

Correction de fronts d'onde de faisceaux lasers impulsionnels par mélange d'ondes photoréfractif.

Loic Mager

▶ **To cite this version:**

Loic Mager. Correction de fronts d'onde de faisceaux lasers impulsionnels par mélange d'ondes photoréfractif.. Optique [physics.optics]. Université Paris-Nord - Paris XIII, 1994. Français. NNT : . pastel-00716165

HAL Id: pastel-00716165
https://pastel.hal.science/pastel-00716165

Submitted on 10 Jul 2012

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.

N° d'Ordre :

UNIVERSITÉ DE PARIS-SUD

CENTRE D'ORSAY

THÈSE

présentée pour obtenir

LE GRADE DE DOCTEUR
EN SCIENCES PHYSIQUES

PAR

Loïc MAGER

Correction de fronts d'onde de faisceaux lasers impulsionnels par mélange d'ondes photoréfractif.

soutenance prévue le 10 Novembre 1994 devant la commission d'examen

MM. C. IMBERT
J.P. HUIGNARD
P. JULLIEN
G. KUGEL
G. ROOSEN
D. RYTZ
T. TSCHUDI

Table des matières

INTRODUCTION 1

CHAPITRE I - Présentation de l'étude 7

I.A. Objet de l'étude 9
I.B. Mise dans le contexte 10
I.B.1. Distorsions introduites par les amplificateurs lasers solides. 10
I.B.1.a. Biréfringence induite 10
I.B.1.b. Lentilles thermiques 12
I.B.2. Le mélange à deux ondes 12
I.B.3. La conjugaison de phase 13
I.B.4. Conclusion 14
I.C. Avantages pour des matériaux photoréfractifs 15

CHAPITRE II - Matériaux photoréfractifs 17

II.A. Définition de l'effet photoréfractif 19
II.B. Choix du matériau 20
II.B.1. Critères de sélection 20
II.B.2. Le Niobate de Lithium (LiNbO3) 21
II.B.3. Le Titanate de Baryum (BaTiO3) 22
II.B.4. Le Niobate de Strontium et de Baryum SBN 23
II.B.5. Conclusion 24
II.C. Effet photoréfractif dans le titanate de baryum 24
II.C.1 Établissement du champ de charge d'espace 24
II.C.2 L'effet électro-optique 30
II.D. Effet photoréfractif dans le titanate de baryum 32

II.D.1. Le champ de charge d'espace 32
II.D.1.a. Origine du champ de charge d'espace 32
II.D.1.b. Calcul de la variation de ESC dans le titanate de baryum 33
II.D.1.c. Variation du champ de charge d'espace avec l'intensité 34
II.D.2.Effet électro-optique 36
II.D.2.a. Cristal de titanate de baryum et origine de l'effet électro-optique .. 36
II.D.2.b. Calcul de l'effet électro-optique dans le BaTiO3 37
II.E. Conclusion 39

CHAPITRE III - Le nettoyage de faisceaux 41

III.A. Introduction 43
III.B. Le mélange à deux ondes 43
III.B.1. Équations du mélange à deux ondes 43
III.B.2. Mesure des paramètres du cristal 47
III.B.3. Optimisation du gain 49
III.B.4. Influence de l'intensité lumineuse sur le gain 50
III.B.5. Influence de la longueur de cohérence sur le gain 50
III.B.5.a. Description théorique 52
III.B.5.b. Résultats expérimentaux 56
III.B.6. Variation de l'amplification avec le rapport pompe/signal 58
III.C. Mesure de la correction de lentilles 60
III.C.1. Dispositif expérimental 61
III.C.2. Méthode de mesure de la qualité de l'amplification. 63
III.C.3. Résultats expérimentaux 66
III.C.4. Mesure avec un cristal coupé suivant les axes cristallographiques. ... 66
III.C.4.a. Validation de la correction à faible intensité 66
III.C.4.b. Validation de la correction à forte intensité 68
III.C.5. Mesure avec un cristal coupé à 45° 70
III.D. Conclusion 72

CHAPITRE IV - Conjugaison de Phase 75

IV.A. Introduction 77
IV.B. Définition de la conjugaison de phase 77
IV.C. Conjugaison de phase par mélange à quatre ondes. 80
IV.C.1. Équations du mélange à quatre ondes 81
IV.C.2. Conjugaison de phase et accord de phase 84
IV.C.3. Réflectivité d'un miroir à conjugaison de phase 86

IV.D. Miroirs à conjugaison de phase auto-pompés 86
IV.D.1. La cavité linéaire fermée 87
IV.D.2. L'oscillateur à boucle de réaction (OBR) 88
IV.D.3. Le miroir à réflexions internes 90
IV.E. Étude de l'oscillateur à boucle de réaction 92
IV.E.1. Nécessité de l'étude 92
IV.E.2. Équations générales de l'OBR. 93
IV.E.2.a. Étude de l'OBR à cavité simple. 94
IV.E.2.b. Établissement de la conjugaison de phase dans l'OBR 98
IV.E.3. Sélection de la conjugaison de phase 103
IV.E.3.a. Sélection de la conjugaison de phase par la rotation de 90° 103
IV.E.3.b. Sélection par le grandissement 107
IV.F. Effet de la cohérence dans l'OBR 114
IV.G. Application de la conjugaison de phase à la correction de fronts d'onde en régime impulsionnel. 117
IV.G.1. Description de la mesure 117
IV.G.2. Résultats pour la cavité sans retournement d'image 118
IV.G.3. Résultats pour la cavité avec retournement d'image 119
IV.H. Conclusion sur la conjugaison de phase 123

CHAPITRE V - Comparaison 125

V.A. Introduction 127
V.B. Les amplificateurs lasers solides 127
V.B.1. Modèle de l'amplificateur 128
V.B.2. Distorsions introduites par l'amplificateur 130
V.B.2. a. Modification du profil d'intensité 130
V.B.2. b. Modification du profil temporel 131
V.B.3. Avantages et inconvénients du dispositif de correction par mélange à deux ondes 132
V.B.4. Avantages et inconvénients du dispositif d'amplification à conjugaison de phase 135
V.C. Conclusion 139

CONCLUSION 141

RÉFÉRENCES 147

Remerciements

Je tiens à remercier ici Monsieur Gérald Roosen pour m'avoir accueilli au sein de son groupe de recherche et pour la confiance et sa disponibilité dont il a fait preuve tout au long de ces trois années.

Je remercie aussi Monsieur Gilles Pauliat pour sa constante disponibilité et les conseils prodigués au cours de cette étude.

Je remercie Monsieur Jean Michel Cohen-Jonathan pour l'aide toujours précieuse qu'il a su m'apporter.

Je veux exprimer ma gratitude à Monsieur Daniel Rytz car sans les cristaux qu'il a bien voulu mettre à notre disposition cette étude n'aurait pas pu se faire et les résultats obtenus n'auraient pas été aussi prometteurs quant aux applications.

Je remercie Monsieur Christian Imbert d'avoir accepté de présider la commission d'examen.

Je remercie Messieurs Jean-Pierre Huignard, Théo Tschudi d'avoir bien voulu faire partie des membres du jury, ainsi que Messieurs Pierre Jullien et Godefroy Kugel pour avoir accepté d'examiner mon travail en tant que rapporteur et pour l'avoir fait avec tant d'intérêt et de célérité.

Je remercie la Direction des Recherches Études et Techniques pour l'intérêt dont elle a fait preuve pour ce travail et pour son soutien financier.

J'adresse un grand merci à Mesdemoiselles Clara Alves et Sophie Hosotte et Messieurs Philippe Delaye, Tigran Galstyan, Emmanuel Leduc, Laurent Labrunie, Olivier Daniel, Phannara Aing, Louis-Anne de Montmorillon et Christophe Lacquarnoy pour leur soutient, leur bonne humeur, leurs dispositions à prêter du matériel et leur grande aptitude à me supporter.

Enfin, ma reconnaissance va à tous les membres de l'I.O.T.A. qui ont de près ou de loin collaboré à ce travail et qui ont permis sa réalisation dans de bonnes conditions.

INTRODUCTION

La réalisation d'une source laser dont on puisse faire varier le taux de répétition et l'énergie par impulsion est attrayante pour un grand nombre d'applications (usinage, holographie, ...). Cependant, la variation du régime d'utilisation entraîne une détérioration de la qualité du mode du faisceau. Ces déformations du front d'onde sont principalement dues aux variations des caractéristiques optiques du milieu amplificateur avec le régime d'utilisation. Il faut donc corriger ces distorsions de phase et le faire de façon dynamique.

Dans le cadre de cette thèse nous avons cherché à démontrer que l'on pouvait réaliser la correction dynamique des aberrations par l'utilisation du mélange d'ondes dans un cristal photoréfractif. Nous avons en particulier choisi d'étudier deux dispositifs différents. Le premier étant basé sur le mélange à deux ondes, le deuxième sur la conjugaison de phase.

Avant de passer à l'étude de l'un ou l'autre de ces dispositifs, nous avons cherché à déterminer le matériau le mieux adapté. Après avoir écarté le niobate de lithium, notre choix s'est porté sur le titanate de baryum. A cette époque, on connaissait surtout les propriétés photoréfractives importantes du titanate de baryum dans le visible. Nous avons donc choisi de faire toute nos démonstrations à 532 nm, sachant qu'il existait des procédés de sensibilisation des cristaux à des longueurs d'onde plus élevées.

Depuis, la synthèse des cristaux a connu de nouveaux développements et maintenant des cristaux de titanate de baryum présentant un effet photoréfractif important dans le proche infrarouge sont disponibles. On enregistre des effets importants notamment à 1,06 µm, la longueur d'onde du Nd:YAG. Nous disposons donc à l'heure actuelle du matériau photoréfractif présentant la sensibilité dans le domaine spectral qui nous intéresse.

Le premier dispositif que nous avons étudié est basé sur le mélange à deux ondes dans un cristal photoréfractif. Nous avons montré qu'il est possible par cette technique, de transférer de l'énergie d'un faisceau, même distordu, vers un autre faisceau sans qu'il y ait de détérioration du front d'onde du faisceau amplifié. Le deuxième dispositif est basé sur la conjugaison de phase. Dans ce cas, on utilise les propriétés d'un faisceau conjugué en phase pour compenser les aberrations introduites par des aberrateurs de phase. Nous avons démontré que l'effet photoréfractif permettait la réalisation d'un tel dispositif.

Les résultats de ces études sont présentés dans ce manuscrit qui est organisé de la façon suivante.

Le premier chapitre est un chapitre d'introduction donnant un bref aperçu des déformations introduites par un amplificateur laser sur un faisceau le traversant. On y présente les schémas de principe des sources lasers avec amplification sans distorsion telles qu'elles pourraient être réalisées une fois tous les problèmes résolus. Enfin. les autres non linéarités pouvant être utilisées pour la réalisation des dispositifs de correction sont décrites de façon sommaire et comparées à l'effet photoréfractif.

Le deuxième chapitre est consacré aux matériaux photoréfractifs. Les propriétés de différents matériaux sont décrites et les deux composantes de l'effet photoréfractif, l'effet électro-optique et la photoconductivité, sont détaillées pour le titanate de baryum. On y décrit en particulier, la variation du comportement de l'effet photoréfractif en fonction de la densité de puissance du faisceau lumineux.

Le troisième chapitre est consacré à la démonstration du principe d'amplification sans introduction de distorsion par mélange à deux ondes. On commence par décrire le mécanisme de couplage d'ondes dans un cristal photoréfractif et tous les facteurs pouvant provoquer une baisse de la valeur ou une altération de la qualité de l'amplification. Enfin, ce chapitre contient les résultats des expériences d'amplification faites en régime pulsé dans différentes conditions.

Le quatrième chapitre est consacré à la conjugaison de phase. Une première partie précise les notions de conjugaison de phase qui sont utilisées. Puis la description de la conjugaison de phase par mélange à quatre ondes est faite dans le cas des cristaux photoréfractifs. Suit l'exposé de quelques exemples de miroirs à conjugaison de phase auto pompés dont celui que nous avons choisi d'étudier et de réaliser plus particulièrement : l'oscillateur à boucle de réaction. On montre quelles améliorations ont été apportées au principe de base de ce miroir à conjugaison de phase afin d'en accroître les performances et d'obtenir une onde réellement conjuguée en phase. Ce chapitre se termine sur les résultats expérimentaux obtenus pour les expériences des corrections d'aberrations effectuées en régime impulsionnel.

Le cinquième et dernier chapitre est une comparaison des deux dispositifs d'amplification, décrits dans le chapitre I. On y détaille les performances attendues ainsi que les avantages et les inconvénients propres aux deux dispositifs à la lumière des résultats obtenus au cours de toute cette étude.

CHAPITRE I

Présentation de l'étude

I.A. Objet de l'étude

À l'heure actuelle, l'effet photoréfractif est assez bien compris et dominé pour envisager son application. Il existe en particulier un problème bien adapté aux possibilités des matériaux photoréfractifs : la correction dynamique des fronts d'onde. L'utilisation des matériaux photoréfractifs peut en effet permettre de compenser les déformations du front d'onde d'un faisceau laser alors qu'il traverse un milieu aberrant. C'est en particulier le cas pour les faisceaux traversant un amplificateur laser solide. Dans ces milieux, des variations d'indice dues à un échauffement non uniforme modifient le front d'onde du faisceau amplifié. Dans le cas des barreaux cylindriques, ces variations d'indice introduisent des modifications du front d'onde semblables à celles introduites par une lentille, on parle alors de lentille thermique. Il existe déjà plusieurs possibilités pour compenser ces lentilles thermiques dont certaines utilisent des matériaux non linéaires. Depuis quelques mois, un laser utilisant un tel dispositif de compensation est disponible commercialement. Ce dispositif est basé sur la conjugaison de phase obtenue par effet Brillouin stimulé. Dans ce cadre d'applications, les matériaux photoréfractifs sont à même d'apporter certaines améliorations et de s'appliquer à une plus grande variété de sources. L'effet photoréfractif est utilisable pour une gamme de lasers variant continûment des lasers continus aux lasers délivrant des impulsions de quelques picosecondes. Comme l'effet photoréfractif n'est pas un effet résonnant, il est aussi utilisable sur toute la longueur du spectre allant du visible au proche infrarouge.

L'objet de cette étude est de valider le principe de deux dispositifs utilisant un matériau photoréfractif qui permettent d'amplifier un faisceau laser sans introduire de distorsion. L'oscillateur étant considéré comme réalisé et émettant une onde limitée par diffraction, notre travail porte sur l'étude de l'amplificateur pour des lasers impulsionnels délivrant des impulsions de l'ordre de la dizaine de nanosecondes du type Nd:YAG déclenché.

I.B. Mise dans le contexte

I.B.1. Distorsions introduites par les amplificateurs lasers solides.

Les deux défauts d'un amplificateur laser solide, sources de distorsions, sont la biréfringence induite et la lentille thermique [r I-1]. La biréfringence induite modifie la polarisation du faisceau amplifié. Cependant elle peut être corrigée de façon efficace par des moyens classiques que nous expliquerons brièvement. Nous nous intéresserons donc plus particulièrement au moyen de corriger de façon dynamique la lentille thermique.

I.B.1.a. Biréfringence induite

Considérons un barreau cylindrique comme milieu amplificateur. Le pompage optique de ce barreau par des lampes flashes s'accompagne d'un échauffement. La chaleur ne pouvant s'évacuer qu'à la périphérie du barreau, il va y avoir établissement d'un gradient de température dans le barreau. La forme du barreau conditionne la symétrie cylindrique du gradient de température. Il introduit des contraintes mécaniques dues à la différence de la dilatation entre la partie centrale et la partie périphérique. Ces contraintes mécaniques vont, par effet photoélastique, induire de la biréfringence. Dans un barreau, localement l'ellipsoïde des indices suit la géométrie du barreau. Ses axes sont orientés suivant la direction tangentielle n_θ et la direction radiale n_ρ (figure [f I-1]).

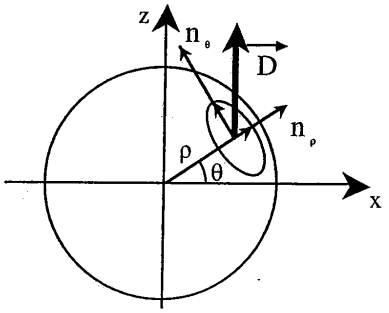


Figure [f I-1] : Schéma de la biréfringence induite
Le cercle représente la section du barreau. Le faisceau se propage dans la dirrection perpendiculaire au plan de la figure

La figure ci-dessus montre une section du barreau. ρ et θ sont les coordonnées d'espace dans le système cylindrique. Les contraintes mécaniques induisent des variations d'indices qui modifient localement l'ellipsoïde des indices. Si la polarisation $\vec{D}$ de l'onde n'est pas suivant l'un des axes propres de l'ellipsoïde local, il y a modification de la polarisation de l'onde. Une onde polarisée de façon rectiligne, ne peut pas remplir cette condition en chaque point du barreau. Elle est donc dépolarisée.

Cette biréfringence va donc provoquer une dépolarisation du faisceau laser. Pour éviter cette dépolarisation, une solution consiste à utiliser deux barreaux identiques (les barreaux 1 et 2, figure [f I-2]) et de tourner la polarisation du faisceau de 90° entre les deux . Pour effectuer cette rotation on utilise deux lames demi-onde dont les axes rapides font un angle de 45°. Ce système permet de réaliser la rotation de 90° de la polarisation $\vec{D}$ quelle que soit son orientation initiale. Ainsi, la dépolarisation du faisceaux induite après la traversée du premier barreau, est corrigée lors de la traversée du deuxième barreau. La correction de la dépolarisation de 80% par cette méthode a été démontrée expérimentalement [r I-2].

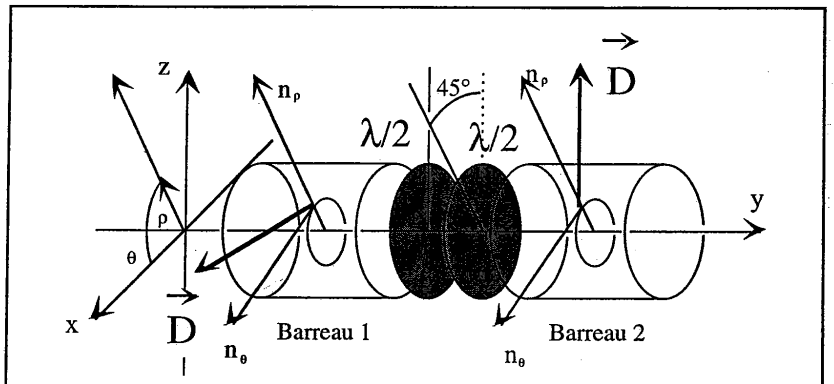


Figure [f I-2] : Correction de la biréfringence induite

Une solution similaire est d'utiliser le même barreau. On renvoie le faisceau après avoir fait tourner sa polarisation de 90° et on compense, au deuxième passage, la dépolarisation subie au premier passage [r I-3].

Pour ces deux dispositifs de correction de la biréfringence induite, il faut que les caractéristiques du faisceau ne varient pas entre deux traversées du milieu présentant cette biréfringence. Il faut en effet que le faisceau, après rotation de 90° de sa polarisation, voit

exactement la même biréfringence induite pour pouvoir la compenser. Cela rend difficile la correction pour des faisceaux de très forte divergence.

I.B.1.b. Lentilles thermiques

L'indice de réfraction du milieu amplificateur dépend aussi de la température. Ainsi la présence d'un gradient de température induit un gradient d'indice de symétrie cylindrique. Le barreau se comporte alors comme une lentille qui modifie les caractéristiques du front d'onde du faisceau amplifié . C'est cette lentille que l'on cherche à corriger. Pour cela, on peut utiliser des lentilles qui vont compenser la lentille thermique ou alors adapter la forme des extrémités du barreau [r I-1]. Mais ces méthodes sont adaptées à une lentille thermique définie et constante. Le gradient de température dépendant des conditions d'utilisation (taux de répétition, énergie de pompage), le gradient d'indice et les caractéristiques de la lentille thermique en dépendent donc aussi. Comme on veut avoir un faisceau de même qualité de front d'onde quel que soit le régime d'utilisation, il faut corriger cette lentille thermique de façon dynamique. Pour cela, différentes méthodes ont été mises en œuvre. Certaines utilisent des éléments optiques déformables [r I-4], d'autres les propriétés optiques de matériaux non linéaires en utilisant, soit le mélange à deux ondes, soit la conjugaison de phase.

I.B.2. Le mélange à deux ondes

L'interaction de deux faisceaux dans un milieu non linéaire permet, sous certaines conditions, un transfert d'énergie entre les deux faisceaux sans qu'il y ait transfert d'information. Ainsi, un faisceau de faible puissance et de front d'onde donné (signal) peut être amplifié par un faisceau de forte puissance et de front d'onde quelconque (pompe), cela sans introduire de distorsions. Ce procédé est appelé nettoyage de faisceau. Son application à la correction des lentilles thermiques peut être réalisée par le dispositif suivant (figure [f I-3]).

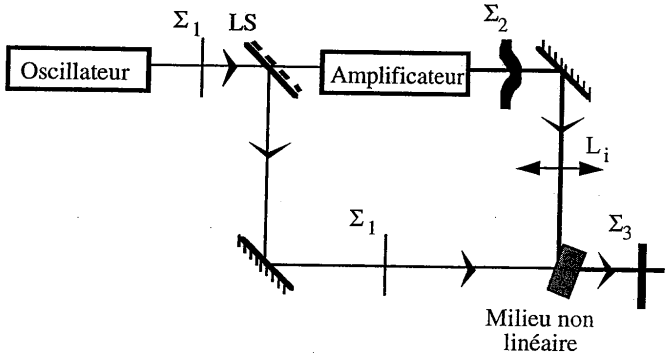


Figure [f I-3] : Dispositif d'amplification utilisant le mélange à deux ondes.

