évolution de l'intensité amplifiée par le réseau responsable du fanning sont de l'ordre de 20 s pour l'optimum et dans les conditions déjà décrites. Ces valeurs sont grandes devant les temps constatés pour le fanning seul avec une puissance incidente de  $140 \mu W$ , il est probable que l'établissement de la conjugaison de phase soit responsable de la différence. De plus, les rendements les meilleurs ont été obtenus avec le DPCM dans le cristal non dopé, établi en utilisant comme direction commune le premier ordre de fanning pour les deux faisceaux incidents.

Dans le cas du cristal dopé, nous avons été surpris par la faiblesse relative des rendements obtenus (comparés à ceux du cristal non dopé), mais également par leur dégradation lors de l'augmentation des puissances incidentes. Ces deux phénomènes peuvent être dus à la différence d'absorption dans les cristaux. Nous avons en effet mesuré des valeurs de  $\alpha = 1.4 \text{ cm}^{-1}$  et  $\alpha = 2.9 \text{ cm}^{-1}$  respectivement pour les

cristaux non dopé et dopé.

### 5.7.2 Comportement hors des conditions optimales

Nous avons pu observer plusieurs types d'instabilités lors de l'établissement du DPCM :

- Une partie d'entre elles est due au mauvais recouvrement des faisceaux, horizontalement ou verticalement.
- Une autre partie des instabilités est liée au choix des angles, comme le montre l'étude dans le cas d'un fanning du faisceau 2 situé entre deux directions successives du faisceau large 1. Dans ce cas, les Figures 5.54 et 5.55 montrent une "hésitation" entre deux directions au moins, correspondant à deux couples de courbes des rendements. Durant cette phase, le DPCM doit faire le choix d'une direction de fanning pour fonctionner.
- Enfin, l'existence de conjuguées pour des faisceaux qui théoriquement ne se recouvrent pas du tout est liée pour une partie au moins à l'existence de conjugaison autopompée, comme représenté Figure 5.14.

### 5.7.3 Conclusion

Nous avons basé toute cette étude sur le modèle de DPCM (considéré comme un oscillateur) présenté au Chapitre 3. Ce modèle, dérivé de celui de Ewbank *et al.* [46], fait l'hypothèse de deux zones de FWM reliées par une direction de fanning commune. Les résultats obtenus ici montrent une amélioration de la stabilité et du rendement du DPCM lorsqu'on fait en sorte que les faisceaux incidents partagent la même direction de fanning. Il semble donc que le modèle convienne pour décrire le DPCM fonctionnant avec les conditions expérimentales que nous avons choisies.

Le modèle de fanning développé au Chapitre 4 qui permet le choix judicieux des directions des faisceaux incidents afin de garantir la colinéarité des fannings a été confirmé par les expériences précédentes de DPCM.

L'amélioration du fonctionnement du DPCM est particulièrement remarquable dans le cas des directions de fanning concordantes égale à la direction de fanning

du premier ordre, telle que nous l'avons définie Chapitre 4. Cependant, un ordre supérieur a également été utilisé et il a été montré que la stabilisation du DPCM est également possible dans ces conditions. On retrouve une évolution des comportement qui rappelle celle du fanning lorsqu'on change d'ordre, avec une augmentation du temps de réaction du dispositif et une diminution des rendements.

Le meilleur résultat est obtenu en faisceaux fins dans le cristal non dopé. Dans ce cas, nous sommes parvenus à obtenir un DPCM de très bonne qualité, caractérisé par une bonne stabilité, un temps de réponse voisin de 10 s et des rendements de  $r_1 = 33.2 \%$  et  $r_2 = 27.9 \%$  pour des puissances incidentes de  $10 \mu W$ . Ce résultat pour une si faible puissance est de bon augure en vue d'une éventuelle application du DPCM au gyroscope à fibre optique.

# Chapitre 6

## Conclusion

### 6.1 Principaux résultats obtenus

Nous avons montré dans ce qui précède que l'on peut améliorer sensiblement le fonctionnement du DPCM de façon totalement prévisible en ajustant les angles d'incidence des deux faisceaux incidents de telle sorte qu'ils partagent la même direction de fanning.