Un oscillateur laser délivre un faisceau de bonne qualité de front d'onde (Σ_1). Ce faisceau est dédoublé par la lame séparatrice LS. Une partie est directement envoyée dans le milieu non linéaire. L'autre partie est amplifiée dans un milieu solide. La lentille thermique modifie les caractéristiques de ce front d'onde (Σ_2). Le faisceau est envoyé dans le milieu non linéaire où il vient amplifier le faisceau dont la qualité du front d'onde n'a pas été modifiée. Cette amplification se faisant sans échange de phase, le front d'onde du faisceau amplifié (Σ_3) a les mêmes caractéristiques qu'à la sortie de l'oscillateur. Une lentille L_i permet de former l'image de la face de sortie du barreau dans le milieu non linéaire. Cela assure le bon recouvrement des faisceaux quelles que soient les caractéristiques du faisceaux pompe. Parmi les milieux non linéaires adaptés à ce dispositif on peut citer les milieux Brillouin et Raman [r I-5], [r I-6], les milieux à gain saturable [r I-7] et les milieux photoréfractifs [r I-8], [r I-9].

I.B.3. La conjugaison de phase

Les milieux non linéaires décrits plus hauts, permettent la réalisation d'un autre dispositif de compensation utilisant la conjugaison de phase. Plutôt que de parler de "conjugaison de phase", il est plus facile de parler de "miroir à conjugaison de phase". Ce miroir possède la propriété de réfléchir un faisceau de telle façon que le front d'onde du faisceau réfléchi reproduise fidèlement celui du faisceau incident. Cette propriété est vérifiée quel que soit le milieu traversé par le faisceau [r I-10], [r I-11].

On met à profit cette propriété pour compenser les lentilles thermiques de la façon suivante. Un oscillateur laser délivre un faisceau de front d'onde de qualité donnée. Ce faisceau traverse un milieu amplificateur où il subit les distorsions dues à la lentille thermique. Puis il est réfléchi par un miroir à conjugaison de phase. Il traverse à nouveau le milieu amplificateur. Comme le front d'onde du faisceau conjugué correspond en tout point de l'espace à celui du faisceau incident, on retrouve à la sortie de l'amplificateur un faisceau de même qualité de front d'onde qu'à la sortie de l'oscillateur mais amplifié par double passage. Ce principe est utilisé dans le dispositif présenté sur le schéma ci dessous (Figure [f I-4]).

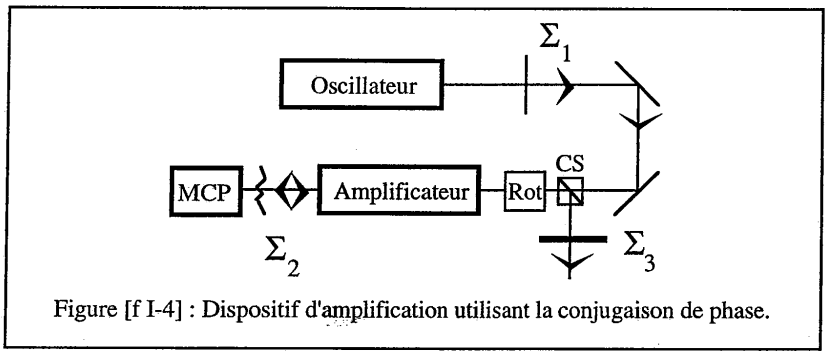


Figure [f I-4] : Dispositif d'amplification utilisant la conjugaison de phase.

L'oscillateur délivre un faisceau de front d'onde donné (Σ_1). Après un premier passage dans l'amplificateur le front d'onde est déformé (Σ_2). Après réflexion par le miroir à conjugaison de phase MCP et une nouvelle traversée de l'amplificateur, les aberrations sont compensées (Σ_3). Le rotateur de Faraday ,Rot, et le cube séparateur de polarisations, CS, permettent d'extraire le faisceau amplifié. C'est un dispositif tout à fait similaire qui vient d'être commercialisé par la firme Coherent [r I-12]. Dans ce laser, le miroir à conjugaison de phase utilise un milieu Brillouin. Il permet de travailler à une cadence de répétition variable de 0 Hz à 100 Hz sans qu'il y ait de variation du profil d'intensité du faisceau émis.

I.B.4. Conclusion

Le mélange à deux ondes et la conjugaison de phase devraient permettre de corriger dynamiquement les lentilles thermiques. Nous avons décidé l'étude de ces deux solutions pour déterminer laquelle est la plus avantageuse. Le milieu non linéaire choisi pour les expérimentations est un matériau photoréfractif. Le choix de ce matériau repose d'une part sur l'expérience du laboratoire dans ce domaine et d'autre part, sur les avantages certains présentés par les matériaux photoréfractifs.

I.C. Avantages pour des matériaux photoréfractifs

L'utilisation de matériaux photoréfractifs pourra pallier à certains défauts propres aux autres milieux non linéaires. Tout d'abord, l'effet photoréfractif ne dépend pas de l'intensité, mais de l'énergie déposée au cours du temps [r I-13]. Contrairement à la diffusion Brillouin stimulée, il n'y a pas de seuil en intensité. Une variation de cette intensité diminuera le temps de réponse de l'effet photoréfractif mais pas l'état stationnaire. Cette dépendance, se retrouve dans les milieux à saturation de gain. Car dans ce cas s'il n'y a pas de seuil, la non linéarité dépend de l'intensité. Néanmoins, l'utilisation d'un tel milieu semble très prometteuse à la vue des récents résultats obtenus [r I-14]. En utilisant directement le milieu laser comme milieu non linéaire, un miroir à conjugaison de phase de forte réflectivité (≈1200 %) est réalisé. Un tel miroir est constitué de deux barreaux de YAG pompés par flashes, l'un pour réaliser la conjugaison de phase, l'autre pour apporter de l'énergie. Une telle réflectivité est donc obtenue uniquement par l'utilisation d'un amplificateur dans le miroir à conjugaison de phase. Ajoutons enfin que cette technique est limitée à la longueur d'onde d'utilisation du milieu laser (en l'occurrence 1,06 µm pour le Nd:YAG). Les matériaux photoréfractifs sont eux utilisables dans toute la gamme visible du spectre et dans le proche infrarouge. Enfin, l'effet photoréfractif peut être utilisé pour des faisceaux allant des impulsions picosecondes aux lasers continus. Cette souplesse quant à la durée des impulsions est un avantage certain par rapport au milieu Brillouin. En effet, la diffusion Brillouin stimulée (SBS), adaptée au régime nanoseconde, est limitée vers les impulsions courtes (ps) à cause de la compétition avec d'autres effets (Raman, autofocalisation) et vers les impulsions plus longues (µs) car le seuil d'intensité n'est plus atteint. Actuellement, la SBS reste le moyen d'obtenir la réflectivité conjuguée en phase la plus élevée (> 70%) sans apport d'énergie extérieure à 1,06 µm en régime nanoseconde.

Les milieux photoréfractifs seront donc à même d'apporter une plus grande souplesse et de s'adapter à des domaines temporels et spectraux plus larges.

Le nombre de matériaux photoréfractifs différents est très important. Tous ne correspondent pas aux exigences de la correction des lentilles thermiques dans les lasers pulsés. L'objet du chapitre suivant est de détailler les propriétés requises pour cette application, conduisant à la sélection d'un matériau photoréfractif.

CHAPITRE II

Matériaux photoréfractifs

II.A. Définition de l'effet photoréfractif

Un matériau photoréfractif associe deux propriétés : il est photoconducteur et il présente un effet électro-optique. La photoconduction, suite à une illumination spatialement non uniforme, permet l'établissement dans le matériau d'un champ électrique variable spatialement. Ce champ est appelé le champ de charge d'espace. Il est dû à la redistribution des charges sous l'éclairement non uniforme. Les porteurs de charges, par exemple des électrons, sont issus de centres donneurs : les pièges photoréfractifs. Ces pièges sont dus à des défauts du cristal et leurs niveaux d'énergies se trouvent dans la bande interdite. Ils sont excités dans les régions illuminées et passent dans la bande de conduction. Là, ils migrent par diffusion ou entraînement sous champ appliqué. Puis, dans les régions non illuminées, ils se combinent sur un piège ionisé. Il y a donc une séparation spatiale des charges qui induit un champ électrique appelé champ de charge d'espace. Ce champ de charge d'espace provoque une modification de l'indice de réfraction du matériau par effet électro-optique [r II-1].

L'effet photoréfractif utilise la redistribution des charges dans un matériau photoconducteur. Pour avoir un effet, il faut évidement que l'on puisse exciter les charges à la longueur d'onde du laser utilisé. Cependant, cette propriété n'est pas forcément intrinsèque. Il existe des procédés permettant de sensibiliser des matériaux à une longueur d'onde donnée en les éclairant à une autre longueur d'onde [r II-2]. Dans le cadre des applications présentées au chapitre I, on peut considérer le gain photoréfractif comme un bon critère d'efficacité. C'est un paramètre dépendant du matériau, lié à la variation d'indice induite. Il traduit l'importance du transfert d'énergie d'un faisceau à un autre dans l'expérience de mélange à deux ondes (voir chapitre I). La valeur du transfert augmentant avec la valeur du gain, nous chercherons donc à avoir des matériaux dont le gain est le plus fort possible.

Le temps de réponse d'un matériau photoréfractif va dépendre du temps nécessaire pour effectuer la redistribution des charges sous illumination. Ce temps de redistribution dépend du matériau et de l'illumination. Plus l'illumination est forte plus, la densité de charges excitées est importante et donc plus la redistribution conduisant à la saturation de l'effet est rapide. Pour le fonctionnement en régime impulsionnel deux solutions sont envisageables. Si on utilise un matériau ayant un temps de réponse très court, la saturation de l'effet peut être atteinte sur une durée très inférieure à celle de l'impulsion. Le matériau peut aussi avoir un temps de réponse plus long que la durée l'impulsion, on utilise alors l'effet mémoire du matériau. Cet effet mémoire est dû à la faible conductivité dans le noir. Ainsi, la relaxation des charges

redistribuées sous illumination se fait lentement. L'établissement de l'effet photoréfractif jusqu'à l'état stationnaire peut alors se faire en ne redistribuant qu'une partie des charges à chaque impulsion. On parle alors d'établissement de l'état stationnaire par accumulation. Dans nos applications de compensation des lentilles thermiques, on peut accepter des temps de réponse relativement lents. En effet, les caractéristiques de la lentille thermique ne varient qu'avec les conditions d'utilisation.

Enfin, l'utilisation d'un matériau avec des faisceaux de forte intensité peut entraîner une modification de ses propriétés par rapport à celles mises en jeu avec des faisceaux peu intenses (effets dus à la variation de la densité de charges excitées). A forte intensité il peut y avoir aussi une importante élévation de la température. Elle est susceptible de modifier les paramètres du matériau, voire de provoquer des altérations irréversibles. C'est en fonction de ces différentes propriétés que nous allons choisir un matériau à même de remplir les contraintes imposées par les applications envisagées.

II.B. Choix du matériau

A l'heure actuelle, il existe une grande variété de matériaux photoréfractifs. Le choix s'étend depuis les polymères organiques jusqu'aux semi-conducteurs inorganiques en passant par les céramiques. Les performances de ces matériaux ne cessent d'évoluer vers toujours plus d'efficacité et vers des domaines spectraux de plus en plus larges. Mais seuls quelques uns d'entre eux répondent aux conditions imposées par l'application qui nous intéresse.

II.B.1. Critères de sélection

Le choix du matériau est basé sur les trois critères suivants :

- Sensibilité et efficacité dans le domaine spectral de l'amplificateur. En l'occurrence à 1,06 µm, longueur d'onde d'utilisation des amplificateurs à barreau de Nd:YAG.
- Fonctionnement en régime impulsionnel avec un taux de répétition variable allant de la fraction de Hertz à 100 Hz voire 1 kHz.
- Tolérance aux hautes densités d'énergie

Bien que, au début de notre étude, les matériaux efficaces à 1,06 µm n'existaient pas, la nécessité d'une sensibilité à cette longueur d'onde a cependant conditionné le choix du cristal

utilisé dans cette étude. Parmi les matériaux photoréfractifs, nous avons initialement retenu les trois suivants.

II.B.2. Le Niobate de Lithium ($LiNbO_3$)

Le premier matériau photoréfractif que nous avons envisagé pour la correction de fronts d'onde est le niobate de lithium. Ce matériau, très courant en optique non linéaire, présente les caractéristiques requises. Il résiste aux fortes densités d'énergie, il présente un effet photoréfractif dont le temps de montée est lent mais l'effet mémoire est très important. De plus, l'effet photoréfractif est important dans le niobate de lithium. Cela est dû d'une part à des coefficients électro-optiques d'assez grandes valeurs ($r_{13}\approx10$ pm.V^{-1}, $r_{33}\approx30$ pm.V^{-1}) et d'autre part à la possibilité d'induire des champs de charge d'espace importants grâce à l'effet photovoltaïque (jusqu'à 100 kV.cm^{-1}). Ainsi, en mélange à deux ondes et en polarisations parallèles, on atteint des gains de 10 cm^{-1} [r II-1]. On peut également faire interagir deux ondes, l'une polarisée perpendiculairement à l'axe optique du cristal (onde ordinaire) et l'autre polarisée parallèlement à cet axe (onde extraordinaire), par effet photovoltaïque on crée dans le cristal des courants oscillants spatialement. Ces courants redistribuent spatialement les charges et induisent la création d'un réseau d'indice. On peut transférer ainsi l'énergie de l'onde ordinaire vers l'onde extraordinaire. Les gains obtenus peuvent aller jusqu'à 80 cm^{-1} à λ=488 nm [r II-3]. Cependant, la sensibilité du niobate de lithium se situe surtout dans la région bleu-vert du spectre, même si un effet est encore détectable à 633 nm. Pour cette raison, il avait été envisagé de sensibiliser le cristal à 1,06 µm par un éclairement préalable à 532 nm [r II-2]. Dans le $LiNbO_3$, on peut être en présence de deux types de défauts appelés aussi pièges. Les premiers sont occupés par des porteurs charges, mais leur niveau d'énergie est tel que l'on ne peut pas amener ces charges dans la bande de conduction par photoexcitation à 1,06 µm. Les seconds sont vides mais leur niveau est tel que la photoexcitation à 1,06 µm vers la bande de conduction est possible. Le principe de la sensibilisation est donc de peupler ces seconds pièges par une illumination uniforme à λ=532 nm. On dispose alors de pièges dans lesquels on peut redistribuer les charges à une longueur d'onde de 1,06 µm [r II-2]. Cette méthode permet actuellement d'obtenir des efficacités de diffractions de l'ordre de 70 % [r II-4]. Cependant, si l'effet photovoltaïque permet d'atteindre des gains importants, il est aussi source de défauts appelés "dommage optique" [r II-5]. Les composantes non modulées des courants photovoltaïques vont provoquer une accumulation de charges aux limites de la zone illuminée. Cette accumulation de charges (positives d'un côté, négatives de l'autre) crée un champ électrique et un gradient d'indice par effet électro-optique. D'une part, ce champ électrique

s'oppose à tout nouveau déplacement de charge et diminue donc le gain photoréfractif. D'autre part, ce gradient d'indice va introduire des distorsions qui ne seront pas compensées dans notre dispositif de correction par mélange à deux ondes. Sur la figure [f II-1 a], nous montrons la figure d'interférence obtenue par la réflexion d'un faisceau laser étendu (λ=633 nm) sur les faces avant et arrière du cristal de $LiNbO_3$. La forme des franges d'interférence obtenues figure [f II-1 a], montre que la coupe et la qualité optique de cet échantillon introduisent des distorsions. Il est possible d'obtenir des échantillons de qualité optique très supérieure. La figure [f II-1 b] montre le même cristal après l'avoir fait traverser par un faisceau laser de faible diamètre (λ=532 nm). On visualise ainsi un déphasage de π à l'endroit où est passé le faisceau vert. La présence de dommage optique nous a donc fait écarter le niobate de lithium pour la réalisation du dispositif de correction de fronts d'onde.

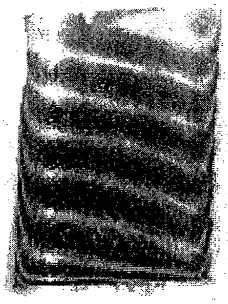


Figure [f II-1 a] : Image des franges d'interférence avant le passage du faisceau.

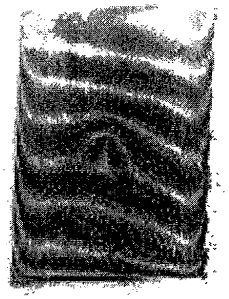


Figure [f II-1 a] : Image des franges d'interférence après le passage du faisceau, un déphasage de π apparaît au point de passage du faisceau.

II.B.3. Le Titanate de Baryum ($BaTiO_3$)

Notre second choix s'est porté sur des cristaux de titanate de baryum. Dans ces cristaux l'effet photovoltaïque est faible à température ambiante [r II-6]. Les gains photoréfractifs accessibles sont très élevés grâce à un coefficient électro-optique particulièrement important (r_{42}=820 pm.V^{-1} [r II-7]). La synthèse est bien connue et maîtrisée. Elle permet d'obtenir des échantillons reproductibles. On peut par dopage modifier de façon sensible les propriétés des cristaux. Le dopage au cobalt, par exemple, permet d'augmenter le gain photoréfractif des cristaux dans le domaine visible [r II-8], [r II-9]. Le rhodium est depuis peu utilisé pour

étendre la sensibilité du $BaTiO_3$ vers l'infrarouge. Des cristaux ainsi dopés sont apparus dans certains laboratoires en 1993 et montrent des efficacités photoréfractives notables jusqu'à 1 µm [r II-10], [r II-11]. Certains cristaux non dopés présentent aussi une sensibilité dans le proche infrarouge [r II-12], [r II-13], certainement due aux impuretés présentes dans les éléments servant à la cristallogénèse. Comme il est impossible d'en prévoir la concentration, le niveau d'énergie, et par voie de conséquence le domaine de sensibilité de ces cristaux et la durée de l'effet mémoire, le dopage s'impose pour assurer la reproductibilité.

Le principal problème du $BaTiO_3$ est sa fragilité. En effet, ce cristal doit être polarisé pour pouvoir être utilisé. Il existe une transition de phase du $BaTiO_3$ se situant autour de 10 °C [r II-14]. Une chute de la température du cristal en dessous de cette valeur entraîne une dépolarisation du cristal. Un choc ou des contraintes mécaniques peuvent aussi entraîner cette dépolarisation et rendre ainsi le cristal inutilisable.

II.B.4. Le Niobate de Strontium et de Baryum : SBN ($Sr_xBa_{1-x}Nb_2O_6$)

Ce type de cristal semble aussi répondre aux contraintes liées à nos dispositifs. En effet, il présente lui aussi des gains photoréfractifs importants (50 cm^{-1} à λ=488 nm) dus à un coefficient électro-optique r_{33} important (≈1400 $pm.V^{-1}$) [r II-15], [r II-16]. Dans un cristal photoréfractif le gain dépend aussi de l'orientation des faisceaux par rapport aux axes cristallographiques. Dans le SBN, on peut orienter les faisceaux de façon à avoir le gain maximum avec un cristal dont les faces sont coupées suivant les axes cristallographiques. Cela rend son utilisation beaucoup plus simple que celle du $BaTiO_3$ pour lequel il faut parfois une nouvelle coupe du cristal après sa polarisation ou utiliser des liquides d'indice pour se placer dans des configurations angulaires optimales. Le SBN possède un effet mémoire important (il peut aller jusqu'à 6 jours) et, par rapport au titanate de baryum, les cristaux de SBN sont plus faciles à faire croître et plus résistants. En particulier, en ce qui concerne la température d'utilisation, si elle ne doit pas dépasser les 60°C, elle peut descendre très bas (au moins jusqu'à -40°C) [r II-17]. Cela se rapproche des domaines courants d'utilisation. Mais la sensibilité du SBN reste principalement limitée à la région visible du spectre. Les mesures faites à une longueur d'onde de 1,09 µm avec SBN:Ce et SBN:Ca [r II-17] donnent des gains très inférieurs à ceux nécessaires pour nos applications. Il n'en reste pas moins qu'un effet a été détecté à 1,09 µm et que, peut-être, pourra-t-on augmenter cette sensibilité comme cela a été fait dans le $BaTiO_3$.

II.B.5. Conclusion

Parmi ces matériaux, nous avons utilisé le titanate de baryum pour l'étude de la correction de faisceaux par mélange d'ondes dans un milieu photoréfractif. Ce choix est justifié principalement pour deux raisons : ses propriétés adaptées aux expériences envisagées, la disponibilité de cristaux, efficaces, reproductibles et de bonne qualité avec une possibilité de réaction grâce à la collaboration mise en place avec les laboratoires de cristallogénèse de Sandoz-Huningue. Les cristaux dont nous disposions au début de cette étude n'étant sensibles que dans le domaine visible du spectre, toutes les expériences de démonstration ont été faites à 532 et 633 nm.

Nous allons maintenant étudier plus en détail l'effet photoréfractif dans le $BaTiO_3$.

II.C. Effet photoréfractif dans le titanate de baryum

Nous allons, dans ce qui va suivre, décrire l'établissement du champ de charge d'espace et la modification de l'indice de réfraction, tout d'abord dans le cas général, puis dans le cas du titanate de baryum.

II.C.1 Établissement du champ de charge d'espace

Soient N et N^+ les deux états de valence d'un défaut dont le niveau d'énergie est situé dans la bande interdite. En éclairant le cristal on peut engendrer deux types de porteurs : des électrons et des trous (figure [f II-2]). Les électrons sont émis à partir des centres N, se déplacent dans la bande de conduction et se combinent à des centres N^+. Les trous eux, sont émis à partir des centres N^+, se déplacent dans la bande de valence et se combinent à des centres N. Des niveaux accepteurs superficiels N_s existent et compensent les centres N^+ existant dans le noir. Ils assurent ainsi la neutralité du cristal. Quand on éclaire le cristal de manière non uniforme, il y a création de porteurs dans les régions éclairées. Les porteurs migrent par diffusion ou par entraînement sous champ électrique, puis se combinent à des pièges photoréfractifs. Le fait qu'il y ait une variation spatiale de l'éclairement induit une

variation spatiale de la densité de charges et l'établissement d'un champ électrique modulé spatialement. On appelle ce champ électrique le champ de charge d'espace.