Ceci a été rendu possible par la mise au point d'un modèle simplifié de fanning qui permet le calcul des directions susceptibles de porter la plus grande part de l'énergie issue du beam fanning. Le modèle que nous avons présenté tient compte de la largeur du faisceau considéré, et justifie le changement de comportement du fanning au dessus d'une largeur critique que nous calculons. L'évolution temporelle des intensités issues du fanning est également modélisée avec un résultat concluant.

Le modèle de fanning est validé non seulement par la comparaison avec les résultats expérimentaux mais encore par son utilisation dans les essais d'optimisation de la double conjugaison de phase. Nous avons obtenu des résultats en parfait accord avec les prévisions qui avaient été faites à l'aide de notre modélisation du fanning.

Une configuration optimale de DPCM a pu être prévue et testée avec succès dans deux cristaux de  $\text{BaTiO}_3$  de dopages différents, ce qui est nouveau dans ce domaine. Nous avons montré que la meilleure stabilité est obtenue au point où le rendement est le meilleur et le temps d'établissement le plus court.

## 6.2 Axes de recherche ouverts pour l'avenir

Le modèle de beam fanning que nous avons développé et qui est la clef de voûte de ce travail est valable dans des conditions bien définies : dans un cristal de  $\text{BaTiO}_3$ , et pour les faces d'entrée orthogonales à l'axe du cristal. Ces hypothèses autorisent des simplifications spécifiques du cas considéré. Il pourrait être intéressant d'effectuer le même type de calcul dans le cas d'un cristal de nature différente, pour d'autres faces d'entrée ou encore pour des plages d'angles autorisées par une taille différente du cristal.

Cette généralisation aggrandira le champ d'application du modèle et rendra possible la prévision de la meilleure configuration possible de double conjugaison de phase en termes de rendement pour un cristal et une longueur d'onde donnés. Il sera alors possible selon le type d'application envisagée de choisir de façon certaine le meilleur mode de double conjugaison sans avoir à en passer par la phase longue et fastidieuse de pré-étude et de test systématique expérimental de tous les angles d'incidence pour chaque faisceau. Il deviendra alors possible de suggérer des angles de taille du cristal rendant réalisable la configuration optimale ainsi calculée, tout en s'assurant que les deux faisceaux incidents font les angles de Brewster avec les faces d'entrée. Rappelons que cette dernière condition élimine une partie des causes d'instabilités en prévenant la réflexion et l'oscillation des faisceaux conjugués sur les faces du cristal, puisque pour cet angle d'incidence (et en polarisation extraordinaire qui est celle utilisée pour la conjugaison de phase), l'intensité incidente (et donc aussi conjuguée) est totalement transmise à l'interface entre le cristal et l'air.

Mais le modèle de fanning proposé ici peut également donner l'occasion d'améliorer le fonctionnement du miroir "cat" autopompé. Ce dernier peut, on l'a vu, être considéré comme un cas particulier du miroir à double conjugaison de phase avec les deux faisceaux incidents confondus et cohérents. Dans le cas décrit par Feinberg [24], ces faisceaux confondus génèrent du fanning dans la même direction et les réflexions ont lieu sur deux faces perpendiculaires. Le choix de l'angle de Brewster pour le faisceau incident stabilise donc le "cat". Avec le modèle que nous venons de proposer, il sera également possible de calculer la meilleure découpe du cristal afin

que l'angle de Brewster soit également celui correspondant au meilleur rendement de conjugaison.