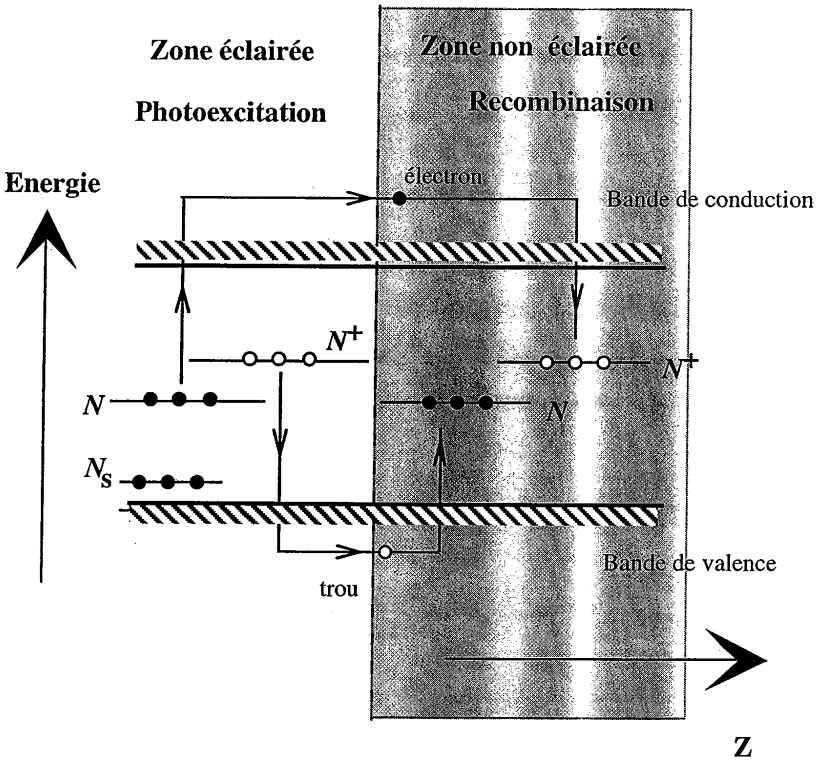


Figure [f II-2] : Schéma de principe de la redistribution des charges par un éclairement non uniforme.
Diagramme d'énergie du matériau en fonction d'une coordonnée d'espace.

Ce modèle de transport par bandes a été développé pour l'effet photoréfractif par Kukhtarev et al. [r II-1] en ne considérant qu'un seul type de porteur. Puis il a été étendu au cas de deux types de porteurs de charge [r II-18], [r II-19] dans l'approximation des intensités faibles. Puis, pour les fortes intensités, avec la prise en compte des porteurs libres tout d'abord par L. Disdier et G. Roosen [r II-20] puis par M. J. Damzen and N. Barry [r II-21] dans le cas spécifique du $BaTiO_3$.

L'établissement du champ de charge d'espace peut être décrit de la façon suivante. On fait interférer deux ondes planes $\vec{E}_p$ et $\vec{E}_s$ dans le matériau. Elles s'écrivent :

$$\vec{E}_p = \frac{1}{2}\left[\hat{e}_p A_p \exp\left[-i\left(\vec{k}_p \cdot \vec{r} - \omega \cdot t\right)\right] + c.c.\right] \qquad \text{[e II-1 a]}$$

$$\vec{E}_s = \frac{1}{2}\left[\hat{e}_s A_s \exp\left[-i\left(\vec{k}_s \cdot \vec{r} - \omega \cdot t\right)\right] + c.c.\right] \qquad \text{[e II-1 b]}$$

On définit le vecteur d'onde du réseau d'interférence par $\vec{k}_g = \vec{k}_p - \vec{k}_s = \vec{z}.k_g$. Le réseau d'interférence ainsi créé s'exprime sous la forme :

$$I(z) = I_0\left(1 + Re(m \ \ exp(i \ \ k_g z))\right) \qquad \text{[e II-2]}$$

avec m le taux de modulation donné par :

$$m = \frac{2\, A_s A_p^* \, \hat{e}_s \hat{e}_p^*}{|A_s|^2 + |A_p|^2} \qquad \text{[e II-3]}$$

N.B. : Les intensités sont définies par $I = \frac{1}{2} A \cdot A^*$

L'équation du champ de charge d'espace se déduit des équations suivantes :

- Équation de génération des centres N^+

$$\frac{\partial}{\partial t} N^+ = S_e I \ \ N - \gamma_e n_e N^+ - S_h I \ \ N^+ + \gamma_h n_h N \qquad \text{[e II-4]}$$

S_e, S_h sont les sections efficaces de photoionisation des électrons et des trous,

γ_e, γ_h sont les coefficients de recombinaison des électrons et des trous,

n_e, n_h sont les densités d'électrons et de trous dans les bandes de conduction et de valence,

I est l'éclairement du cristal.

- Équations des courants (en négligeant l'effet photovoltaïque) :

$$j_e = e\ n_e\ \mu_e E + \mu_e\ k_B T\ \frac{\partial}{\partial z} n_e \qquad \text{[e II-5 a]}$$

$$j_h = e\ n_h\ \mu_h E - \mu_h\ k_B T\ \frac{\partial}{\partial z} n_h \qquad \text{[e II-5 b]}$$

j_e, j_h sont les densités de courants d'électrons et de trous,

μ_e, μ_h sont les mobilités des électrons et des trous,

E est le champ électrique dans le cristal,

e est la valeur absolue de la charge de l'électron,

k_B est la constante de Boltzmann,

T est la température absolue.

- Équations de conservation des porteurs de charge :

$$\frac{\partial}{\partial t}\ n_e = \frac{1}{e}\ \frac{\partial}{\partial z} j_e + S_e I N\ - \gamma_e n_e N^+ \qquad \text{[e II-6 a]}$$

$$\frac{\partial}{\partial t}\ n_h\ = -\frac{1}{e}\ \frac{\partial}{\partial z} j_h + S_h I N^+ - \gamma_h n_h N \qquad \text{[e II-6 b]}$$

- Équation de Poisson :

$$\frac{\partial}{\partial z} E = -\frac{e}{\varepsilon_r^o \varepsilon_o}\left(n_e + N_S - N^+ - n_h\right) \qquad \text{[e II-7]}$$

ε_r est la constante diélectrique statique relative du matériau.

N_S est la densité d'accepteurs superficiels compensant les pièges ionisés dans le noir.

(Lorsque I_O=0, on a N_S=N^+)

N.B. : Les quantités n_e, n_h, μ_e, μ_h et e sont positives.

Dans l'approximation des faibles taux de modulation, on cherche les solutions sous la forme d'un développement limité au premier ordre en $\exp(i\,\vec{k}_g.\vec{r})$:

$$N^+ = \mathcal{N}^+ + \mathrm{Re}\left(N_1^+ \exp\left(i\,k_g\,z\right)\right) \qquad \text{[e II-8]}$$

$$N = \mathcal{N} + \mathrm{Re}\left(N_1 \exp\left(i\,k_g\,z\right)\right) \qquad \text{[e II-9]}$$

$$n_e = n_e + \mathrm{Re}\left(n_{e1} \exp\left(i\,k_g\,z\right)\right) \qquad \text{[e II-10]}$$

$$n_h = n_h + \mathrm{Re}\left(n_{h1} \exp\left(i\,k_g\,z\right)\right) \qquad \text{[e II-11]}$$

$$j_e = j_e + \mathrm{Re}\left(j_{e1} \exp\left(i\,k_g\,z\right)\right) \qquad \text{[e II-12]}$$

$$j_h = j_h + \mathrm{Re}\left(j_{h1} \exp\left(i\,k_g\,z\right)\right) \qquad \text{[e II-13]}$$

$$E = E_0 + \mathrm{Re}\left(E_1 \exp\left(i\,k_g\,z\right)\right) \qquad \text{[e II-14]}$$

Les termes $\mathcal{N}$, $\mathcal{N}^+$, n_e et n_h sont des termes dépendant de l'intensité et du temps. N_D = $\mathcal{N}$+ $\mathcal{N}^+$ est la densité totale de pièges. Par la suite on notera N_o et N_o^+ les valeurs de $\mathcal{N}$ et $\mathcal{N}^+$ dans le noir.

On résout le système d'équations en considérant les approximations suivantes :

- Il n'y a pas de champ électrique appliqué au cristal (E_O=0).

- L'illumination est quasi continue et le temps d'établissement du champ de charge d'espace est beaucoup plus long que le temps de vie des porteurs libres ($\frac{\partial}{\partial t}E >> \frac{\partial}{\partial t}n_e$, $\frac{\partial}{\partial t}n_h$).

On définit les quantités suivantes :

-L'inverse du carré de la longueur de diffusion des électrons :

$$k_e^2 = \frac{e\,\gamma_e\,\mathcal{N}^+}{k_B\,T\,\mu_e} \qquad \text{[e II-15]}$$

-L'inverse du carré de la longueur de diffusion des trous :

$$k_h^2 = \frac{e\,\gamma_h\,\mathcal{N}}{k_B\,T\,\mu_h} \qquad \text{[e II-16]}$$

-Le carré de l'inverse de la longueur d'écran de Debye :

$$k_o^2 = \frac{e^2\,\mathcal{N}\,\mathcal{N}^+}{\varepsilon_r^o \varepsilon_o k_B\,T\,N_D} \qquad \text{[e II-17]}$$

-La densité d'électrons dans la bande de conduction :

$$n_e = \frac{S_e\,I_o\,\mathcal{N}}{\gamma_e\,\mathcal{N}^+} \qquad \text{[e II-18]}$$

-La densité de trous dans la bande de valence :

$$n_h = \frac{S_h\,I_o\,\mathcal{N}^+}{\gamma_h\,\mathcal{N}} \qquad \text{[e II-19]}$$

-La photoconductivité due aux électrons :

$$\sigma_e = e\,\mu_e\,n_e \qquad \text{[e II-20]}$$

-La photoconductivité due aux trous :

$$\sigma_h = e\,\mu_h\,n_h \qquad \text{[e II-21]}$$

On désignera par E_{SC} l'amplitude du champ de charge d'espace avec $E_1/m=E_{SC}e^{i\Psi}$. Ici $\psi = \pi/2$, car on ne considère que le cas où il n'y a pas de champ électrique appliqué. L'inscription du réseau photoréfractif se fait alors par simple diffusion des charges.

L'expression du champ de charge d'espace à l'état stationnaire (I_0 constant et temps infini) est alors :

$$E_{SC} = -\frac{k_g \; k_B \, T/e}{1+\left(\frac{k_g}{k_o}\right)^2 + \left(\wp_h + \wp_e\right)\frac{N_D}{\mathcal{N}\;\mathcal{N}^+}} \sigma\left(I_o, k_g\right) \qquad \text{[e II-22]}$$

avec :

$$\sigma\left(I_o, k_g\right) = \frac{\frac{\sigma_e}{\sigma_h}\left(1+\left(\frac{k_g}{k_h}\right)^2 + 2\,\wp_h \frac{N_D}{\mathcal{N}\;\mathcal{N}^+}\right) - \left(1+\left(\frac{k_g}{k_e}\right)^2 + 2\,\wp_e \frac{N_D}{\mathcal{N}\;\mathcal{N}^+}\right)}{\frac{\sigma_e}{\sigma_h}\left(1+\left(\frac{k_g}{k_h}\right)^2\right) + \left(1+\left(\frac{k_g}{k_e}\right)^2\right)} \qquad \text{[e II-23]}$$

et d'après les équations [e II-17] à [e II-20] :

$$\frac{\sigma_e}{\sigma_h} = \frac{S_e \, \mu_e \, \gamma_e}{S_h \, \mu_h \, \gamma_h}\left(\frac{\mathcal{N}}{\mathcal{N}^+}\right)^2 = \mathcal{R}\left(\frac{\mathcal{N}}{\mathcal{N}^+}\right)^2 \qquad \text{[e II-24]}$$

Le champ de charge d'espace est dû au déplacement de deux types de porteurs différents, les électrons et les trous. Le signe et l'amplitude du champ de charge d'espace dépendent de l'importance relative de l'un des porteurs par rapport à l'autre. Dans les expressions ci-dessus cette compétition électrons-trous est traduite par la valeur du coefficient $\sigma\left(k_g, I_o\right)$. Nous allons voir que dans le cas du $BaTiO_3$ la compétition électrons-trous est importante pour les fortes intensités.

II.C.2 L'effet électro-optique

L'effet électro-optique se traduit par la modification de l'indice de réfraction d'un matériau sous l'effet d'un champ électrique. Cette modification peut être décrite par la variation du tenseur d'imperméabilité électrique [η] sous l'effet d'un champ électrique dont la fréquence de variation est faible par rapport aux fréquences optiques. On décrit la variation de [η] par un développement en puissance du champ :

$$\left[\eta(\vec{E})\right]=\left[\eta(\vec{E}=0)\right]+[r]\cdot\vec{E}+[g]\cdot\vec{E}\cdot\vec{E} \qquad \text{[e II-25]}$$

[r] est le tenseur électro-optique linéaire. Il traduit l'effet Pockels.

[g] est le tenseur électro-optique quadratique. Il traduit l'effet Kerr.

Si on se limite au deuxième ordre, la variation de [η] s'écrit :

$$\Delta\eta_{ij}=\sum_k r_{ijk}\,E_k+\sum_k\sum_l g_{ijkl}\,E_k\,E_l \quad \text{avec i, j, k, l = 1, 2, 3} \qquad \text{[e II-26]}$$

Pour revenir à la variation d'indice, on relie la variation de [η] à la variation de [ε] en écrivant:

$$\left[\varepsilon_r^{\omega}\right]=[\eta]^{-1} \qquad \text{[e II-27]}$$

avec :

$$\left[\varepsilon_r^{\omega}(\vec{E})\right]=\left[\varepsilon_r^{\omega}\right]+\left[\Delta\varepsilon_r^{\omega}\right]. \qquad \text{[e II-28]}$$

où $\left[\varepsilon_r^{\omega}\right]$est le tenseur de permittivité électrique aux fréquences optiques sans champ électrique appliqué.

On arrive ainsi à la relation:

$$\Delta\varepsilon_{r\,ij}^{\omega}=-\sum_{k,l}\varepsilon_{r\,ik}^{\omega}\,\Delta\eta_{kl}\,\varepsilon_{r\,lj}^{\omega} \qquad \text{[e II-29]}$$

La variation d'indice vue par une onde de polarisation propre $\hat{e}$ sera alors :

$$\Delta n=-\frac{1}{2n}\hat{e}\left[\varepsilon_r^{\omega}\right][\Delta\eta]\left[\varepsilon_r^{\omega}\right]\hat{e}^{*} \qquad \text{[e II-30]}$$

n est l'indice de réfraction donné par la relation [e II-31]

$$n^2=\hat{e}\left[\varepsilon_r^{\omega}\right]\hat{e} \qquad \text{[e II-31]}$$

Nous appliquerons ces expressions de la variation de l'indice de réfraction dans le cas particulier du cristal de titanate de baryum.

II.D. Effet photoréfractif dans le titanate de baryum

II.D.1. Le champ de charge d'espace

II.D.1.a. Origine du champ de charge d'espace : Centres photoréfractifs.

Le champ de charge d'espace est obtenu à partir de la redistribution des charges sur des niveaux d'impureté situés dans la bande interdite. En effet, obtenir un cristal de titanate de baryum non dopé tient de la gageure. Les polluants présents dans l'environnement lors de la cristallogénèse vont entrer dans la composition du cristal pour quelques ppm voire quelques dizaines de ppm. Ces polluants sont principalement : Cr, Co, Ni, Mn et Fe. Ils peuvent venir se substituer à un atome de titane [r II-22]. Le polluant le plus important est le fer. C'est probablement lui qui est à l'origine de l'effet photoréfractif dans les cristaux de $BaTiO_3$ non dopés intentionnellement comme le montrent les travaux de M. B. Klein [r II-22]. Liées à ce défaut, des lacunes d'oxygène [Vo^{2+}] existent dans le matériau et sont à l'origine de niveaux donneurs superficiels. Il faut signaler que la densité de ces lacunes d'oxygène peut être contrôlée en agissant sur la pression partielle d'oxygène lors de la croissance. Sous atmosphère ambiante, la pression partielle d'oxygène est assez importante pour réduire [Vo^{2+}] ce qui entraîne la création de trous libres. On obtient ainsi des échantillons dits de type P (la conductivité dans le noir est dominée par les trous). Si on réduit la pression partielle d'oxygène lors de la croissance, on augmente [Vo^{2+}] ce qui provoque la création d'électrons libres. Ces échantillons sont dits de type N (la conductivité dans le noir est dominée par les électrons).

Le dopage intentionnel des échantillons permet de contrôler les caractéristiques des cristaux. À l'heure actuelle, le dopage permet d'améliorer la sensibilité (extension vers l'infrarouge) et l'efficacité des cristaux (augmentation du gain). Mais surtout, par le contrôle du dopage on obtient des cristaux de performances reproductibles.

Les échantillons que nous avons utilisés sont des cristaux de titanate de baryum dopés au cobalt. Ces cristaux ont été synthétisés à Sandoz Huningue dans les laboratoires de D. Rytz. La concentration en cobalt dans ces cristaux est de 100 ppm et ce sont des cristaux de type P. Le rôle du cobalt dans l'effet photoréfractif est encore sujet à discussion d'autant plus qu'il y a

d'autres impuretés dans le cristal. Il n'en reste pas moins que des échantillons dopés au cobalt présentent un gain photoréfractif important et un domaine de sensibilité étendu vers le rouge. Le dopage au cobalt permet en plus d'avoir des échantillons reproductibles. Dans les approximations ci-dessus, nous avons négligé le rôle des pièges peu profonds. Ceci est justifié dans le cas des cristaux très dopés au cobalt par [r II-9].

II.D.1.b. Calcul de la variation de E_{SC} dans le titanate de baryum

Pour ce calcul on considère les approximations suivantes :

- La redistribution des charges ne se fait que par diffusion et il n'y a pas de champ dû à un effet photovoltaïque ou à un champ appliqué. Cela entraîne un déphasage de $\pi/2$ du champ de charge d'espace par rapport à la figure d'illumination. Nous verrons dans le chapitre suivant que cette propriété est importante dans le cas du nettoyage de faisceau par mélange à deux ondes.
- Le module du vecteur réseau photoréfractif inscrit est petit devant k_e et k_h. (approximation aux faibles angles d'intersection).
- La densité de trous libres est très supérieure à la densité d'électrons libres ($n_h >> n_e$). Le fait que l'on ait une concentration de centres ionisés beaucoup plus importante que la concentration de pièges non ionisés permet de faire cette approximation ($N^+/N \approx 40$-120 d'après [r II-22]).

La loi de variation de la densité de trous libres avec l'intensité est donnée par [r II-23] :

$$n_h = \frac{N_o}{2}\left[-(1+f_h)+\left[(1+f_h)^2+4f_h r\right]^{1/2}\right] \qquad \text{[e II-32]}$$

avec $f_h = S_h\,\tau_h\,I_o$. τ_h est la durée de vie des trous libres, N_0 est la densité de pièges non ionisés dans le noir.

Sous ces approximations on peut réécrire les équations du champ de charge d'espace :

$$E_{SC} = -\frac{k_g\, k_B\, T/e}{1+\left(\frac{k_g}{k_o}\right)^2 + \frac{N_D}{\mathcal{N}^{+}}}\,\sigma\left(I_o,k_g\right) \qquad \text{[e II-33]}$$

avec :

$$\sigma\left(I_o,k_g\right) = \frac{\frac{\sigma_e}{\sigma_h}\left(1+2\,\frac{N_D}{\mathcal{N}^{+}}\right)-1}{\frac{\sigma_e}{\sigma_h}+1} \qquad \text{[e II-34]}$$

et :

$$\mathcal{N}^{+} = N_o^{+} - n_h \qquad \text{[e II-35]}$$

$$\mathcal{N} = N_o + n_h \qquad \text{[e II-36]}$$

Ce qui nous donne une valeur de $\sigma\left(I_o,k_g\right)$=1 pour le cas où la photoconductivité résulte d'un déplacement des électrons et de $\sigma\left(I_o,k_g\right)$=-1 pour le cas où elle est due aux trous.

II.D.1.c. Variation du champ de charge d'espace avec l'intensité

L'utilisation du cristal photoréfractif avec des faisceaux de forte intensité rend sensible la compétition électrons-trous. Dans le chapitre suivant, nous définirons le mélange d'ondes ainsi que le gain photoréfractif. Pour l'instant, il nous suffit de savoir que le gain photoréfractif est directement proportionnel au champ de charge d'espace. La courbe présentée ci-après ([f II-3]) donne la variation du gain en fonction de la densité de puissance incidente sur le cristal pour des impulsion de 10 ns à une longueur d'onde de 532 nm. Les points expérimentaux sont obtenus par la mesure du transfert d'énergie dans l'expérience du mélange à deux ondes. Cette expérience sera décrite en détail au chapitre III. La diminution et le changement de signe du gain, et donc du champ de charge d'espace, sont dus au processus suivant. À faible densité de puissance (< 100 kW. cm^{-2}) , la photoconduction est dominée par les trous (cristal de type P). Au fur et à mesure de l'augmentation de la densité de puissance , la photoconduction due aux

électrons augmente même si la densité de trous libres reste très supérieure à celle des électrons libres rendant $\sigma(I_o, k_g)$ positif dans l'équation [e II-34].

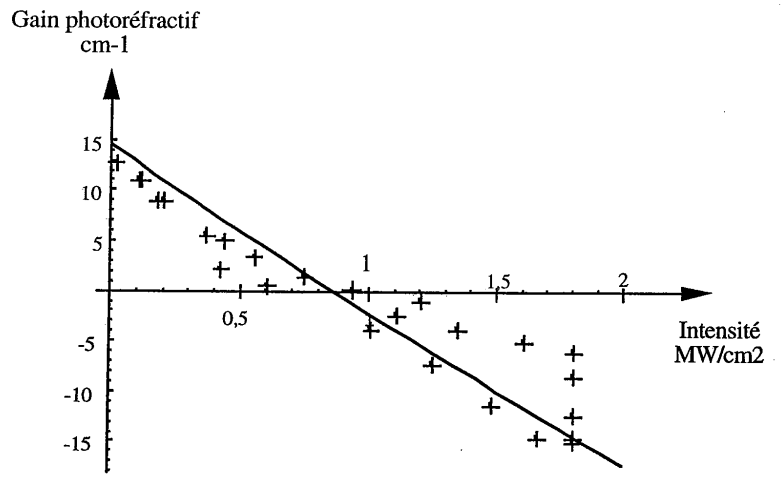


Figure [f II-3] : Variation du gain photoréfractif avec l'intensité incidente. Les croix sont les points expérimentaux. La courbe pleine est la courbe théorique.

La courbe théorique est tracée avec une valeur du paramètre $\mathscr{R}$ défini par la relation [e II-24] de $\mathscr{R}$=2500 [r II-22], et avec S_h=0,67 cm^2/J [r II-24], τ_h=1 ns [r II-23]. La détermination du rapport $\mathcal{N}^+/N_D$, dont la mesure est décrite au chapitre III, donne pour notre cristal une valeur de $5{,}6 \cdot 10^{16}$ cm^{-3}. On observe le changement de signe pour des intensités d'environ 1 MW/cm^2. Cette valeur est beaucoup plus faible que celle donnée dans la référence [r II-21], où le changement de signe apparaît pour des valeurs de l'énergie d'incidente de 14 à 36 MW/cm^2 suivant le cristal. Le meilleur ajustement est obtenu pour un rapport N_o^+/N_o=51,5. Ce qui, d'après la relation [e II-24] donne un rapport des conductivités de σ_e/σ_h=0,95. On voit donc que la photoconductivité à faible intensité n'est que faiblement dominée par les trous.

La modification de ce paramètre N_o^+/N_o, obtenue par réduction du cristal, permet d'obtenir des échantillons de type N. La photoconductivité de ces échantillons est dominée par les électrons à faible intensité (même si les porteurs de charge majoritaires sont toujours les trous). Ainsi on évite le changement de signe du champ de charge d'espace avec l'augmentation de l'intensité. De plus, la mobilité des électrons étant plus importante, on a des temps de réponse beaucoup plus faibles.

Pour des densités de puissance plus importantes (>5 MW/cm^2) les points expérimentaux ne suivent plus les variations prévues par la théorie. D'autres effets, comme les effets thermiques, qui modifient les valeurs des coefficients électro-optiques et de l'indice, ou de l'absorption induite peuvent modifier la valeur du gain et entraîner ce désaccord.

II.D.2.Effet électro-optique

II.D.2.a. Cristal de titanate de baryum et origine de l'effet électro-optique

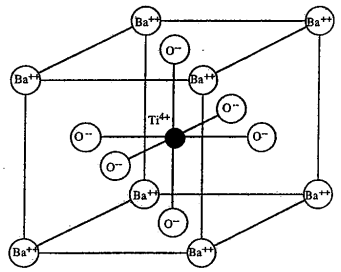


Figure [f II-3 a] : Maille élémentaire du $BaTiO_3$ dans la phase I, (cubique).

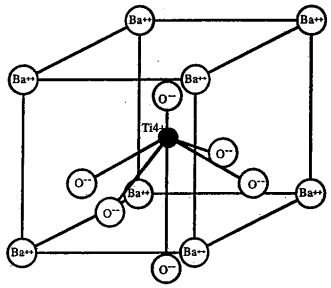


Figure [f II-3 b] : Maille élémentaire du $BaTiO_3$ dans la phase II, (tétragonale).

Le titanate de baryum fait partie de la famille des perovskites. C'est à dire qu'il est constitué d'un octaèdre au milieu duquel on trouve un métal de transition (Ti) et dont les sommets sont occupés par des atomes d'oxygène. Les sommets de la maille sont occupés par des atomes de baryum. Le titanate présente une phase cubique (m3m), dite phase I, au-dessus d'une température de 130 °C, représentée figure [f II-3 a]. En dessous de cette température le cristal change de symétrie pour devenir tétragonal (4mm). C'est la phase II. Par rapport à la phase cubique, il y a translation de l'octaèdre d'oxygène par rapport à l'ion central Ti^{4+} [f II-3 b]. Cela induit un moment dipolaire permanent. C'est ce moment dipolaire permanent qui induit, par le biais du coefficient électro-optique quadratique (Kerr), un effet électro-optique linéaire (Pockels) [r II-25].

La répartition de l'orientation des moments dipolaires se fait suivant des domaines. Pour pouvoir utiliser les propriétés électro-optiques du cristal, il faut supprimer ces domaines et avoir ainsi une orientation du moment dipolaire constante sur tout le volume du cristal. La suppression des domaines se fait par l'application d'un champ électrique sur les faces que l'on veut perpendiculaires à l'axe d'ordre 4 du cristal. Cette opération peut se faire à une température proche de celle de la transition cubique-tétragonale afin de faciliter le déplacement des murs des domaines [r II-9]. Elle peut se faire aussi en partant de la phase cubique (170 °C) et en refroidissant l'échantillon sous champ électrique jusqu'à atteindre la phase tétragonale [r II-8]. Ces techniques permettent donc d'obtenir des cristaux monodomaines. Mais des domaines peuvent apparaître de nouveau. Ils peuvent provenir d'une transition de phase, soit vers la phase I pour un échauffement au-dessus de 130 °C, soit vers la phase III (mm2) pour un refroidissement au-dessous de 10°C. Des chocs ou des contraintes mécaniques peuvent aussi provoquer une dépolarisation. Tout cela fait du cristal de $BaTiO_3$ un cristal relativement fragile.

L'axe d'ordre 4 du cristal est l'axe optique. Nous verrons dans le paragraphe suivant que lorsque l'on désire un effet important, il est nécessaire d'avoir une orientation telle que l'axe optique fasse un angle de 45° avec les faces d'entrée et de sortie des faisceaux. Cela se fait en retaillant les faces après la polarisation du cristal. Si une dépolarisation intervient après cette nouvelle taille, il est alors impossible de la supprimer.

II.D.2.b. Calcul de l'effet électro-optique dans le $BaTiO_3$

L'effet électro-optique linéaire est dû à l'effet électro-optique quadratique et à la polarisation spontanée du matériau. Le tenseur électro-optique linéaire du $BaTiO_3$ est donné ci-dessous (Tableau [t II-1]). Les propriétés de ce tenseur (égalités de certains termes, termes nuls) ne dépendent que de la structure cristalline du $BaTiO_3$. La forme du tenseur ci-dessous est commune à tous les cristaux du groupe de symétrie 4mm. Mais les valeurs des éléments diffèrent d'un cristal à l'autre et suivant les conditions d'utilisation (température, contrainte mécanique) [r II-26], [r II-27], [r II-28].

$$[r] = \begin{pmatrix} 0 & 0 & r_{13} \\ 0 & 0 & r_{13} \\ 0 & 0 & r_{33} \\ 0 & r_{42} & 0 \\ r_{42} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}$$

$r_{13} = 8$ pm.V^{-1}

$r_{33} = 23$ pm.V^{-1} [r II-7]

$r_{42} = 820$ pm.V^{-1}

(On trouve indifféremment dans la littérature r_{42} ou r_{51})

Tableau [t II-1] : Tenseur électro-optique linéaire du $BaTiO_3$.

Dans le cas du BaTiO3, le coefficient r_{42} est particulièrement important. C'est lui que l'on cherchera à exploiter pour obtenir de fortes non linéarités. Le tenseur $[\varepsilon_r^\omega]$ du $BaTiO_3$, est donné dans le tableau [t II-2].

$$[\varepsilon_r^\omega] = \begin{pmatrix} \varepsilon_{r,o}^\omega & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon_{r,o}^\omega & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_{r,e}^\omega \end{pmatrix}$$

$\sqrt{\varepsilon_{r,o}^\omega} = n_o = 2{,}488$

$\sqrt{\varepsilon_{r,e}^\omega} = n_e = 2{,}424$ [r II-7]

(Valeurs prises à la longueur d'onde de 514 nm)

Tableau [t II-2] : Tenseur de permittivité électrique aux fréquences optiques du $BaTiO_3$.

Prenons l'exemple d'une onde de polarisation $\vec{D}$ et de vecteur d'onde $\vec{k}$. La figure [f II-4] indique les orientations angulaires du vecteur d'onde $\vec{k}$ et du champ électrique $\vec{E}$ par rapport aux axes du cristal.

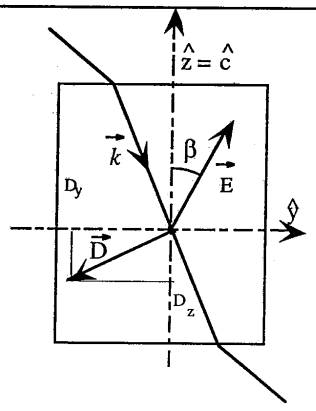


Figure [f II-4] : Orientations angulaires de $\vec{k}$ et de $\vec{E}$ par rapport aux axes du cristal.
β est l'angle du vecteur réseau par rapport à l'axe optique
D_y et D_z sont les composantes de la polarisation sur les axes du cristal.

La variation d'indice induite par le champ $\vec{E}$ et vue par une onde de vecteur polarisation $(0, D_y, D_z)$ est calculée à partir de l'équation [e II-30] et est donnée par :

$$\Delta n = -\frac{1}{2n} E\left[D_y^2\ \varepsilon_o^2\ r_{13}\ cos\beta + 2\ D_y\ D_z\ \varepsilon_o\ \varepsilon_e\ r_{42}\ sin\beta + D_z^2\ \varepsilon_e^2\ r_{33}\ cos\beta\right] \quad \text{[e II-37]}$$

On remarque que pour exploiter la forte valeur du coefficient r_{42}, il faut que l'angle du vecteur réseau avec l'axe $\hat{c}$ soit non nul et que la polarisation de l'onde de lecture ne soit pas dirigée suivant un des axes du cristal.

II.E. Conclusion

Nous avons décrit dans ce chapitre les raisons qui nous ont poussé à choisir le titanate de baryum pour nos applications. Nous avons présenté les calculs du champ de charge d'espace et de l'effet électro-optique pour un cristal photoréfractif et nous les avons détaillés pour le cas du $BaTiO_3$. Ces calculs vont maintenant nous être utiles pour décrire le couplage d'ondes.

CHAPITRE III

Le nettoyage de faisceaux

III.A. Introduction

Comme nous allons le montrer, par couplage d'ondes dans un cristal photoréfractif, il est possible de transférer l'énergie d'un faisceau dans un autre sans pour autant transmettre des informations de phase. Ainsi, on peut amplifier un faisceau de faible intensité dont le front d'onde est de qualité donnée par un faisceau forte intensité de front d'onde quelconque. On peut voir la situation comme une correction du faisceau intense, d'où le nom de nettoyage de faisceau. Nous débuterons ce chapitre par la description théorique du mélange à deux ondes dans un cristal photoréfractif. On étudiera ensuite les rôles de différents paramètres comme l'intensité totale incidente, la longueur de cohérence et le rapport d'intensité entre les faisceaux. Enfin nous présenterons les résultats obtenus dans nos expériences de nettoyage de faisceaux en régime impulsionnel.

III.B. Le mélange à deux ondes

III.B.1. Équations du mélange à deux ondes

Soient deux ondes $\vec{E}_p$ et $\vec{E}_s$ (définies par [e II-1a] et [e II-1b]) qui interférent dans le cristal. L'orientation du vecteur d'onde du réseau d'interférence $\vec{k}_g$ et donc celle du champ de charge d'espace va dépendre de l'orientation de ces deux ondes. La figure [f III-1] indique les orientations des faisceaux et du réseau par rapport aux axes du cristal.

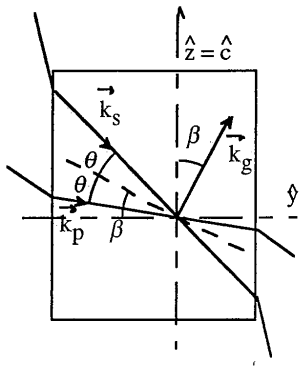


Figure [f III-1] : Orientation des faisceaux et du vecteur réseau par rapport aux axes du cristal.
θ est le demi angle entre les faisceaux à l'intérieur du cristal,
β est l'angle du vecteur réseau par rapport à l'axe optique.

On résout l'équation de propagation dans le matériau :

$$\vec{\nabla}\times\vec{\nabla}\times\left(\vec{E}_s+\vec{E}_p\right)=-\mu_o\varepsilon_o\frac{\partial^2}{\partial^2 t}\left(\left[\varepsilon_r^{\omega}(\vec{E})\right]\left(\vec{E}_s+\vec{E}_p\right)\right) \qquad \text{[e III-1]}$$

On suppose que le milieu est non magnétique (μ_r=1). Le tenseur de permittivité électrique du matériau va être modifié sous l'influence du champ de charge d'espace. Ce champ étant modulé spatialement dans le matériau [e II-13], on peut décomposer le tenseur de permittivité électrique en une somme de sa partie constante et de sa partie modulée.

$$\left[\varepsilon_r^{\omega}\left(\vec{E}\right)\right]=\left[\varepsilon_r^{\omega}\right]+\frac{1}{2}\left[\left[\Delta\varepsilon_r^{\omega}\right]e^{-i\vec{k}_g\cdot\vec{r}}+c.c.\right] \qquad \text{[e III-2]}$$

et :

$$\left[\Delta\varepsilon_r^{\omega}\right]=-\left[\varepsilon_r^{\omega}\right]\left[[r]\cdot\frac{\vec{k}_g}{\left\|\vec{k}_g\right\|}\right]\left[\varepsilon_r^{\omega}\right]mE_{SC}e^{i\Psi} \qquad \text{[e III-3]}$$

E_{SC} est le champ de charge d'espace induit dans le matériau, ψ est son déphasage par rapport au réseau d'illumination et m la modulation du réseau d'illumination.

On résout l'équation dans l'approximation de l'enveloppe lentement variable. On considère que les directions de propagation des deux faisceaux font entre elles un angle 2θ faible. Ainsi, dans les équations ci-dessous, on ne considère que l'angle β. Le regroupement des termes en accord de phase dans l'équation de propagation conduit au système d'équations suivant :

$$\frac{\partial A_s}{\partial y}=\frac{-i\,\omega\,E_{sc}}{4n\,c\,cos\beta}\hat{e}_s^{*}\left[\varepsilon_r^{\omega}\right]\left[[r]\frac{\vec{k}_g}{\left\|\vec{k}_g\right\|}\right]\left[\varepsilon_r^{\omega}\right]\hat{e}_p\,\frac{A_sI_p}{I_s+I_p}(\hat{e}_s.\hat{e}_p^{*})\,exp(i\psi)-\alpha\,A_s/2cos\beta$$

[e III-4 a]

$$\frac{\partial A_p}{\partial y}=\frac{-i\,\omega\,E_{sc}}{4n\,c\,cos\beta}\hat{e}_p^{*}\left[\varepsilon_r^{\omega}\right]\left[[r]\frac{\vec{k}_g}{\left\|\vec{k}_g\right\|}\right]\left[\varepsilon_r^{\omega}\right]\hat{e}_s\,\frac{A_pI_s}{I_s+I_p}(\hat{e}_p.\hat{e}_s^{*})\,exp(-i\psi)-\alpha\,A_p/2cos\beta$$

[e III-4 b]

où α est le coefficient d'absorption du milieu pour les intensités.

On définit le coefficient électro-optique effectif r_{eff} par la relation :

$$r_{eff} = \hat{e}_p^* \left[\varepsilon_r^\omega\right] \left[[r] \frac{\vec{k}_g}{\|\vec{k}_g\|} \right] \left[\varepsilon_r^\omega\right] \hat{e}_s = \hat{e}_s^* \left[\varepsilon_r^\omega\right] \left[[r] \frac{\vec{k}_g}{\|\vec{k}_g\|} \right] \left[\varepsilon_r^\omega\right] \hat{e}_p \qquad \text{[e III-5]}$$

Dans le cas du titanate de baryum, le coefficient électro-optique effectif pour une polarisation se trouvant dans un plan qui contient l'axe optique est donné par :

$$r_{eff} = \frac{\cos\beta}{2} \left[n_o^4 \, r_{13} \left(\cos 2\theta - \cos 2\beta\right) + 4 \, n_o^2 \, n_e^2 \, r_{42} \sin^2\beta + n_e^4 \, r_{33} \left(\cos 2\theta + \cos 2\beta\right) \right]$$

[e III-6 a]

Et pour une polarisation perpendiculaire à l'axe optique r_{eff} est donné par :

$$r_{eff} = \cos\beta \left[n_o^4 \, r_{13} \right] \qquad \text{[e III-6 b]}$$

Il intervient dans l'expression du gain photoréfractif défini par :

$$\Gamma = \frac{1}{\cos\beta} \frac{\omega}{c\, n} r_{eff} E_{sc} \left(\hat{e}_s^* \cdot \hat{e}_p \right) \qquad \text{[e III-7]}$$

En replaçant ce terme dans les équations [e III-4 a] et [e III-4 b], on obtient le système suivant :

$$\frac{\partial A_s}{\partial y} = -i \frac{\Gamma}{4} e^{i\psi} \frac{A_s I_p}{I_s + I_p} - \alpha \, A_s / 2\cos\beta \qquad \text{[e III-8 a]}$$

$$\frac{\partial A_p}{\partial y} = -i \frac{\Gamma}{4} e^{-i\psi} \frac{A_p I_s}{I_s + I_p} - \alpha \, A_p / 2\cos\beta \qquad \text{[e III-8 b]}$$

On en déduit le système d'équations pour les intensités :

$$\frac{\partial I_s}{\partial y} = \Gamma \sin\psi \frac{I_s I_p}{I_s + I_p} - \alpha I_s / \cos\beta \qquad \text{[e III-9 a]}$$

$$\frac{\partial I_p}{\partial y} = -\Gamma \sin\psi \frac{I_s I_p}{I_s + I_p} - \alpha I_p / \cos\beta \qquad \text{[e III-9 b]}$$

En séparant le terme de phase et le terme d'amplitude dans les amplitudes complexes A_s et A_p, $A_s = \mathscr{A}_s e^{i\varphi_s}$ et $A_p = \mathscr{A}_p e^{i\varphi_p}$, et, en l'injectant dans le système [e III-8] on obtient les relations sur les phases :

$$\frac{\partial}{\partial y}\varphi_s = -\frac{\Gamma}{2}\frac{I_p}{I_p + I_s}\cos\psi \qquad \text{[e III-10 a]}$$

$$\frac{\partial}{\partial y}\varphi_p = -\frac{\Gamma}{2}\frac{I_s}{I_p + I_s}\cos\psi \qquad \text{[e III-10 b]}$$

Nous avons vu, au chapitre précédent, que dans le titanate de baryum le déphasage du champ par rapport à la figure d'interférence est de $\pi/2$. Il n'y a donc, d'après les équations [e III-9] et [e III-10], que transfert d'énergie sans transfert de phase d'un faisceau sur l'autre. C'est le principe du nettoyage de faisceau.

La résolution du système d'équations différentielles des intensités ([e III-9]) permet d'exprimer l'amplification du faisceau signal :

$$G = \frac{I_s^+}{I_s} = \frac{(1+R)\exp(\Gamma l)}{R + \exp(\Gamma l)} \exp(-\alpha l / \cos\beta) \qquad \text{[e III-11]}$$

où I_s^+ est l'intensité du faisceau signal à la sortie du cristal, I_S est l'intensité du faisceau signal à l'entrée du cristal, $R = I_P/I_S$ est le rapport des intensités des faisceaux à l'entrée du cristal, l est la longueur d'interaction des faisceaux dans le cristal. L'amplification est le point clé de notre montage de nettoyage de faisceau. C'est elle qui va conditionner le rendement. Comme on ne peut pas modifier l'absorption, il reste deux paramètres libres pour

l'optimisation de G. Le rapport pompe/signal R et le gain photoréfractif Γ. Pour atteindre la valeur optimale de R, il suffit de modifier la réflectivité de la lame séparatrice (figure [f I-3]). Pour atteindre la valeur maximale de Γ, il faut orienter les faisceaux correctement par rapport aux axes du cristal. Et pour calculer cette configuration angulaire, il faut d'abord déterminer la valeur de la densité effective de pièges photoréfractifs dans le cristal.

III.B.2. Mesure des paramètres du cristal.

La densité effective de pièges est donnée par la relation :

$$N_{eff} = \frac{\mathcal{N}\mathcal{A}^{+}}{N_D} \qquad \text{[e III-12]}$$

On la calcule d'après les résultats de la mesure de la variation du gain photoréfractif en fonction du pas du réseau d'indice inscrit. Ces mesures sont faites avec un laser continu à une longueur d'onde de 532 nm. On se place dans le régime des faibles intensités, avec une photoconductivité entièrement dominée par les trous ($\sigma(I_o,k_g)$=-1, $\gamma_h = 0$). La valeur du champ de charge d'espace est déduit de l'équation [e II-33]. La dépendance du gain en fonction du pas est alors d'après [e III-7]:

$$\Gamma = \frac{k_g\, k_B\, T/e}{1+\left(\frac{k_g}{k_o}\right)^2} \frac{\omega}{c\, n} \frac{r_{eff}}{cos\,\theta} (\hat{e}_s \cdot \hat{e}_p^*) \qquad \text{[e III-13]}$$

Les faisceaux qui interférent dans le cristal entrent par une face [100]. Les angles d'incidence des deux faisceaux sont égaux à θ et symétriques par rapport à la normale à la face d'entrée et le plan d'incidence de ces faisceaux contient l'axe optique. Ainsi $\vec{k}_g$ est orienté suivant la direction de l'axe optique. Comme dans ce cas β=0, on prend en compte θ dans les équations [e III-4 a, b]. Ainsi β est remplacé par θ dans l'expression du gain [e III-13] par rapport à l'équation [e III-7]. On fait varier la norme de $\vec{k}_g$ en faisant varier simultanément les angles d'incidence des deux faisceaux. Ainsi, la direction de $\vec{k}_g$ ne change pas au cours de l'expérience. On trace la variation de Γ avec le pas du réseau (proportionnel à l'inverse de k_g) [f III-2]. En ajustant les paramètres pour que les valeurs calculées et les points expérimentaux obtenus concordent, on détermine la valeur de k_o et donc de N_{eff}. Ces mesures sont faites

avec des faisceaux dont la polarisation est perpendiculaire à l'axe optique de façon à rester à faible gain photoréfractif et donc à ne pas être gêné par le bruit photoréfractif [r III-1].