# Bibliographie

- [1] R. A. Fisher. *Optical Phase Conjugation*. Quantum Electronics - Principles and Applications. Academic Press, Inc., Los Alamos National Laboratory, Los Alamos, New Mexico, 1983.
- [2] A. Ashkin, G.D. Boyd, J.M. Dziedzic, R.G. Smith, A.A. Ballman, J.J. Levinstein, and K. Nassau. Optically-induced refractive index inhomogeneities in  $\text{LiNbO}_3$  and  $\text{LiTaO}_3$ . *Appl. Phys. Lett.*, 9(1):72, July 1966.
- [3] A. Yariv and P. Yeh. *Optical waves in crystals. Propagation and control of laser radiation*. Wiley series in pure and applied optics. Wiley-Interscience, Stanford University, 1984.
- [4] P. Gunter and J.P. Huignard. *Photorefractive Materials and Their Applications*, volume 61 and 62. Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, 1988.
- [5] P. Yeh. *Introduction to photorefractive nonlinear optics*. Wiley series in pure and applied optics. Wiley-Interscience, Stanford University, 1993.
- [6] P. Gunter. *Nonlinear optical effects and materials*, volume 72 of *Springer series in optical sciences*. Springer Verlag, 2000.
- [7] N.V. Kukhtarev, V.B. Markov, S.G. Odoulov, M.S. Soskin, and V.L. Vinetskii. Holographic storage in electrooptic crystals. I. steady state. *Ferroelectrics*, 22:949, 1979.
- [8] P. Tayebati and D. Mahgerefteh. Theory of the photorefractive effect for  $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$  and  $\text{BaTiO}_3$  with shallow traps. *J. Opt. Soc. Am. B*, 8(5):1053, May 1991.
- [9] M.B. Klein and G.C. Valley. Characteristics of  $\text{BaTiO}_3$  for electro-optic devices. *SPIE Advances in Materials for Active Optics*, 567:116, 1985.



- [10] P.G. Schunemann, D.A. Temple, R.S. Hathcock, H.L. Tuller, H.P. Jenssen, D.R. Gabble, and C. Warde. Role of iron centers in the photorefractive effect in barium titanate. *J. Opt. Soc. Am. B*, 5(8):1685, August 1988.
- [11] R.S. Hathcock, D.A. Temple, and C. Warde. Photorefractive properties of BaTiO<sub>3</sub>:Cr. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, QE-23(12):2122, December 1987.
- [12] D. Rytz, TR.R. Stephens, B.A. Wechsler, M.S. Keirstead, and T.M. Baer. Efficient self-pumped phase conjugation at near-infrared wavelengths using cobalt-doped BaTiO<sub>3</sub>. *Opt. Lett.*, 15(22):1279, November 1990.
- [13] D. Rytz, B.A. Wechsler, M.H. Garrett, C.C. Nelson, and R.N. Schwartz. Photorefractive properties of BaTiO<sub>3</sub>:Co. *J. Opt. Soc. Am. B*, 7(12):2245, December 1990.
- [14] M. Kaczmarek, G.W. Ross, P.M. Jeffrey, R.W. Eason, P. Hribek, M.J. Damzen, R. Ramos-Garcia, R. Troth, M.H. Garrett, and D. Rytz. Dual wavelength characterisation of shallow traps in 'blue' BaTiO<sub>3</sub>. *Opt. Mat.*, (4):158, January 1995.
- [15] M. Kaczmarek, P. Hribek, and R.W. Eason. Near-infrared incoherent coupling and photorefractive response time of 'blue' Rh:BaTiO<sub>3</sub>. *Opt. Comm.*, (136):277, March 1997.
- [16] S.X. Dou, Y. Ding, H.J. Eichler, Y. Zhu, and P.X. Ye. Temperature-dependent photorefractive properties of a Ce-doped BaTiO<sub>3</sub> crystal. *SPIE*, 2896:78, 1996.
- [17] H. Song, S.X. Dou, M. Chi, Y. Zhu, and P. Ye. Studies of impurity levels in Rh-doped and Ce-doped photorefractive BaTiO<sub>3</sub>. *Appl. Phys. B*, 70:543, February 1999.
- [18] G.W. Ross and R.W. Eason. Highly efficient self-pumped phase conjugation at near-infrared wavelengths by using nominally undoped BaTiO<sub>3</sub>. *Opt. Lett.*, 17(16):1104, May 1992.
- [19] M. Cronin-Golomb, B. Fisher, J.O. White, and A. Yariv. Theory and applications of four-wave mixing in photorefractive media. *IEEE J. Quantum Electron.*, QE-20(1):12, January 1984.

- [20] M. Cronin-Golomb, J. O. White, and A. Yariv. Exact solution of a nonlinear model of four-wave mixing and phase conjugation. *Opt. Lett.*, 7(7):313, July 1982.
- [21] C. Mailhan, M. Goetz, N. Fressengeas, and G. Kugel. Insight into a new geometrical approach of beam-fanning in BaTiO<sub>3</sub>. *J. Opt. Soc. Am. B*, 2001. To be published.
- [22] C. Mailhan, M. Goetz, N. Fressengeas, and G. Kugel. New approach of beam fanning in BaTiO<sub>3</sub> to improve a dpcm. *Ferroelectrics*, ECAPD-5. To be published.
- [23] J. Feinberg. Asymmetric self-defocusing of an optical beam from the photorefractive effect. *J. Opt. Soc. Am.*, 72:46, 1982.
- [24] J. Feinberg. Self-pumped, continuous-wave conjugator using internal reflexion. *Opt. Lett.*, 7(10):486, 1982.
- [25] G. Salamo, M.J. Miller, W.W. Clark III and G.L. Wood, and E.J. Sharp. Strontium barium niobate as a self-pumped phase conjugator. *Opt. Comm.*, 59(5,6):417, October 1986.
- [26] K.R. MacDonald and J. Feinberg. Theory of a self-pumped phase conjugator with two coupled interaction regions. *J. Opt.Soc. Am.*, 73(5):548, May 1983.
- [27] J. F. Lam. Origin of phase conjugate waves in self-pumped photorefractive mirrors. *Appl. Phys. Lett.*, 46(10):909, May 1985.
- [28] P. Gunter, E. Voit, and M.Z. Zha. Self-pulsation and optical chaos in self-pumped photorefractive BaTiO<sub>3</sub>. *Opt. Comm.*, 55(3):210, September 1985.
- [29] A.M.C. Smout, R.W. Eason, and M.C. Gower. Regular oscillations and self-pulsating in self-pumped BaTiO<sub>3</sub>. *Opt. Comm.*, 59(1):77, August 1986.
- [30] D.J. Gauthier, P. Narum, and R.W. Boyd. Observation of deterministic chaos in a phase-conjugate mirror. *Phys. Rev. Lett.*, 58(16):1640, April 1987.
- [31] G.J. Dunning, D.M. Pepper, and M.B. Klein. Control of self-pumped phase-conjugate reflectivity using incoherent erasure. *Opt. Lett.*, 15(2):99, January 1990.

- [32] C. Denz, T. Rauch, and T. Tschudi. Analysis of irregular and chaotic fluctuations in a self pumped BaTiO<sub>3</sub> phase-conjugate mirror. In *Optical Interconnections and Networks*, volume 1281, page 213. SPIE, 1990.
- [33] T. Rauch, C. Denz, and T. Tschudi. Analysis of irregular fluctuations in a self-pumped BaTiO<sub>3</sub> phase-conjugate mirror. *Opt. Comm.*, 88:160, 1992.
- [34] M.C. Gower and P. Hribek. Mechanisms for internally self-pumped phase-conjugate emission from BaTiO<sub>3</sub> crystals. *J. Opt. Soc. Am. B*, 5(8):1750, August 1988.
- [35] S. Itoh, Y. Uesu, N. Oh-hori, and S. Odoulov. Reduction of the specular reflectivity from feinberg's cat conjugator operating in auto-oscillation mode. *Appl. Phys. B*, 68:953, March 1999.
- [36] S. Weiss, S. Sternklar, and B. Fischer. Double phase-conjugate mirror: analysis, demonstration, and applications. *Opt. Lett.*, 12(2):114, February 1987.
- [37] S. Sternklar, S. Weiss, M. Segev, and B. Fischer. Beam coupling and locking of lasers using photorefractive four-wave mixing. *Opt. Lett.*, 11(8):528, August 1986.
- [38] A.M.C. Smout and R.W. Eason. Analysis of mutually incoherent beam coupling in BaTiO<sub>3</sub>. *Opt. Lett.*, 12(7):498, July 1987.
- [39] M.D. Ewbank. Mechanism for photorefractive phase conjugation using incoherent beams. *Opt. Lett.*, 13(1):47, January 1988.
- [40] P. Yeh, T.Y. Chang, and M.D. Ewbank. Model for mutually pumped phase conjugation. *J. Opt. Soc. Am. B*, 5(8):1743, August 1988.
- [41] E.J. Sharp, W.W. Clark III, M.J. Miller, G.L. Wood, B. Monson, G.J. Salamo, and R.R. Neurgaonkar. Double phase conjugation in tungsten bronze crystals. *Appl. Opt.*, 29(6):743, February 1990.
- [42] Q.B. He, P. Yeh, C. Gu, and R.R. Neurgaonkar. Multigrating competition effects in photorefractive mutually pumped phase conjugation. *J. Opt. Soc. Am. B*, 9(1):114, January 1992.
- [43] S.W. James, K.E. Youden, P.M. Jeffrey, R.W. Eason, P.J. Chandler, L. Zhang, and P.D. Townsend. Waveguide mutually pumped phase conjugator. *Appl.*