N_{eff} est donné d'après l'équation [e II-17]:

$$N_{eff} = \frac{\varepsilon_r^o \varepsilon_o}{e} \frac{k_B T}{e} \left(\frac{2\pi}{\Lambda_{max}} \right)^2 \qquad \text{[e III-14]}$$

avec, dans le cas du $BaTiO_3$:

$$\varepsilon_r^o = \varepsilon_{r,o}^o \sin^2 \beta + \varepsilon_{r,e}^o \cos^2 \beta$$

la permittivité électrique statique effective du milieu dans la direction de $\vec{k}_g$ ($\varepsilon_{r,o}^o$=168, $\varepsilon_{r,e}^o$=4300).

Pour les mesures effectuées on se place à β=0 et donc ε_r^o=4300.

Λ_{max} est le pas du réseau pour lequel Γ est maximum. On obtient alors une valeur de N_{eff} de 5,6 10^{16} cm^{-3}. Elle est en accord avec les valeurs données par [r III-2].

L'absorption du cristal est mesurée à 532 nm à faible intensité. On trouve une valeur de 2,8 cm^{-1}.

Connaissant les valeurs de ces paramètres, on peut maintenant déterminer la configuration pour laquelle le gain photoréfractif sera le plus important.

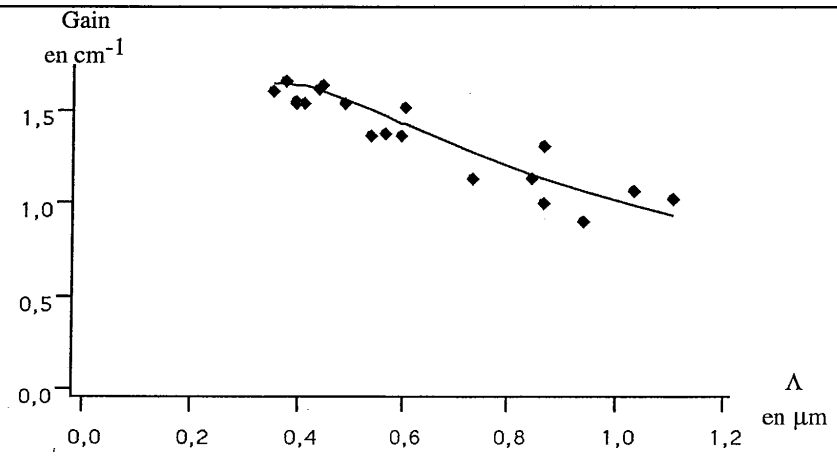


Figure [f III-2] : Mesure du gain photoréfractif pour des faisceaux polarisés ordinairement et $\vec{k}_g$ parallèle à l'axe $\hat{c}$.

III.B.3. Optimisation du gain.

On cherche à optimiser le gain en agissant sur les seuls paramètres à notre disposition : les orientations des faisceaux par rapport aux axes du cristal. La figure [f III-3] donne la variation du gain pour les différents angles $\alpha_p = \beta - \theta$ et $\alpha_s = \beta + \theta$ des vecteurs d'ondes de $\vec{E}_p$ et $\vec{E}_s$ par rapport à l'axe Oy du cristal (voir figure [f III-1]) et des faisceaux dont la polarisation est dans un plan contenant l'axe $\hat{c}$.

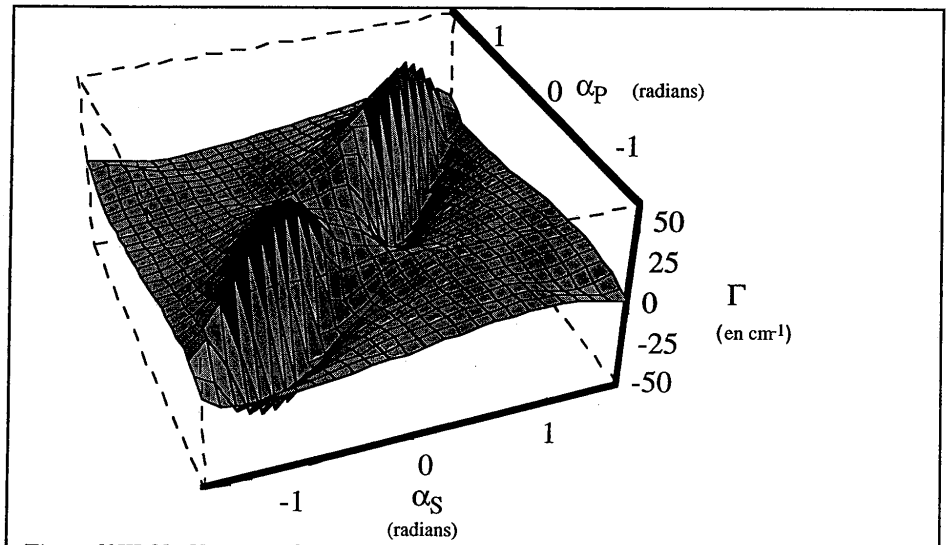


Figure [f III-3] : Variation du gain en fonction de la configuration angulaire des faisceaux par rapport aux axes cristallographiques pour des faisceaux dont la polarisation est dans un plan contenant l'axe $\hat{c}$.

Les fortes valeurs de gain sont obtenues pour des faisceaux ayant une composante de leur polarisation suivant l'axe optique. Ainsi on utilise le coefficient électro-optique r_{42}, le coefficient le plus élevée du $BaTiO_3$. Dans ces conditions le gain photoréfractif maximum est de $\Gamma = 54\ cm^{-1}$ et est obtenu pour $\beta = 45°$ et $\theta = 4°$. Mais une telle configuration n'est pas accessible pour un cristal dont les faces sont coupées suivant les axes cristallographiques. Ceci est dû à la valeur maximale de l'angle de réfraction dans le cristal qui est de 24°. Une méthode consiste à utiliser un liquide d'indice permettant d'atteindre des angles de réfraction de 41° pour

le faisceau pompe et 49° pour le faisceau signal. Mais la méthode la plus pratique est d'adapter la coupe du cristal. On le taille de façon à avoir deux faces parallèles faisant un angle de 45° avec l'axe optique. Ainsi deux faisceaux ayant des angles d'incidence de ±10° par rapport à la normale correspondent à la configuration optimale de gain ($\beta = 45°$, $\theta = 4°$). La coupe du cristal reste cependant une opération très délicate. Il faut partir d'un cristal polarisé, dont les arêtes sont orientées suivant les axes cristallographiques, puis le recouper pour obtenir les orientations désirées des faces. Une fois le cristal retaillé, si une dépolarisation survient, il est impossible de le polariser à nouveau suivant la même orientation. Il faut donc prendre toute les précautions pour éviter les contraintes mécaniques ou les variations thermiques importantes.

III.B.4. Influence de l'intensité lumineuse sur le gain.

Il ne s'agit ici que d'un simple rappel de ce qui a déjà été vu au chapitre II. Le gain photoréfractif étant directement proportionnel au champ de charge d'espace et ce dernier variant fortement avec l'intensité incidente, le gain varie lui aussi fortement. Lorsque la densité d'énergie augmente, le gain diminue, s'inverse puis augmente de nouveau avec un changement de signe (voir figure [f II-3]). Cela a une influence sur la direction de transfert de l'énergie. C'est à dire que si, à faible intensité on transfère effectivement l'énergie du faisceau fort sur le faisceau faible, à forte intensité la situation est inversée. Il y a alors atténuation du faisceau faible au profit du faisceau fort. Pour s'assurer de l'amplification il faut donc déterminer la configuration des faisceaux par rapport au cristal en tenant compte du domaine d'énergie dans lequel on va travailler.

III.B.5. Influence de la longueur de cohérence sur le gain

Dans les calculs qui précèdent nous avons supposé que les faisceaux étaient parfaitement cohérents entre eux. Mais dans la réalité la cohérence des faisceaux est limitée. Pour comprendre l'influence de la cohérence sur le couplage d'ondes, nous allons d'abord présenter le mélange d'ondes de manière plus phénoménologique, ce qui nous servira à illustrer le calcul de l'influence de la cohérence sur le gain.

Considérons les deux ondes planes $\vec{E}_P$ et $\vec{E}_s$. Elles interfèrent dans un cristal photoréfractif donnant ainsi naissance à un réseau d'indice déphasé de $\Psi=\pi/2$ par rapport à la figure d'interférence (figure [f III-4]).

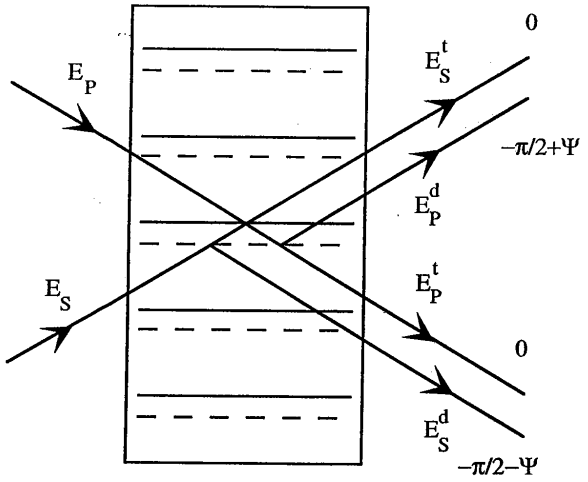


Figure [f III-4] : Schéma de la diffraction des ondes pompes et sondes sur le réseau d'indice décalé de Ψ par rapport au réseau d'illumination.

Les ondes se diffractent sur ce réseau d'indice. La diffraction entraîne une avance de phase supplémentaire de $\pi/2$ de l'onde diffractée par rapport à l'onde incidente (voir [e III-4 a, b]) dans la direction de $\vec{E}_s$. Comme $\Psi=\pi/2$, la différence de phase entre la partie transmise de $\vec{E}_s$ et la partie diffractée de $\vec{E}_P$ est nulle. Les ondes interfèrent de façon constructive dans cette direction. Par contre, dans la direction de $\vec{E}_P$, la différence de phase est de π. Il y a donc interférences destructives. Ainsi l'énergie de $\vec{E}_P$ est transférée à l'onde $\vec{E}_s$ après le cristal.

Cette situation est celle de deux ondes parfaitement cohérentes. Nous allons maintenant considérer le cas d'ondes dont la cohérence est limitée.

III.B.5.a. Description théorique

Pour exprimer la limitation de la longueur de cohérence, nous allons considérer un cas simple. On fait interférer dans le cristal deux faisceaux 1 et 2 composés chacun de deux ondes planes de fréquences différentes ω et ω'.

$$\vec{E}_1 = \frac{1}{2}\hat{e}_1 A_1 \exp\left(-i\left(\vec{k}_1 \cdot \vec{r} - \omega \cdot t\right)\right) + c.c. \qquad \text{[e III-15]}$$

$$\vec{E}'_1 = \frac{1}{2}\hat{e}'_1 A'_1 \exp\left(-i\left(\vec{k}'_1 \cdot \vec{r} - \omega' \cdot t\right)\right) + c.c. \qquad \text{[e III-16]}$$

$$\vec{E}_2 = \frac{1}{2}\hat{e}_2 A_2 \exp\left(-i\left(\vec{k}_2 \cdot \vec{r} - \omega \cdot t\right)\right) + c.c. \qquad \text{[e III-17]}$$

$$\vec{E}'_2 = \frac{1}{2}\hat{e}'_2 A'_2 \exp\left(-i\left(\vec{k}'_2 \cdot \vec{r} - \omega' \cdot t\right)\right) + c.c. \qquad \text{[e III-18]}$$

Les ondes de même fréquence ont des vecteurs d'onde de même norme, d'où :

$$\left\|\vec{k}_1\right\| = \left\|\vec{k}_2\right\| = \left\|\vec{k}\right\| \text{ et } \left\|\vec{k}'_1\right\| = \left\|\vec{k}'_2\right\| = \left\|\vec{k}'\right\| \qquad \text{[e III-19]}$$

Les ondes d'un même faisceau se propagent dans la même direction :

$$\frac{\vec{k}_1}{\left\|\vec{k}_1\right\|} = \frac{\vec{k}'_1}{\left\|\vec{k}'_1\right\|} \text{ et } \frac{\vec{k}_2}{\left\|\vec{k}_2\right\|} = \frac{\vec{k}'_2}{\left\|\vec{k}'_2\right\|} \qquad \text{[e III-20]}$$

La figure d'illumination ainsi créée est définie par :

$$I(\vec{r}) = \left(\vec{E}_1 + \vec{E}_2 + \vec{E}'_1 + \vec{E}'_2\right)^2 \qquad \text{[e III-21]}$$

Les termes ayant une dépendance en temps correspondent à des réseaux mobiles dont la moyenne temporelle est nulle. L'expression de la figure d'illumination est alors :

$$I(\vec{r}) = I_T\left(1+\frac{1}{2I_T}\left(\hat{e}_1.\hat{e}_2^{*}\,A_1A_2^{*}\,exp(-i\,\vec{k}_g.\vec{r})+c.c.\right)\right.$$
$$\left.+\frac{1}{2I_T}\left(\hat{e}_1'.\hat{e}_2'^{*}\,A_1'A_2'^{*}\,exp(-i\,\vec{k}_g'.\vec{r})+c.c.\right)\right) \qquad \text{[e III-22]}$$

avec :

$$\vec{k}_g = \vec{k}_1 - \vec{k}_2\ ,\ \vec{k}'_g = \vec{k}'_1 - \vec{k}'_2 \text{ et } I_T = (E_1)^2 + (E_2)^2 + (E_1')^2 + (E_2')^2 \qquad \text{[e III-23]}$$

On résout l'équation de propagation des ondes dans le cristal dans les mêmes approximations que celles définies au paragraphe III.B.1. On suppose que les fréquences des deux ondes sont assez proches pour considérer que :

$$\vec{k}_1 \approx \vec{k}'_1 \text{ et } \vec{k}_2 \approx \vec{k}'_2 \qquad \text{[e III-24]}$$

Les couples d'ondes de même fréquence, $\vec{E}_1, \vec{E}_2$ et $\vec{E}'_1, \vec{E}'_2$, interfèrent et donnent deux réseaux d'indice de même orientation. On a donc égalité des coefficients électro-optiques effectifs :

$$r_{eff} = r'_{eff} \qquad \text{[e III-25]}$$

On admet enfin que l'on a l'égalité des champs de charge d'espace relatifs aux deux réseaux :

$$E_{sc}=E'_{sc} \qquad \text{[e III-26]}$$

Comme on se place à β=0, on retrouve dans les équations la dépendance en θ déjà expliquée au paragraphe III.B.2. En négligeant l'absorption, on arrive à l'équation différentielle suivante :

$$\frac{\partial A_1}{\partial y} = -\frac{i\,\omega\, r_{eff}\, E_{sc}}{4n\,c\,cos\,\theta}\frac{1}{I_T}\left(\vec{e}_1.\vec{e}_2^{*}A_1A_2^{*}+\vec{e}'_1.\vec{e}'^{*}_2A'_1A'^{*}_2\,e^{i\Delta\vec{k}_g.\vec{r}}\right)e^{i\psi}\left(\hat{e}_2.\hat{e}_1^{*}\right)A_2 \qquad \text{[e III-27 a]}$$

$$\frac{\partial A_2}{\partial y} = -\frac{i\,\omega\, r_{eff}\, E_{sc}}{4n\,c\,cos\,\theta}\frac{1}{I_T}\left(\hat{e}_2.\hat{e}_1^{*}A_2A_1^{*}+\hat{e}'_2.\hat{e}'^{*}_1A'_2A'^{*}_1\,e^{-i\Delta\vec{k}_g.\vec{r}}\right)e^{-i\psi}\,\hat{e}_1.\hat{e}_2^{*}A_1 \qquad \text{[e III-27 b]}$$

avec:

$$\Delta\vec{k}_g = \vec{k}_g - \vec{k}_g'. \qquad \text{[e III-28]}$$

On se place à présent dans les conditions suivantes :

$$I_1=I'_1 \text{ et } I_2 = I'_2 \qquad \text{[e III-29]}$$

L'accord de phase entre les différentes ondes est réalisé à l'origine du repère ($\vec{r} = \vec{0}$) placé au centre du cristal.

Le réseau d'indice est toujours déphasé de $\Psi=\pi/2$ par rapport à la figure d'illumination moyenne résultant de l'interférence de deux couples d'ondes aux fréquences ω et ω'. Cependant, à cause du terme $e^{-i\Delta\vec{k}_g.\vec{r}}$ dans l'équation [e III 27 a, b], le réseau d'indice n'est pas déphasé de $\pi/2$ par rapport à chacune des figures d'interférence. Il pourra donc y avoir transfert de phase entre les ondes. Néanmoins, en se plaçant aux faibles épaisseurs, on pourra négliger ce transfert de phase.

On écrit l'équation pour l'intensité I_2 :

$$\frac{\partial I_2}{\partial y} = -\frac{\omega\, r_{eff}\, E_{sc}}{nc\cos\theta} 2\frac{I_1 I_2}{I_T} \cos^2\left(\frac{\Delta\vec{k}_g.\vec{r}}{2}\right) \qquad \text{[e III-30]}$$

En comparant ce résultat aux équations obtenues dans le cas d'un seul couple d'ondes, nous pouvons écrire le gain Γ' pour le cas de deux couples d'ondes en fonction du gain Γ :

$$\Gamma' = \Gamma \cos^2\left(\frac{\Delta\vec{k}_g.\vec{r}}{2}\right) \qquad \text{[e III-31]}$$

Comme on a choisi une configuration où β=0, le vecteur réseau $\vec{k}_g$ est orienté dans la même direction que l'axe Oz. On a alors :

$$\Delta\vec{k}_g.\vec{r} = \Delta k_g.z \qquad \text{[e III-32]}$$

Δk_g peut s'écrire de la manière suivante :

$$\Delta k_g = 2\pi n\left(\frac{1}{\lambda} - \frac{1}{\lambda'}\right)\sin\theta \qquad \text{[e III-33]}$$

En faisant l'approximation $\lambda\lambda' = \lambda^2$ et en écrivant $\lambda' - \lambda = \Delta\lambda$ on peut alors réécrire le gain Γ en fonction de z et de la longueur de cohérence l_{coh}. Nous obtenons :

$$\Gamma' = \Gamma \cos^2\left(\frac{2\,\pi\, z\, n \sin\theta}{l_{coh}}\right) \quad \text{avec} \quad l_{coh} = \lambda^2 / \Delta\lambda \qquad \text{[e III-34]}$$

Le gain photoréfractif varie en fonction de la différence de marche ($\delta \approx z\, n \sin\theta$) et de la longueur de cohérence et cela plus rapidement que le taux de modulation des franges qui est proportionnel à $\cos(2\pi\, z\, n \sin\theta / l_{coh})$. Cette variation montre que si le contraste des franges est limité à 10 % du maximum parce que l'on s'est placé à différence de marche non nulle, le gain lui n'est plus que de 1% du maximum.

Si on reprend l'explication phénoménologique donnée au paragraphe III.B.5, il y a deux phénomènes qui contribuent à la diminution du gain. Le premier est dû au fait que les deux réseaux d'illumination n'ont pas la même période. Le réseau d'indice moyen inscrit dans le matériau est donc moins efficace que le réseau d'indice inscrit par un seul couple d'ondes. De plus, le réseau d'indice moyen n'est plus déphasé de $\pi/2$ par rapport aux figures d'illumination. Cela a une conséquence sur l'interférence entre les ondes transmise et diffractée affaiblissant encore le transfert d'énergie. Ces deux phénomènes, diminution de l'efficacité de diffraction et perturbation de l'interférence, font que le gain chute rapidement si on se déplace par rapport au point où la différence de marche est nulle.

Afin de donner un ordre de grandeur de la chute de gain occasionnée par la longueur de cohérence finie, nous allons maintenant considérer le cas dans lequel les deux faisceaux 1 et 2 se réfractent symétriquement, à $\theta \pm 5°$ par rapport à la face d'entrée du cristal. L'indice n du matériau vaut 2,5 et le plan de différence de marche nulle est le plan xOy (voir figure [f III-5]).

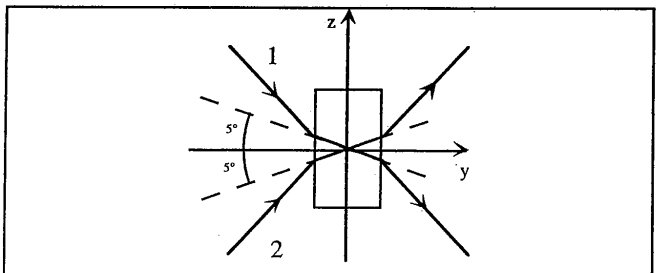


Figure [f III-5] : Schéma de l'orientation des faisceau 1 et 2.

Nous supposons que la dimension des faisceaux sur le cristal suivant l'axe z est de z_{max}=±2,5mm. Nous pouvons alors calculer la longueur de cohérence minimale qui assure un gain photoréfractif en bord de faisceau supérieur ou égal à 80% de sa valeur maximale. Nous trouvons $l_{coh} \geq 7mm$.

Ce résultat montre qu'il suffit d'une longueur de cohérence modérée pour transférer de l'énergie entre deux ondes par effet photoréfractif.

III.B.5.b. Résultats expérimentaux

Pour mesurer l'influence de la longueur de cohérence sur le gain nous avons mesuré ce dernier en fonction de la différence de marche entre les faisceaux pompe et signal. On utilise un laser nanoseconde déclenché émettant des impulsions à 532 nm. Le faisceau issu de ce laser est séparé en deux. Les deux faisceaux ainsi obtenus sont renvoyés dans le cristal photoréfractif où ils interfèrent. On mesure le transfert d'énergie d'un faisceau sur l'autre pour en déduire la valeur du gain photoréfractif. Sur un de ces deux faisceaux, on place un retard optique variable (voir schéma expérimental figure [f III-9]). On peut alors faire varier la différence de marche et mesurer son influence sur le gain. Pour comparer la variation du gain avec celui du contraste des franges, on a réalisé l'interférence des deux faisceaux sur une caméra CCD et mesuré le contraste à l'aide d'un dispositif d'analyse d'images.

Dans la configuration choisie le gain, à différence de marche nulle, est de 14,5 cm^{-1}. L'angle entre les faisceaux à l'intérieur du cristal est de 10°. Dans cette configuration, le gain se maintient à 80 % du maximum pour une différence de marche d'environ 5 mm et l'on observe bien une diminution plus rapide du gain comparée à l'évolution du contraste des franges d'interférence (figure [f III-6]). L'ajustement des paramètres de l'équation [e III-34] aux résultats expérimentaux donne une valeur de la longueur de cohérence de 65 mm.

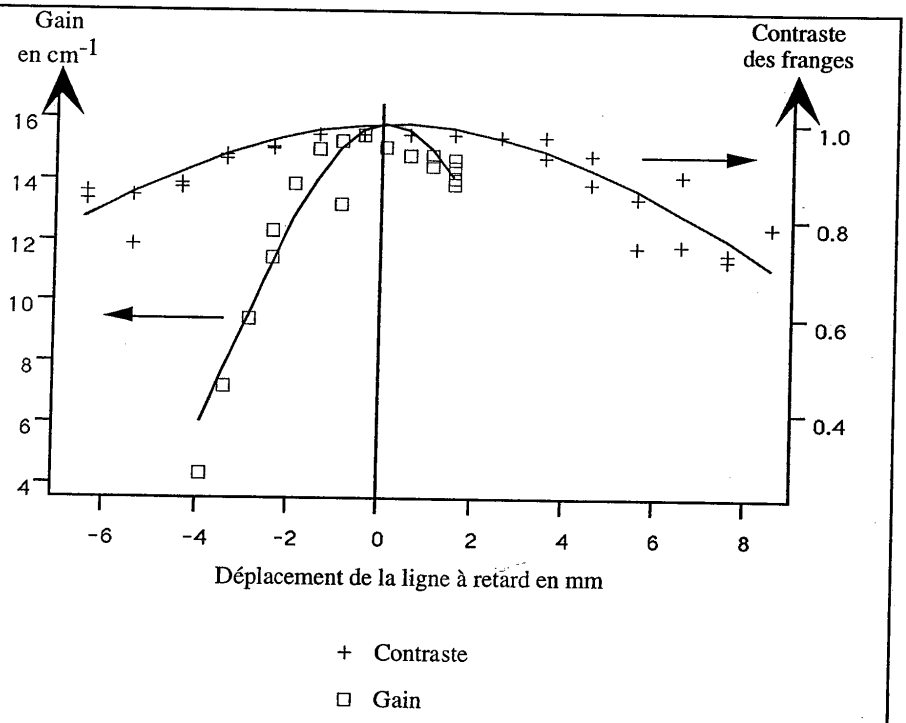


Figure [f III-6] : Variation du gain et du contraste des franges d'interférence en fonction de la position de la ligne à retard.

Tout ce qui a été dit plus haut concerne la longueur de cohérence des faisceaux impliqués dans le mélange à deux ondes. Il faut encore considérer leur cohérence transverse. En effet, il faut que les faisceaux soient cohérents sur toute l'étendue de leur profil. Dans le cas contraire, il n'est possible d'écrire un réseau que sur une partie très limitée de la zone de recouvrement.

Les premières expériences de mélange à deux ondes ont été faites avec un laser YAG déclenché dont le faisceau était multimode transverse. Avec un tel laser il a été impossible de réaliser un transfert d'énergie par mélange à deux ondes dans nos cristaux.

En conclusion, pour avoir un transfert d'énergie important il faut que les faisceaux présentent une bonne cohérence spatiale, mais leur longueur de cohérence peut être relativement faible (dans notre cas 3 à 4 fois plus grande que les dimensions de la région d'interaction).

III.B.6. Variation de l'amplification avec le rapport pompe/signal

L'équation [e III-11] donne l'influence du rapport des intensités des faisceaux pompe et signal sur la valeur de l'amplification [f III-7].

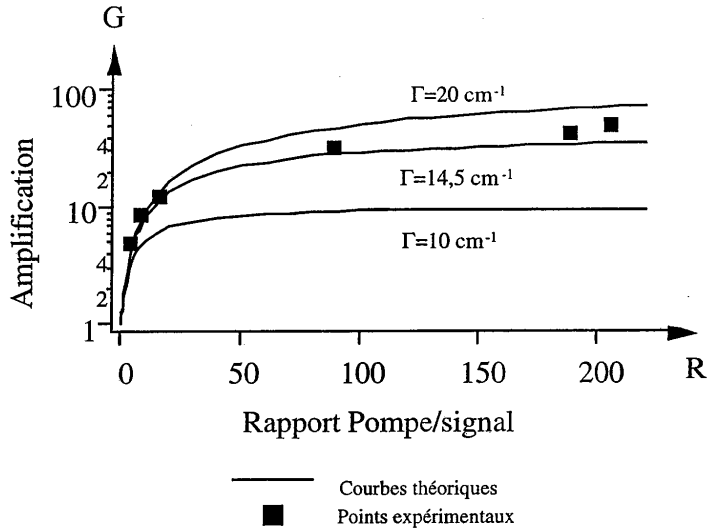


Figure [f III-7] : Variation de l'amplification avec le rapport pompe/signal. La longueur d'interaction est de 0,24 cm. Les points expérimentaux sont mesurés pour une configuration donnant $\Gamma = 14,5\ cm^{-1}$. Les courbes pleines sont les courbes théoriques correspondantes aux valeurs du gain photoréfractif indiquées.

Il faudra prendre en compte cette variation quand on voudra optimiser le dispositif d'amplification basé sur le mélange à deux ondes. Mais, cela mis à part, cette variation peut aussi entraîner des distorsions sur le faisceau amplifié. Prenons l'exemple de deux faisceaux de profils d'intensité gaussiens. Supposons qu'ils se recouvrent parfaitement dans le cristal, mais que leurs largeurs à mi-hauteur soient différentes. Le rapport d'intensité varie alors sur l'étendue du profil. Ainsi, comme le montre la figure [f III-8] il y a une amplification plus importante sur les bords qu'au centre. Le profil d'intensité du faisceau amplifié est donc modifié. Par diffraction, son front d'onde va être déformé par rapport à ses caractéristiques avant amplification. Dans l'exemple donné figure [f III-8], les faisceaux pompe et signal sont

de profils gaussiens, le diamètre du faisceau pompe à 1/e est quatre fois plus grand que celui du faisceau signal et le rapport entre l'intensité de la pompe et celle du signal est de 10. La valeur du gain photoréfractif multipliée par la longueur d'interaction est de $\Gamma l = 3$.

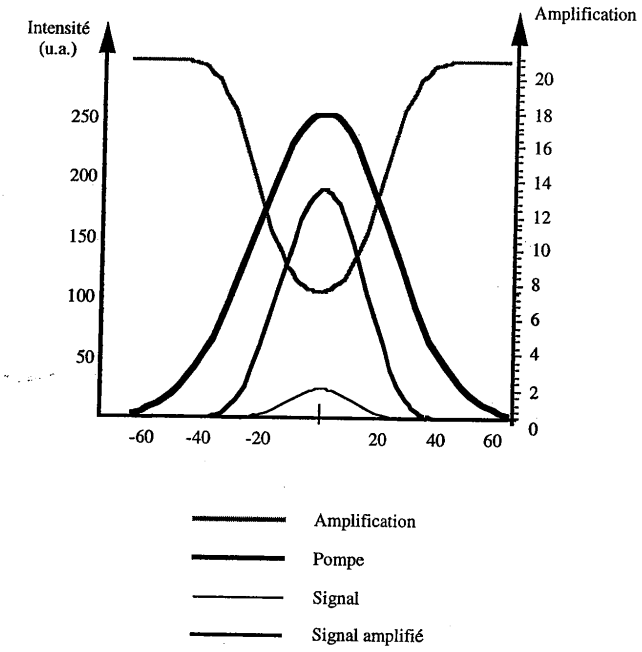


Figure [f III-8] : Comparaison des profils des faisceaux : pompe, signal et signal amplifié.

Dans l'exemple donné ci-dessus, la largeur à 1/e du faisceau signal est égal à 16. Après amplification, cette valeur est de 17,2. Il y a donc bien une modification du profil d'intensité du faisceau amplifié. Ce problème de la différence entre les profils des faisceaux incident et amplifié est moins sensible quand on ne sature pas l'amplification photoréfractive, c'est à dire à rapport pompe/signal important ou à gain faible. Mais il reste une source importante de distorsions dans les expériences de mélange d'ondes à fort gain photoréfractif. De la même manière, le mauvais alignement des faisceaux va engendrer des distorsions et cela même s'ils ont des profils d'intensité identiques.

Le problème général de la variation spatiale de la modulation et des distorsions qui s'ensuivent se retrouve aussi dans le cas du mélange à quatre ondes que nous étudierons au chapitre IV.

Enfin, pour terminer, notons que, dans le $BaTiO_3$ le gain varie aussi avec l'intensité. Ainsi, comme nous l'avons vu plus haut, le gain peut changer de signe entre le centre et le bord du faisceau pompe [r III-3]. Dans ce cas il est évident que le profil d'intensité du faisceau amplifié est très déformé.

En conclusion, il existe un grand nombre de paramètres pouvant altérer la qualité de l'amplification par mélange à deux ondes dans un cristal de $BaTiO_3$. Nous allons montrer que, malgré tout cela, il est possible de réaliser expérimentalement une amplification d'un faisceau de front d'onde donné et cela sans que la structure du faisceau pompe n'altère ce profil.

III.C. Mesure de la correction de lentilles

Pour simuler la correction des aberrations introduites par une lentille, on déforme le front d'onde du faisceau de pompe en introduisant une lentille sur son parcours et on vérifie que la structure du faisceau qu'il amplifie n'est pas modifiée. C'est exactement la même situation dans le dispositif présenté au chapitre I (voir figure [f I-3]). Le faisceau intense est alors déformé par la lentille thermique présente dans l'amplificateur laser. Pour valider la possibilité de réaliser pratiquement un tel dispositif, il faut donc vérifier que le profil du faisceau signal n'est pas modifié par l'amplification et cela pour différentes caractéristiques du faisceau de pompe. Ces mesures ont déjà été réalisées en régime continu [r III-4], [r III-5], mais c'est la première fois, à notre connaissance, que de telles mesures sont réalisées en régime impulsionnel [r III-6]. Toutes les mesures présentées ici sont faites pour un laser délivrant des impulsions de 10 ns à 10 Hz à une longueur d'onde de 532 nm.

III.C.1. Dispositif expérimental

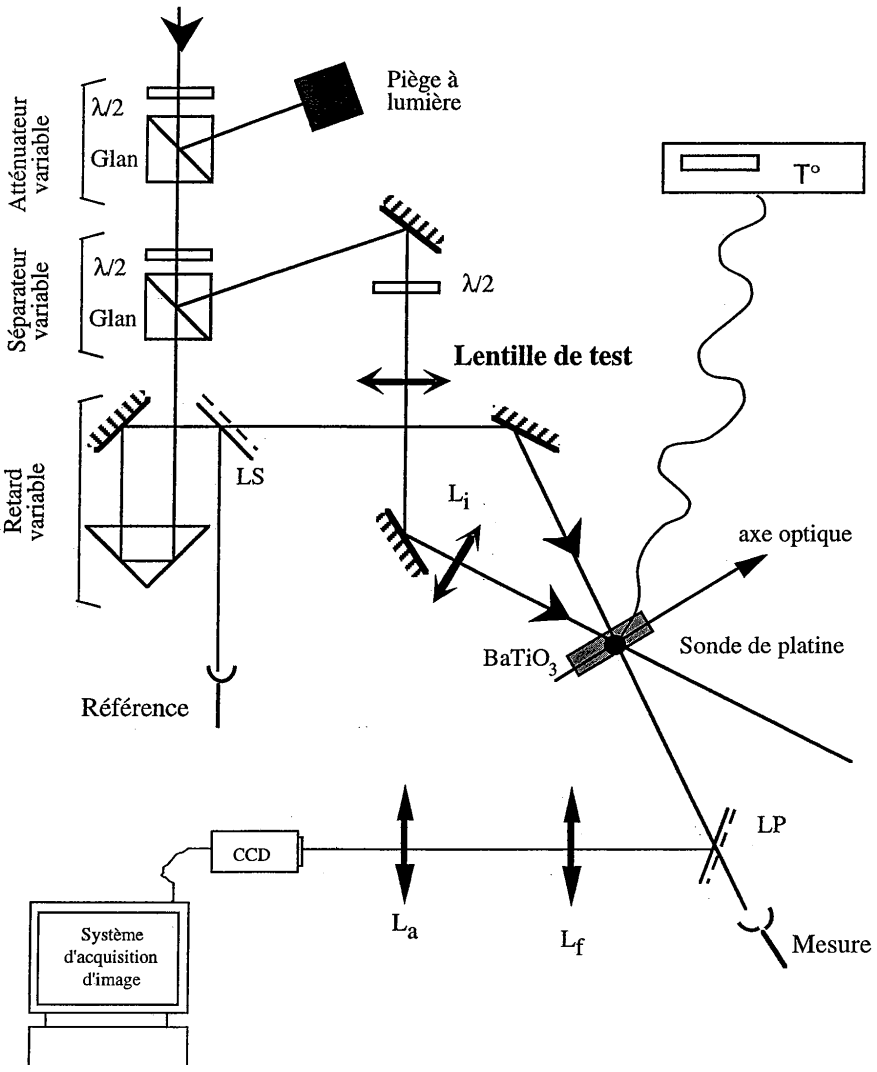


Figure [f III-9] : Schéma du dispositif expérimental

Pour faire l'étude de l'amplification par mélange à deux ondes, on réalise le dispositif expérimental suivant (figure [f III-9]). La source utilisée est un laser YAG, doublé en fréquence délivrant des impulsions de 150 mJ à 532 nm, de durée 10 ns à un taux de répétition de 10 Hz. Le miroir de sortie de ce laser est un miroir super gaussien permettant d'obtenir un mode transverse unique. Le profil d'intensité de ce faisceau présente cependant des points chauds révélateurs de fortes disparités dans la distributions de l'énergie. Pour éviter cela, nous avons placé un diaphragme (2 mm de diamètre) sur le faisceau ce qui donne une répartition de l'énergie plus uniforme au centre du faisceau. L'inconvénient est que nous avons aussi des anneaux de diffraction. A l'entrée du dispositif, un atténuateur variable formé par une lame de phase $\lambda/2$ et un polariseur de Glan permet de faire varier l'énergie du faisceau principal. La séparation de ce faisceau est réalisée par un deuxième ensemble $\lambda/2$ - polariseur de Glan permettant de faire varier le rapport entre les énergies des deux faisceaux. La partie transmise par le polariseur est le faisceau signal, faisceau qui va être amplifié dans le cristal photoréfractif. La partie réfléchie est le faisceau pompe. Une troisième lame $\lambda/2$ est utilisée pour rétablir l'orientation de la polarisation. Sur le trajet du faisceau signal, on place une ligne à retard variable permettant l'égalisation des trajets des faisceaux pompe et signal. Ainsi, on peut se placer au plus près de la différence de marche nulle et profiter ainsi des gains maximums. Une lame de verre (LS) prélève une partie du faisceau signal qui, renvoyée sur une photodiode (Référence), permet de mesurer les variations d'intensité du laser. Une lentille L_i de longueur focale f_i est placée sur le trajet du faisceau pompe, elle joue le rôle de la lentille d'imagerie décrite pour le dispositif d'amplification au chapitre I. Cette lentille permet de former, dans le cristal, l'image de la lentille de test qui simule la lentille thermique de l'amplificateur laser. Les deux faisceaux interfèrent dans le cristal de $BaTiO_3$ et l'on mesure l'amplification du faisceau signal à l'aide d'une deuxième photodiode (Mesure). Une résistance de platine, mise en contact avec l'échantillon, permet de mesurer sa température. Pour la mesure de la qualité de l'amplification, une partie du faisceau signal transmis est prélevée par une lame prismatique (LP) et est focalisée par une lentille de longue distance focale (500 mm) placée à 340 mm du cristal. Une autre lentille (L_a) permet de former l'image agrandie du point de focalisation sur une caméra CCD. La digitalisation et l'enregistrement de l'image formée sur la caméra sont réalisés par le système d'acquisition CYCLOPE.

III.C.2. Méthode de mesure de la qualité de l'amplification.

Le laser dont nous disposons pour faire les mesures de qualité de l'amplification délivre un faisceau monomode transverse mais dont le mode n'est pas TEM_{oo}. Les méthodes de caractérisation des faisceaux gaussiens ne sont donc pas utilisables dans notre cas. Nous avons donc choisi d'utiliser une méthode basée sur la comparaison des profils d'intensité avant et après amplification. Les figures [f III-10 a] et [f III-10 b] montrent un exemple de profils de faisceaux obtenus. Le nombre de niveaux de gris a été réduit à 8 pour une meilleure lisibilité des figures. Dans la réalité, on travaille avec des figures présentant 256 niveaux de gris.



[f III-10 a] : Profil d'intensité du faisceau signal avant amplification



[f III-10 b] : Profil d'intensité du faisceau signal après amplification

Afin d'avoir un critère de comparaison numérique de la qualité, on réalise la corrélation entre les profils avant et après amplification. L'image digitalisée du profil d'intensité du faisceau est une image de 512 par 512 pixels. Le calcul de la corrélation entre deux images de cette dimension ne peut être réalisé sur l'un de nos micro-ordinateurs, leur capacité de mémoire étant trop faible. Il faut donc réduire le nombre de pixels d'un facteur 8 dans chaque dimension. Ainsi, d'une image de 512 par 512 pixels on arrive à une image de 63 par 63 pixels où la valeur de chacun des points correspond à la moyenne arithmétique des valeurs des pixels d'un carré de 8x8 sur l'image originale (on a en plus retiré 8 colones et 8 lignes sur les bords de l'image). Un exemple de ce traitement est donné sur les figures [f III-11 a et b]. La réduction de la taille des images permet maintenant de calculer la corrélation.

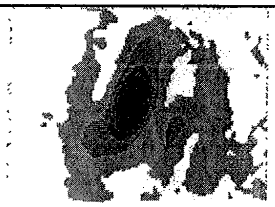


Figure [f III-11 a] : Profil d'intensité du faisceau signal. Image de 512 x 512 pixels

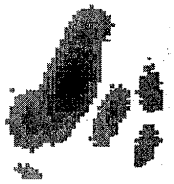


Figure [f III-11b] : Profil d'intensité du faisceau signal. Image de 63 x 63 pixels

L'inconvénient majeur de cette réduction de la taille est qu'elle induit une perte d'information. Mais nous verrons que l'on peut néanmoins extraire des résultats significatifs en procédant à un étalonnage du dispositif.

Le calcul de la corrélation des images réduites avant et après amplification se fait à l'aide de la relation [e III-35]. Les $a_{i,j}$ sont les valeurs des pixels sur l'image du profil avant amplification et le $b_{i,j}$ celles des pixels de l'image après amplification. On obtient la valeur de chaque pixel $c_{i,j}$ de la figure de corrélation :

$$c_{i,j} = \frac{\sum a_{l,k} \cdot b_{i-l,j-k}}{\sqrt{\sum (a_{l,k})^2 \cdot \sum (b_{l,k})^2}} \qquad \text{[e III-35]}$$

Pour deux images parfaitement identiques pixel à pixel, la valeur de $c_{i,j}$ est maximale et égale à un en un seul point de la figure de corrélation. Si les images présentent une différence quelconque, cette valeur est alors inférieure à un. Pour le critère de comparaison, nous avons choisi de prendre la valeur du maximum de la figure de corrélation, $\text{Max}(c_{i,j})$. Plus cette valeur sera proche de un, plus la fidélité sera bonne. Cette méthode permet de comparer les profils des faisceaux de forme quelconque. De plus, on peut comparer deux profils même si ils ne se situent pas exactement au même point sur la CCD. Dans les expériences d'amplification, nous sommes obligés d'introduire des densités optiques sur le trajet du faisceau amplifié. Ces densités permettent de garder un régime de réponse linéaire de la caméra CCD, mais elles dévient le trajet du faisceau. Ainsi, le point d'impact du faisceau amplifié sur la CCD est différent de celui du faisceau non amplifié.

Expérimentalement, la valeur de $\text{Max}(c_{i,j})$ n'est jamais égale exactement à un. Il faut donc pouvoir estimer à quoi correspond cet écart. Pour cet étalonnage, on va remplacer le cristal par différents objets de phase connus. Notre but étant de corriger des lentilles thermiques, on remplace le cristal par des lentilles de différentes longueurs focales. Les figures ci-dessous donnent des exemples de profils d'intensité de faisceaux obtenus pour les différentes lentilles.

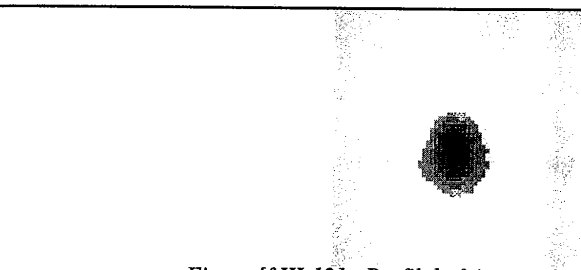
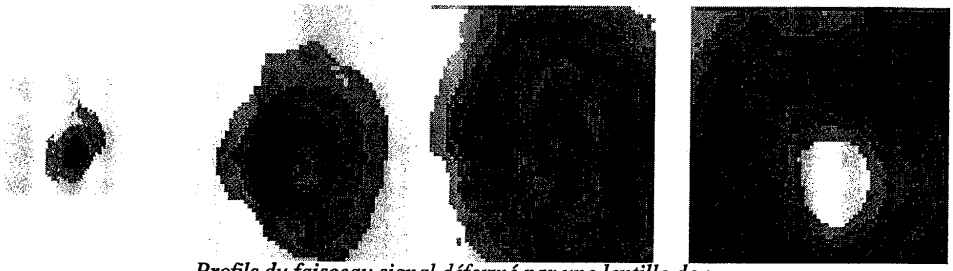


Figure [f III-12] : Profil du faisceau signal non déformé.