- Opt.*, 32(27):5299, September 1993.
- [44] S.W. James, K.E. Youden, P.M. Jeffrey, R.W. Eason, P.J. Chandler, L. Zhang, and P.D. Townsend. BaTiO<sub>3</sub> waveguide self-pumped phase conjugator. *Opt. Lett.*, 18(14):1138, July 1993.
- [45] D. Wang, Z. Zhang, Y. Zhu, S. Zhang, and P. Ye. Observations on the coupling channel of two mutually incoherent beams without internal reflexion in BaTiO<sub>3</sub>. *Opt. Comm.*, 73(6):495, November 1989.
- [46] M.D. Ewbank, R.A. Vazquez, R.R. Neurgaonkar, and J. Feinberg. Mutually pumped phase conjugation in photorefractive strontium barium niobate: theory and experiment. *J. Opt. Soc. Am. B*, 7(12):2306, December 1990.
- [47] J. Zhang, S.X. Dou, H. Gao, Y. Zhu, and P. Ye. Plate-formed mutually pumped phase conjugator. *Opt. Lett.*, 20(9):985, May 1995.
- [48] H. Wang N. Yoshikawa, s. Yoshikado, and T. Aruga. Mutually pumped phase conjugator with a rainbow configuration in BaTiO<sub>3</sub>:Ce crystal using nanosecond pulses. *Opt. Lett.*, 21(8):561, April 1996.
- [49] C.C. Chang and D.R. Selviah. High-efficiency laser coupling in BaTiO<sub>3</sub> mutually pumped phase-conjugate mirror using novel configuration. *SPIE*, 2998:323, 1997.
- [50] C.C. Chang and D.R. Selviah. Mutually pumped phase-conjugate mirror: fish-head configuration. *Opt. Lett.*, 20(7):677, April 1995.
- [51] N. Wolffer. *Etude de la physique du double miroir à conjugaison de phase dans les milieux photorefractifs application aux télécommunications*, Juin 1997. Mémoire d'habilitation à diriger la recherche.
- [52] B. Fischer, S. Sternklar, and S. Weiss. Photorefractive oscillators. *IEEE J. Quantum Electron.*, 25(3):550, March 1989.
- [53] V.V. Eliseev, V.T. Tikhonchuk, and A.A. Zozulya. Double phase-conjugate mirror: two-dimensional analysis. *J. Opt. Soc. Am. B*, 8(12):2497, December 1991.
- [54] K.D. SHaw. Double phase-conjugate mirror: to oscillate, or not to oscillate. *Opt. Lett.*, 20(15):1610, August 1995.