Profils du faisceau signal déformé par une lentille de :

+0,5 dioptrie, Figure [f III-13 a] — *+1,25 dioptrie, Figure [f III-13 b]* — *+1,5 dioptrie, Figure [f III-13 c]* — *-1 dioptrie. Figure [f III-13 d]*

Ces profils obtenus vont nous servir à étalonner notre montage. On va calculer les valeurs des $Max(c_{i,j})$ pour chaque image. La méthode utilisée pour le calcul nous permet d'être indépendant de la position du profil dans le cadre de l'image. De plus, il est évident que si le profil dépasse du cadre, c'est qu'il diffère fortement du profil du faisceau incident présenté figure [f III-12]. Les valeurs des $Max(c_{i,j})$ sont données dans le tableau [t III-1].

Longueur focale		$Max(c_{i,j})$
en dioptries	(en mètres)	
+0,50	2,00	0,88
+1,25	0,80	0,60
+1,50	0,66	0,40
-1,00	-1,00	0,42
-1,50	-0,66	0,43

Tableau [t III-1] : Étalonnage du dispositif expérimental.

On voit que le dispositif est sensible à l'introduction d'une lentille de 2 m de longueur focale, et que plus la longueur focale est faible, plus Max($c_{i,j}$) est petit. Notons toutefois que la valeur de Max($c_{i,j}$) ne peut être nulle. Ainsi, si on obtient une valeur de Max($c_{i,j}$) qui est supérieure à 0,88, on peut affirmer que la distorsion introduite est inférieure à celle introduite par une lentille de 2 m de longueur focale. Mais c'est là la seule chose qui peut être raisonnablement affirmée.

III.C.3. Résultats expérimentaux

Les expériences réalisées ont été faites dans trois cas différents. Les deux premiers l'ont été pour un même cristal à deux régimes d'énergie. A basse énergie pour prouver que l'on pouvait avoir de bonnes qualités de faisceau pour différentes caractéristiques du faisceau pompe. A forte énergie, afin de prouver que l'amplification sans déformation est possible même si la température du cristal augmente. Enfin, une démonstration d'amplification a été faite avec un cristal taillé à 45° permettant l'accès à un gain photoréfractif très élevé.

III.C.4. Mesure avec un cristal coupé suivant les axes cristallographiques.

Le cristal est un parallélépipède rectangle coupé de telle manière que les arrêtes soient orientées suivant les axes cristallographiques. Ce premier cristal est celui dont nous avons déterminé la densité effective de pièges (voir paragraphe III.B.2). Ses dimensions sont : a_1=2,27 mm, a_2=3,86 mm et c=5,65 mm. C'est un échantillon fortement dopé au cobalt (100 ppm). Sa croissance a été réalisée dans les laboratoires de D. Rytz à Sandoz-Huningue. C'est un échantillon de type p, c'est à dire que sa photoconduction à basse intensité est dominée par les trous. C'est dans ce régime d'intensité que nous avons fait la première série de mesures. L'orientation des faisceaux pompe et signal est constante dans toutes les séries de mesures qui vont être présentées. Dans cette configuration la valeur du gain est de 14,5 cm^{-1}.

III.C.4.a. Validation de la correction à faible intensité

La mesure de l'énergie de chaque impulsion est faite à l'aide d'un calorimètre. La densité de puissance indiquée ici est la densité moyenne sur toute la durée de l'impulsion. Les mesures de la qualité de l'amplification en régime impulsionnel à faible densité de puissance ont été faites pour différentes caractéristiques du faisceau de pompe. On a fait varier sa densité de puissance par rapport à celle du faisceau signal tout en gardant la même densité de puissance incidente totale sur le cristal (environ 30 kW/cm^2). A ces densités de puissance, il est

impossible d'inscrire le réseau photoréfractif sur une seule impulsion. Mais en utilisant l'effet mémoire du cristal, il est possible d'enregistrer le réseau photoréfractif sur un grand nombre d'impulsions tant que les caractéristiques des faisceaux ne changent pas d'une impulsion à l'autre. Dans la série d'expériences présentée ici, l'état stationnaire est obtenu après 5000-7000 impulsions.

Pour montrer que la qualité de l'amplification était indépendante des caractéristiques du front d'onde du faisceau pompe, on les a fait varier en utilisant différentes lentilles de test et en modifiant le diamètre du faisceau pompe au niveau du cristal. Pour cela, on a modifié le grandissement de la lentille L_i (figure [f III-9]) faisant l'image de la lentille de test dans le cristal.

Longueur focale de L_i	Grandissement γ	Longueur focale de la lentille de test	Rapport pompe/signal	Amplification G	Max($c_{i,j}$)	Rapport des diamètres des faisceaux pompe et signal
-	1	-	500	45	0,98	4
-	1	-	10	6,7	0,98	4
200 mm	-1	-	600	25	0,98	4
200 mm	-1	-	10	4,6	0,96	4
200 mm	-1	666 mm	600	34	0,96	4
200 mm	-1	666 mm	10	5,3	0,96	4
200 mm	-0,4	-	1600	42	0,98	2,5
200 mm	-0,4	-	20	6,8	0,98	2,5
200 mm	-0,4	2000 mm	1600	34	0,98	2,5
200 mm	-0,4	2000 mm	20	6,7	0,97	2,5
200 mm	-0,4	666 mm	1600	36	0,97	2,5
200 mm	-0,4	666 mm	20	6,4	0,97	2,5
265 mm	-0,25	-	2000	23	0,99	1
265 mm	-0,25	-	10	3,6	0,94	1
265 mm	-0,25	666 mm	2000	38	0,99	1
265 mm	-0,25	666 mm	10	3	0,97	1

Tableau [t III-2] : Résultats expérimentaux

Le tableau ci-dessus présente les résultats obtenus pour différents paramètres. On remarque que dans tous les cas de figure, la valeur de Max($c_{i,j}$) est toujours supérieure à 0,94. On peut donc dire que les déformations introduites sur le faisceau signal sont bien inférieures à celles qui seraient dues à une lentille de 2 m de longueur focale; cela alors même que le faisceau pompe traverse une lentille de longueur focale de 200 mm. On remarque que, à rapports pompe/signal égaux, la valeur de l'amplification varie entre deux mesures . Cette variation est due à l'imprécision de la mesure de ce rapport. En effet, notre calorimètre ne permet pas de mesurer précisément la valeur du faisceau signal aux faibles énergies. On note que le recouvrement ne semble pas être une donnée critique pour la qualité de l'amplification. L'exemple présenté au paragraphe III.B.6 correspond approximativement aux conditions expérimentales de la deuxième ligne du tableau [t III-2] (rapport 10, rapport des diamètres des faisceaux de 4). On a vu que pour des faisceaux gaussiens la différence du profil du faisceau amplifié (largeur à 1/e de 17,2) par rapport au faisceau signal non amplifié est faible (largeur à 1/e de 16). Le calcul de corrélation pour ces profils donne une valeur de Max($c_{i,j}$) de 0,997. La déformation du faisceau amplifié, due aux différences de diamètres, ne perturbe donc pas fortement la qualité de l'amplification.

Donc, à faible intensité, il est possible de réaliser l'amplification d'un faisceau faible par un faisceau fort par couplage d'ondes photoréfractif en régime pulsé. Cette amplification peut être réalisée sans que les caractéristiques du faisceau pompe influent sur la structure du faisceau amplifié.

Dans un dispositif d'amplification basé sur le mélange à deux ondes (voir chapitre I), l'énergie des faisceaux traversant le cristal est au moins égale à celle obtenue à la sortie du dispositif. Il faut donc vérifier que l'amplification sans distorsion peut être réalisée pour des fortes densités de puissance.

III.C.4.b. Validation de la correction à forte intensité

Les problèmes susceptibles de se produire aux fortes intensités sont principalement dus à l'échauffement du cristal. En effet, l'absorption à 532 nm est très importante (2,9 cm^{-1}) et introduit à elle seule des pertes de l'ordre 50 %. Or le BaTiO3 présente de fortes variations d'indice en fonction de la température [r III-7] et une conductivité thermique faible. Elle est de l'ordre de 4 $J{\cdot}s^{-1}{\cdot}K^{-1}{\cdot}m^{-1}$ [r III-8], soit 100 fois plus petite que celle du cuivre. Ces variations peuvent entraîner l'établissement d'une lentille thermique dans le cristal lui-même. Ainsi, même si les caractéristiques du front d'onde du faisceau pompe n'influencent pas la structure du front d'onde du faisceau amplifié, la qualité de l'amplification pourra être détériorée par la seule traversée du cristal. Un autre problème est celui de l'uniformité du gain. En effet, on a vu que

le gain photoréfractif dépend de l'intensité. Si les faisceaux n'ont pas un profil d'intensité uniforme, on peut voir des variations du gain sur l'étendue du profil. Cette variation peut aller jusqu'au changement de signe entre les régions de forte intensité et celles de faible intensité.

Pour ces mesures à forte énergie, on retire le diaphragme afin que le faisceau pompe éclaire la totalité du cristal. L'échauffement du cristal se fait alors de façon uniforme et il n'y a pas de lentille thermique induite. Un nouveau diaphragme de 1,5 mm de diamètre est placé sur le trajet du faisceau signal. Ainsi, le faisceau signal voit un faisceau pompe dont l'intensité est uniforme. Il n'y a donc pas de problèmes dus à la variation du gain sur l'étendue du profil.

Les plus fortes amplifications ont été obtenues pour une énergie du faisceau de pompe de 82 mJ (16 MW/cm^2). Avec un rapport pompe/signal de 100, on a obtenu une amplification de 10. Cela correspond à un gain de l'ordre de 10 cm^{-1}. Ce gain a un signe opposé à celui mesuré à faible intensité. Quant à la fidélité, elle est excellente. On calcule un Max($c_{i,j}$) de 0,99 pour les amplifications à forte intensité (la figure [f III-14 a et b] montre les profils du faisceau signal avant et après amplification). Cette mesure a été faite pour un faisceau pompe non déformé par des lentilles. Mais la structure du faisceau de pompe était très différente de celle du faisceau signal et cela n'a pas provoqué de déformation du front d'onde du faisceau signal amplifié. Enfin on a mesuré, à l'aide de la résistance de platine posée sur le cristal, une élévation de la température du cristal de 30°C lors des premières mesures à haute intensité. Pour limiter cet échauffement, on a assuré le contact thermique du cristal avec son support (un disque d'aluminium de 6 cm de diamètre) à l'aide d'une pâte silicone. L'élévation de la température alors enregistrée n'est plus que de 10°C.

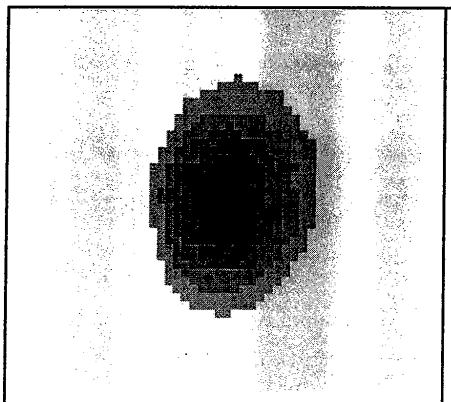


Figure [f III-14 a] : Profil du faisceau signal avant amplification

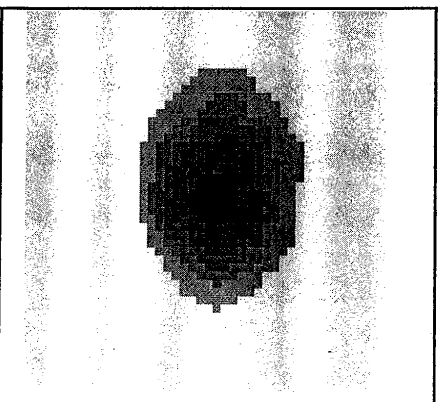


Figure [f III-14 b] : Profil du faisceau signal après amplification

L'amplification sans déformation par mélange d'ondes photoréfractif est donc réalisable à forte énergie. Après ces mesures à forte intensité, on a observé quelques modifications de la qualité du cristal. Des défauts sont apparus en surface. Ils sont probablement dus à des poussières brûlées. Les défauts présents dans le volume se présentent comme un nuage de points sombres. Ce sont certainement des inclusions présentes dans le cristal qui ont été brûlées par les faisceaux intenses. Ces défauts ne se trouvent que dans une partie limitée du cristal. Les parties qui ne présentaient pas d'inclusions ont elles parfaitement résisté aux fortes densités de puissance incidente. Donc, en sélectionnant correctement les cristaux et en travaillant en atmosphère propre il est possible d'éviter ces problèmes. L'utilisation du $BaTiO_3$ pour l'amplification à haute énergie n'est donc pas à remettre en cause.

L'utilisation de faisceaux à une puissance moyenne plus élevée peut provoquer un échauffement plus important et modifier les propriétés du cristal. Il peut y avoir une diminution du gain photoréfractif venant de la variation de l'indice de réfraction et des coefficients électro-optiques avec la température. Et finalement, un échauffement très important peut induire une dépolarisation du cristal dû à la transition de phase.

III.C.5. Mesure avec un cristal coupé à 45°.

Pour avoir le maximum de rendement il faut pouvoir transférer la totalité de l'énergie du faisceau pompe sur le faisceau signal. Cela implique que l'on puisse avoir des gains photoréfractifs importants. Pour les cristaux de $BaTiO_3$, le gain est maximum pour un réseau d'indice dont le vecteur d'onde est orienté à 45° de l'axe $\hat{c}$ avec un pas de réseau de l'ordre du micromètre. Or, dans un cristal coupé suivant les axes cristallographiques, il est impossible d'inscrire un tel réseau. L'indice du cristal (≈2,4) interdit des angles de réfraction supérieurs à 25°. Pour pouvoir atteindre cette configuration de gain maximum, il faut recouper le cristal de façon à avoir des faces dont la normale fait un angle de 45° avec l'axe $\hat{c}$.

Dans le cadre de notre collaboration avec Sandoz-Huningue, nous avons obtenu un tel cristal provenant de la même boule que celui décrit dans les paragraphes précédents. Ses dimensions sont a_1=5,5 mm, a/c=2,1 mm et a'/c=3,7. Le gain théorique maximum est de 54 cm^{-1} pour des angles d'incidence de 10°, symétriques par rapport à la normale à la face d'entrée. Le fait que l'on ait des angles d'incidence symétriques permet en plus d'avoir un bon recouvrement des faisceaux dans le cristal. Mais, le bruit inhérent [r III-9] à un tel gain est très important et entraîne la détérioration de la qualité de l'amplification. En effet, si le gain est maximum pour un transfert d'énergie du faisceau pompe vers le faisceau signal, il est aussi important pour le transfert d'énergie du faisceau pompe vers des faisceaux diffusés et pour le

transfert d'énergie du faisceau signal vers la diffusion. Ainsi, même si le faisceau signal est fortement amplifié, une partie importante de l'énergie est perdue dans la diffusion et cela avec une forte dégradation de la qualité du front d'onde. Pour pallier à cette situation, nous avons choisi une nouvelle orientation des faisceaux dans laquelle les angles d'incidence sont de 40° et toujours symétriques par rapport à la normale à la face d'entrée. Le gain calculé est alors de 24 cm^{-1}. Dans cette configuration, la diffusion amplifiée est de faible importance. Pour la diminuer la on peut utiliser un cristal ayant les mêmes propriétés et une épaisseur plus faible. On peut alors utiliser le gain maximum et rattraper sur le gain la diminution de la longueur d'interaction. De plus, en diminuant l'épaisseur on diminue aussi les pertes par absorption.

La mesure du transfert d'énergie est faite à une intensité totale incidente de 200 kW/cm^2, ce qui se situe encore dans le domaine des faibles intensités. Pour un rapport pompe/signal de 40, l'amplification obtenue est de 16. On peut exprimer ces résultats en disant que 41% de l'énergie de la pompe est effectivement transférée sur le faisceau signal. Ce résultat, si on le corrige des pertes induites par l'absorption dans le cristal, correspond au transfert de 90 % de l'énergie du faisceau pompe sur le faisceau signal.

En ce qui concerne la fidélité, elle reste très bonne. Le Max(ci,j) est de 0,98 (figure [f III-15 a et b]), prouvant que l'on peut conjuguer un transfert d'énergie important et une bonne qualité d'amplification en régime pulsé.

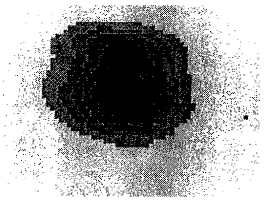


Figure [f III-15 a]
Profil du faisceau signal avant amplification

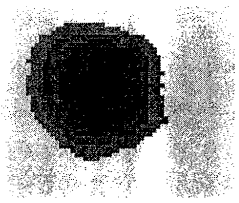


Figure [f III-15 b]
Profil du faisceau signal après amplification

III.D. Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons démontré que l'on pouvait réaliser l'amplification d'un faisceau issu d'un laser impulsionnel, par mélange à deux ondes dans un cristal photoréfractif. Dans cette démonstration, une bonne qualité de l'amplification et un transfert d'énergie important ont été obtenus. Cette technique d'amplification demande une bonne stabilité. Les fluctuations de l'air ambiant perturbent suffisamment les trajets optiques des deux faisceaux pour empêcher l'inscription d'un réseau photoréfractif efficace. Il faut donc couvrir le montage.

Toutes les mesures ont été faites pour une longueur d'onde de 532 nm. Or, pour notre application, ce qui nous intéresse est la longueur d'onde de 1,06 µm. C'est en effet à cette longueur d'onde que fonctionnent les amplificateurs solides (Nd : YAG) que nous voulons corriger. Mais les résultats obtenus ici sont transposables à une longueur d'onde différente tant que le cristal utilisé y présente des propriétés similaires. Les nouveaux cristaux de $BaTiO_3$ dopés au rhodium et dits $BaTiO_3$ 'bleus' présentent un pic d'absorption à 650 nm et une queue d'absorption qui se prolonge jusqu'à 1 µm. Ils présentent un effet photoréfractif jusqu'à une longueur d'onde de 1 µm [r III-10]. Les gains de ces cristaux à 1,06 µm n'ont pas encore été effectivement mesurés. Il semble néanmoins qu'ils soient beaucoup plus faibles que ceux obtenus dans nos mesures avec le cristal coupé à 45°. En effet, les observations de l'effet photoréfractif dans ces cristaux 'bleus' ont été faites par des expériences de conjugaison de phase auto-pompée. Pour ces expériences la valeur du gain mise en jeu est encore sujette à discussion. Néanmoins, de récentes publications montrent que le produit gain-longueur d'interaction peut ne pas dépasser $\Gamma l=6$ [r III-11]. Or le gain est le paramètre qui détermine l'efficacité du transfert d'énergie et comme tout concourt à le diminuer (cohérence faible, dépendance en intensité, élévation de la température, longueur d'onde élevée), il est important de disposer d'un matériau ayant un gain photoréfractif important. C'est l'effort actuellement fait sur ces cristaux 'bleus'.

En conclusion, le mélange à deux ondes est à même de satisfaire toutes les conditions nécessaires à une amplification sans introduction de distorsion.

Au chapitre I, nous avons indiqué que l'on pouvait amplifier un faisceau laser sans le déformer en utilisant un méthode basée sur la conjugaison de phase. Dans le chapitre suivant nous allons décrire la conjugaison de phase par mélange d'ondes dans un cristal photoréfractif. On verra que ce dispositif partage certains des problèmes du mélange à deux ondes, en particulier celui du recouvrement des faisceaux. On verra aussi qu'il présente des avantages certains comme celui d'avoir une efficacité importante même pour un gain photoréfractif modéré.

CHAPITRE IV

Conjugaison de Phase

IV.A. Introduction

Après avoir validé la possibilité d'amplifier un faisceau laser sans le déformer en utilisant le mélange à deux ondes dans un cristal photoréfractif, nous cherchons à valider le principe de la compensation d'un aberrateur de phase en utilisant la conjugaison de phase (voir chapitre I). Nous allons d'abord définir ce qu'est une onde conjuguée en phase, puis illustrer quelles sont ses propriétés. Pour réaliser le miroir à conjugaison de phase, nous avons choisi d'utiliser un matériau photoréfractif. La conjugaison de phase telle que nous l'avons étudiée est basée sur le mélange à quatre ondes. Nous verrons quelles contraintes impose le mélange à quatre ondes et comment en tirer profit pour améliorer les performances d'un miroir à conjugaison de phase photoréfractif. Enfin nous présenterons les résultats expérimentaux obtenus pour des faisceaux continus et des faisceaux impulsionnels.

IV.B. Définition de la conjugaison de phase

Pour définir une onde conjuguée en phase, il faut commencer par définir l'onde dont elle est la conjuguée. Soit donc une onde électromagnétique définie par :

$$\vec{E}(\vec{r},t) = \mathrm{Re}\left[\hat{e}\, A(\vec{r})\, e^{-i\vec{k}\cdot\vec{r}}\, e^{i\omega t}\right] \qquad \text{[e IV-1]}$$

L'onde qui lui est conjuguée en phase est déduite par la conjugaison complexe de la partie de l'onde dépendante de l'espace de l'onde incidente. Elle est donnée par :

$$\vec{E}_{conj}(\vec{r},t) = \mathrm{Re}\left[\kappa\, e^{i\Theta}\quad \hat{e}^{*}\, A^{*}(\vec{r})\, e^{i\vec{k}\cdot\vec{r}}\, e^{i\omega t}\right] \qquad \text{[e IV-2]}$$

Le terme $\kappa\, e^{i\Theta}$ exprime la valeur du coefficient de réflexion du miroir à conjugaison de phase. Sa valeur est complexe et dépend des caractéristiques du miroir à conjugaison de phase utilisé [r IV-1] pour tenir compte du déphasage introduit à la réflexion. Les deux ondes vérifient la même équation de propagation et sont contrepropageantes l'une par rapport à l'autre

[r IV-2]. De plus, leurs fronts d'onde coïncident en tout point de l'espace. Cela induit les propriétés remarquables de la conjugaison de phase que nous allons étudier maintenant.