- [55] A.A. Zozulya, M. Saffman, and D.Z. Anderson. Double phase-conjugate mirror: convection and diffraction. *J. Opt. Soc. Am. B*, 12(2):255, February 1995.
- [56] I. Geri and C. Özkul. Conjugation fidelity of double phase-conjugate mirrors in photorefractive materials with two-center transport. *Opt. Lett.*, 21(21):1741, November 1996.
- [57] B. Fischer, S. Weiss, and S. Sternklar. Spatial light modulation and filtering effects in photorefractive wave mixing. *Appl. Phys. Lett.*, 50(9):483, March 1987.
- [58] N. Wolffer, Ph. Gravey, and V. Roger. Thresholding of two facing double phase conjugate mirror and semilinear phase conjugate mirror with fanning in BTO. *Opt. Comm.*, 89:380, May 1992.
- [59] M.P. Petrov, S.L. Sochava, and S.I. Stepanov. Double phase-conjugate mirror using a photorefractive  $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$  crystal. *Opt. Lett.*, 14(5):284–286, March 1989.
- [60] I. McMichael, P. Beckwith, and P. Yeh. Phase-conjugate multimode gyro. *Opt. Lett.*, 12(12):1023, December 1987.
- [61] M. Segev, B. Crosignani, and A. Yariv. Spatial solitons in photorefractive media. *Phys. Rev. Lett.*, 68:923, 1992.
- [62] N. Fressengeas, J. Maufoy, and G. Kugel. Temporal behavior of photorefractive bright spatial solitons. *Phys. Rev. E*, 54:6866, 1996.
- [63] R. Magnusson and T.K. Gaylord. Laser scattering induced holograms in lithium niobate. *Appl. Opt.*, 13:1545, 1974.
- [64] E.M. Avakyan, S.A. Alaverdyan, K.G. Belabaev, V.Kh. Sarkisov, and K.M. Turmanyanyan. Characteristics of the induced optical inhomogeneities of  $\text{LiNbO}_3$  crystals doped with iron ions. *Sov. Phys. Solid State*, 20:1401, 1978.
- [65] V.V. Voronov, I.R. Dorosh, Tu.S. Kuz'minov, and N.V. Tkachenko. Photoinduced light scattering in cerium-doped barium strontium niobate crystals. *Sov. J. Quantum Electron.*, 10(11):1346, November 1980.
- [66] P.P. Banerjee and R.M. Misra. Dependence of photorefractive beam fanning on beam parameters. *Opt. Comm.*, 100:166, 1993.

- [67] M. Segev, Y. Ophir, and B. Fischer. Nonlinear multi two-wave mixing, the fanning process and its bleaching in photorefractive media. *Opt. Comm.*, 77(2,3):265, June 1990.
- [68] Y.H. Hong, P. Xie, J.H. Dai, Y. Zhu, H.G. Yang, and H.J. Zhang. Fanning effect in photorefractive crystals. *Opt. Lett.*, 18(10):772, May 1993.
- [69] M. Segev, D. Engin, A. Yariv, and G.C. Valley. Temporal evolution of fanning in photorefractive materials. *Opt.Lett.*, 18(12):956, 1993.
- [70] G. Montemezzani, A.A. Zozulya, L. Czaia, D.Z. Anderson, M. Zgonik, and P. Günter. Origin of the lobe structure in photorefractive beam fanning. *Phys.Rev.A*, 52:1791, 1995.
- [71] A.A. Zozulya and D.Z. Anderson. Spatial structure of light and a nonlinear refractive index generated by fanning in photorefractive media. *Phys. Rev. A*, 52(1):878, 1995.
- [72] A.A. Kamshilin, V.V. Prokoviev, and T. Jaaskelainen. Beam fanning and double phase conjugation in a fiber-like photorefractive sample. *IEEE J. Quantum Electron.*, 31(9):1642, September 1995.
- [73] M.H. Garrett, J.Y. Chang, H.P. Jenssen, and C. Warde. 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*, 9:1407, 1992.
- [74] R.S. Cudney, R.M. Pierce, G.D. Bacher, and J. Feinberg. Absorption gratings in photorefractive crystals with multiple levels. *J. Opt. Soc. Am. B*, 8(6):1326, June 1991.