La différence entre un miroir classique et un miroir à conjugaison de phase peut être décrite de différentes manières. La première est de décrire la situation en tracé de rayons [f IV-1 a,b]. Un rayon arrivant sur un miroir classique est réfléchi avec un angle opposé à son angle d'incidence. Ainsi, une onde divergente est réfléchie sous forme d'une onde divergente. Alors que, pour un miroir à conjugaison de phase, tout rayon incident est réfléchi suivant le même angle. Une onde divergente est alors réfléchie sous forme d'une onde convergente dont le point de focalisation correspond au point source de l'onde incidente.

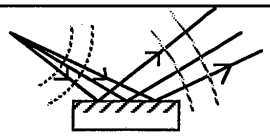


Figure [f IV-1 a] : Sur un miroir classique, une onde divergente le reste après réflexion. Sa direction de propagation est la symétrique de l'incident par rapport à la normale du miroir.

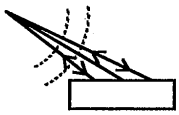
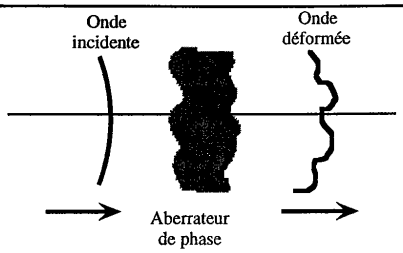
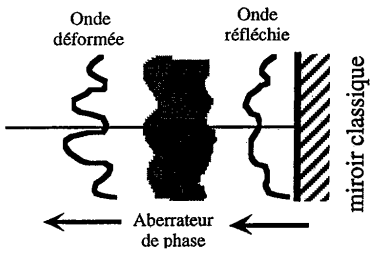


Figure [f IV-1 b] : Sur un miroir à conjugaison de phase, une onde divergente est transformée en onde convergente après réflexion. Sa direction de propagation est contre-propageante à celle de l'onde incidente.

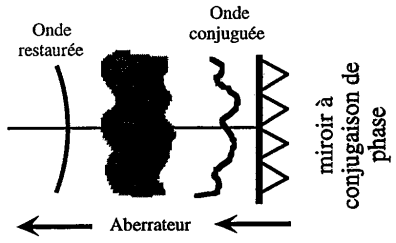
Une autre façon de décrire les propriétés de l'onde conjuguée en phase est de considérer un faisceau laser de qualité de front d'onde donnée. Le faisceau traverse un milieu aberrant. Les aberrations du milieu sont uniquement des inhomogénéités de phase et non d'absorption, nous reviendrons plus tard sur ce point. Cette onde, réfléchie par un miroir classique, traverse de nouveau ce milieu. A la sortie, le front d'onde est toujours déformé par rapport à l'onde incidente. Cette même onde, réfléchie cette fois par un miroir à conjugaison de phase, a après une nouvelle traversée du milieu aberrant, un front d'onde de même qualité que celui de l'onde incidente avant la traversée [f IV-2].



Une onde de caractéristiques données est déformée par la traversée d'un milieu aberrant.



L'onde réfléchie par un miroir classique reste déformée après le deuxième passage dans le milieu aberrant



L'onde réfléchie par le miroir à conjugaison de phase est restaurée après la traversée du milieu aberrant.

Figure [f IV-2]

Nous avons indiqué plus haut que le milieu aberrant ne présentait pas d'inhomogénéité d'absorption. Si tel était le cas, il y aurait une modification du profil d'intensité de l'onde. Cette modification du profil induirait, par diffraction, une modification du front d'onde au cours de la propagation et elle ne pourra pas être compensée lors de la deuxième traversée du milieu aberrant.

C'est cette propriété de la conjugaison de phase que nous utilisons dans notre dispositif de correction [f I-5]. Le milieu introduisant des distorsions étant le barreau de YAG où se trouve la lentille thermique.

IV.C. Conjugaison de phase par mélange à quatre ondes.

La conjugaison de phase peut être réalisée par holographie. Un faisceau signal et un faisceau de référence sont utilisés pour écrire un hologramme sur une plaque photographique. Après développement, la lecture par l'arrière de cet hologramme permet d'obtenir le faisceau conjugué en phase du faisceau signal [r IV-3], [r IV-4]. Il faut ajouter que, pour obtenir ainsi la conjugaison de phase, il faut que le faisceau de lecture soit lui-même le faisceau conjugué en phase du faisceau de référence. C'est un principe similaire qui est utilisé ici, à la différence près que les propriétés des cristaux photoréfractifs permettent à l'écriture et à la lecture d'être simultanées et d'engendrer le faisceau conjugué en phase de façon dynamique.

Ainsi, on envoie dans le cristal photoréfractif un faisceau signal (faisceau 1) et deux autres faisceaux (faisceaux 2 et 3). On nomme ces deux faisceaux les faisceaux de pompes. Ils jouent indifférement un rôle similaire à ceux des faisceaux de référence ou de lecture de l'holographie classique. L'interaction de ces ondes dans le cristal engendre un faisceau 4 qui correspond, dans des conditions que nous expliciterons par la suite, au faisceau conjugué en phase du faisceau 1 (voir figure [f IV-3]).

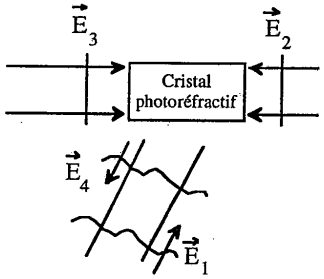


Figure [f IV-3] : Mélange à quatre ondes dans un cristal photoréfractif. Le faisceau signal $\vec{E}_1$ est envoyé dans le cristal où il interagit avec les faisceaux $\vec{E}_2$, $\vec{E}_3$, pour engendrer le faisceau $\vec{E}_4$.

IV.C.1. Équations du mélange à quatre ondes

Tout comme nous l'avons vu dans le cas du mélange à deux ondes (Chapitre III) le mélange à quatre ondes est régi par un système d'équations différentielles déduit de l'équation de propagation des ondes dans le matériau.

$$\vec{\nabla}\times\vec{\nabla}\times\left(\vec{E}_1+\vec{E}_2+\vec{E}_3+\vec{E}_4\right)=-\mu_o\varepsilon_o\frac{\partial^2}{\partial^2 t}\left([\varepsilon_r^{\omega}(\vec{E})]\left(\vec{E}_1+\vec{E}_2+\vec{E}_3+\vec{E}_4\right)\right) \qquad \text{[e IV-3]}$$

Les quatres ondes sont définies comme suit :

$$\vec{E}_j(\vec{r},t)=\frac{1}{2}\left(\hat{e}_j\,A_j(\vec{r})\,e^{-i\vec{k}_j\cdot\vec{r}}\,e^{i\omega t}+c.c.\right) \qquad \text{j=1, 2, 3, 4} \qquad \text{[e IV-4]}$$

De la même manière qu'au chapitre III, on se place dans l'approximation de l'onde lentement variable en supposant que les variations ne dépendent que d'une coordonnée d'espace (ondes planes). Comme on l'a vu plus haut, les faisceaux de pompes 2 et 3 ainsi que le faisceau signal 1 sont imposés. On recherche les solutions pour le faisceau 4 dont le vecteur $\vec{k}_4$ vérifie la condition :

$$\vec{k}_4=\vec{k}_2+\vec{k}_3-\vec{k}_1 \qquad \text{[e IV-5]}$$

Les vecteurs des réseaux sont définis par :

$$\vec{K}_I=\vec{k}_1-\vec{k}_2=\vec{k}_3-\vec{k}_4 \qquad \text{[e IV-6 a]}$$

$$\vec{K}_{II}=\vec{k}_2-\vec{k}_4=\vec{k}_1-\vec{k}_3 \qquad \text{[e IV-6 b]}$$

$$\vec{K}_{III}=\vec{k}_2-\vec{k}_3 \qquad \text{[e IV-6 c]}$$

$$\vec{K}_{IV}=\vec{k}_1-\vec{k}_4 \qquad \text{[e IV-6 d]}$$

Pour simplifier, on a considéré que les faisceaux entraient dans le cristal avec des angles d'incidence voisins. On néglige encore l'absorption pour obtenir le système d'équations suivant :

$$\frac{d}{dy}A_1 = \hat{e}_1^*\gamma_I\hat{e}_2\,\frac{A_1A_2^*\hat{e}_1\hat{e}_2^* + A_3A_4^*\hat{e}_3\hat{e}_4^*}{I_o}A_2 + \hat{e}_1^*\gamma_{II}\hat{e}_3\,\frac{A_1A_3^*\hat{e}_1\hat{e}_3^* + A_2A_4^*\hat{e}_2\hat{e}_4^*}{I_o}A_3 + \hat{e}_1^*\gamma_{IV}\hat{e}_4\,\frac{A_1A_4^*\hat{e}_1\hat{e}_4^*}{I_o}A_4$$

[e IV-7 a]

$$\frac{d}{dy}A_2 = \hat{e}_2^*\gamma_I^*\hat{e}_1\,\frac{A_1^*A_2\hat{e}_1^*\hat{e}_2 + A_3^*A_4\hat{e}_3^*\hat{e}_4}{I_o}A_1 + \hat{e}_2^*\gamma_{II}\hat{e}_4\,\frac{A_1A_3^*\hat{e}_1\hat{e}_3^* + A_2A_4^*\hat{e}_2\hat{e}_4^*}{I_o}A_4 + \hat{e}_2^*\gamma_{III}\hat{e}_3\,\frac{A_2A_3^*\hat{e}_2\hat{e}_3^*}{I_o}A_3$$

[e IV-7 b]

$$\frac{d}{dy}A_3 = \hat{e}_3^*\gamma_I\hat{e}_4\,\frac{A_1A_2^*\hat{e}_1\hat{e}_2^* + A_3A_4^*\hat{e}_3\hat{e}_4^*}{I_o}A_4 + \hat{e}_3^*\gamma_{II}^*\hat{e}_1\,\frac{A_1^*A_3\hat{e}_1^*\hat{e}_3 + A_2^*A_4\hat{e}_2^*\hat{e}_4}{I_o}A_1 + \hat{e}_3^*\gamma_{III}^*\hat{e}_2\,\frac{A_2^*A_3\hat{e}_2^*\hat{e}_3}{I_o}A_2$$

[e IV-7 c]

$$\frac{d}{dy}A_4 = \hat{e}_4^*\gamma_I^*\hat{e}_2\,\frac{A_1^*A_2\hat{e}_1^*\hat{e}_2 + A_3^*A_4\hat{e}_3^*\hat{e}_4}{I_o}A_3 + \hat{e}_4^*\gamma_{II}^*\hat{e}_2\,\frac{A_1^*A_3\hat{e}_1^*\hat{e}_3 + A_2^*A_4\hat{e}_2^*\hat{e}_4}{I_o}A_2 + \hat{e}_4^*\gamma_{IV}^*\hat{e}_1\,\frac{A_1^*A_4\hat{e}_1^*\hat{e}_4}{I_o}A_1$$

[e IV-7 d]

Avec γ_i définit au chapitre III :

$$\gamma_i = -\frac{i\,\omega}{4\,c\,n\cos\theta}\left[\varepsilon_r^{\omega}\right]\left[r\right]\frac{\vec{K}_i}{\left\|\vec{K}_i\right\|}\left[\varepsilon_r^{\omega}\right]E_{sci}e^{i\psi_i} \quad \text{i = I, II, III, IV} \qquad \text{[e IV-8]}$$

Les $\vec{K}_i$ sont les vecteurs des différents réseaux inscrits par les quatre ondes dans le matériau, E_{sci} les champs de charge d'espace associés et ψ_i les déphasages par rapport aux réseaux d'interférences qui leur ont donné naissance.

On remarque qu'il peut y avoir plusieurs réseaux mis en œuvre. Le réseau I est appelé réseau par réflexion. Écrit par les couples d'ondes (1-2) et (3-4), il doit son nom au fait que le conjugué en phase est engendré par la "réflexion" de l'onde 3 sur ce réseau. Le réseau II, écrit par les couples d'ondes (1-3) et (2-4), est dit réseau par transmission. Le conjugué en phase est obtenu par la diffraction du faisceau 2 qui traverse tout le cristal. Les deux autres réseaux ne peuvent pas engendrer à eux seuls un faisceau conjugué en phase. Mais ils peuvent renforcer ou affaiblir la réflectivité conjuguée en phase (paragraphe IV.G.).

Nous verrons par la suite que pour des raisons de cohérence des faisceaux ou pour des raisons d'efficacité (paragraphe IV.G), il est possible de ne considérer qu'un seul réseau. Dans notre cas nous nous intéressons au réseau II, commun aux deux couples de faisceaux (1-3) et

(2-4). On peut alors réécrire le système d'équations [e IV-6]. En introduisant de façon phénoménologique l'absorption, on obtient :

$$\frac{d}{dy}A_1 = \hat{e}_1^* \gamma_{II} \hat{e}_3 \frac{A_1 A_3^* \hat{e}_1 \hat{e}_3^* + A_2 A_4^* \hat{e}_2 \hat{e}_4^*}{I_o} A_3 - \frac{\alpha}{2} A_1 \qquad \text{[e IV-9 a]}$$

$$\frac{d}{dy}A_2 = \hat{e}_2^* \gamma_{II} \hat{e}_4 \frac{A_1 A_3^* \hat{e}_1 \hat{e}_3^* + A_2 A_4^* \hat{e}_2 \hat{e}_4^*}{I_o} A_4 + \frac{\alpha}{2} A_2 \qquad \text{[e IV-9 b]}$$

$$\frac{d}{dy}A_3 = \hat{e}_3^* \gamma_{II}^* \hat{e}_1 \frac{A_1^* A_3 \hat{e}_1^* \hat{e}_3 + A_2^* A_4 \hat{e}_2^* \hat{e}_4}{I_o} A_1 - \frac{\alpha}{2} A_3 \qquad \text{[e IV-9 c]}$$

$$\frac{d}{dy}A_4 = \hat{e}_4^* \gamma_{II}^* \hat{e}_2 \frac{A_1^* A_3 \hat{e}_1^* \hat{e}_3 + A_2^* A_4 \hat{e}_2^* \hat{e}_4}{I_o} A_2 + \frac{\alpha}{2} A_4 \qquad \text{[e IV-9 d]}$$

La résolution d'un tel système se fait le plus souvent en considérant des interactions faibles. On peut alors considérer les ondes pompes comme constantes ou simplement soumises à des variations dues au milieu (absorption). Le système d'équations [e IV-9] possède des solutions analytiques que nous ne détaillerons pas ici, mais que nous utiliserons par la suite. Sans chercher à résoudre le système, on remarque, si on annule les amplitudes des ondes 2 et 4, que les équations [e IV-9 a] et [e IV-9 c] sont identiques à celles du mélange à deux ondes décrit dans le chapitre III. Il en est de même pour les ondes 2 et 4 si on suppose la nullité des ondes 1 et 3. La vision du mélange à quatre ondes comme un double mélange à deux ondes utilisant un seul réseau commun est intéressante car elle permet de visualiser facilement les transferts d'énergie ayant lieu dans le matériau.

La résolution de système d'équations [e-IV 9] s'effectue de façon analytique. Ainsi, si on part des conditions initiales $\vec{E}_1(y=0) \neq \vec{0}$, $\vec{E}_4(y=l) = \vec{0}$ et si de plus les ondes $\vec{E}_2$ et $\vec{E}_3$ sont des ondes planes conjuguées en phase l'une de l'autre, alors on montre que $\vec{E}_4$ est conjugué en phase de $\vec{E}_1$.

Dans les miroirs à conjugaison de phase auto-pompés que nous étudierons, au moins une des deux ondes de pompe $\vec{E}_2$ et $\vec{E}_3$ est créée par le miroir à partir de la lumière diffusée par le faisceau $\vec{E}_1$. Nous ne pouvons donc plus imposer, d'une manière indépendante au dispositif, le fait que les ondes $\vec{E}_2$ et $\vec{E}_3$ soient conjuguées l'une de l'autre, et par voie de conséquence que $\vec{E}_4$ soit conjuguée en phase de $\vec{E}_1$. Nous montrerons ultérieurement que les caractéristiques des ondes $\vec{E}_2$, $\vec{E}_3$ et $\vec{E}_4$ créées par le dispositif correspondent à l'optimisation du réseau d'indice qu'elles inscrivent.

Dans le paragraphe suivant nous allons montrer quelles sont les caractéristiques de ces ondes imposées par l'optimisation du taux de modulation. Nous montrerons également que pour que les ondes $\vec{E}_1$ et $\vec{E}_4$ soient conjuguées l'une de l'autre, il faut alors imposer une condition supplémentaire.

IV.C.2. Conjugaison de phase et accord de phase

En reprenant l'interprétation holographique du mélange à quatre ondes, on peut écrire que l'on fait interférer dans un cristal photoréfractif le faisceau signal, $\vec{E}_1$, et l'onde de référence, $\vec{E}_3$. On inscrit ainsi un réseau d'indice d'amplitude Δn, tel que :

$$\Delta n \propto \hat{e}_1 \cdot \hat{e}_3^* \, A_1(\vec{r}) \, A_3^*(\vec{r}) \qquad \text{[e IV-10]}$$

De la même façon, l'équation liée à la lecture de la variation d'indice par une onde $\vec{E}_2$ engendre une onde $\vec{E}_4$ qui vérifie la relation :

$$\hat{e}_2 \cdot \hat{e}_4^* \, A_2(\vec{r}) \, A_4^*(\vec{r}) \propto \Delta n \qquad \text{[e IV-11]}$$

On retrouve les mêmes termes d'interférence que dans les équations [e IV-9]. Le mélange à quatre ondes est le plus efficace quand les termes d'interférence sont en phase. C'est à dire quand les figures d'interférence engendrées par les faisceaux $\vec{E}_1$ et $\vec{E}_3$, d'une part, et par $\vec{E}_2$ et $\vec{E}_4$, d'autre part, se superposent constructivement. On exprime cela par la relation :

$$\hat{e}_1 \cdot \hat{e}_3^* \, A_1(\vec{r}) \, A_3^*(\vec{r}) \propto \hat{e}_2 \cdot \hat{e}_4^* \, A_2(\vec{r}) \, A_4^*(\vec{r}) \qquad \text{[e IV-12]}$$

En séparant les variations d'amplitude des variations de phase dans les amplitudes complexes, on peut écrire l'équation :

$$\hat{e}_1 \, \hat{e}_3^* \, \mathscr{A}_1(\vec{r}) \, \mathscr{A}_3^*(\vec{r}) \exp\left[i(\varphi_1(\vec{r}) - \varphi_3(\vec{r}))\right] \propto \hat{e}_2 \, \hat{e}_4^* \, \mathscr{A}_2(\vec{r}) \, \mathscr{A}_4^*(\vec{r}) \exp\left[i(\varphi_2(\vec{r}) - \varphi_4(\vec{r}))\right] \qquad \text{[e IV-13]}$$

avec : $A_j(\vec{r}) = \mathscr{A}_j(\vec{r}) \, exp\left[i\varphi_j(\vec{r})\right]$

De l'équation [e IV-12] on déduit les deux relations suivantes :

$$\varphi_1(\vec{r}) - \varphi_3(\vec{r}) = \varphi_2(\vec{r}) - \varphi_4(\vec{r}) + 2p\pi \qquad \text{[e IV-14]}$$

où p est un entier, et :

$$\hat{e}_1\ \hat{e}_3^*\ \mathcal{A}_1(\vec{r})\ \mathcal{A}_3^*(\vec{r}) \propto \hat{e}_2\ \hat{e}_4^*\ \mathcal{A}_2(\vec{r})\ \mathcal{A}_4^*(\vec{r}) \qquad \text{[e IV-15]}$$

Ces deux relations doivent être vérifiées sur toute la région d'interaction. On désignera dorénavant l'ensemble des relations [e IV-5] et [e IV-14] comme la relation d'accord des phases et la relation [e IV-15] comme la relation d'accord des amplitudes.

La relation d'accord des phases ne suffit pas à assurer la conjugaison de phase. Comme nous le verrons plus loin, cette relation autorise l'existence d'autres ondes qui ne correspondent pas à la conjugaison de phase. Il faut donc vérifier la condition de conjugaison des phases [e IV-16] et éliminer toutes les autres solutions de l'équation d'accord des phases pour obtenir la conjugaison de phase :

$$\vec{k}_1 = -\vec{k}_4 \qquad \varphi_1(\vec{r}) = -\varphi_4(\vec{r}) + cte'$$

et [e IV-16]

$$\vec{k}_2 = -\vec{k}_3 \qquad \varphi_2(\vec{r}) = -\varphi_3(\vec{r}) + cte''$$

Nous montrerons plus loin comment on peut éliminer les composantes non conjuguées en phase. Dans le cas où la condition [e IV-16] est vérifiée, il faut encore que les profils d'intensités correspondent. Cela revient à vérifier la relation de conjugaison des amplitudes :

$$\mathcal{A}_1(\vec{r}) \propto \mathcal{A}_4(\vec{r})$$

[e IV-17]

$$\mathcal{A}_2(\vec{r}) \propto \mathcal{A}_3(\vec{r})$$

Comme nous l'avons déjà mentionné auparavant, si cette relation n'est pas vérifiée, des différences apparaîtront. Au cours de sa propagation, le faisceau 4 qui vérifiait la condition d'accord de phase dans le milieu non linéaire va voir, par la diffraction, son front d'onde se déformer par rapport à celui du faisceau incident. Il faut donc à la fois assurer la conjugaison des phases et la conjugaison des amplitudes pour assurer une bonne fidélité de la conjugaison de phase, c'est-à-dire une bonne reproduction du profil du faisceau incident. Cette fidélité constitue pour nous, le premier critère de qualité d'un miroir à conjugaison de phase. Remarquons encore que la conjugaison de phase n'implique pas seulement le faisceau signal et le faisceau conjugué en phase (1 et 4). Quand il y a conjugaison de phase, il y a aussi conjugaison entre les deux faisceaux de pompe (2 et 3).

Expérimentalement, la condition d'accord des phases est généralement bien vérifiée. Mais l'absorption, la non-homogénéité et les différences entre les profils des faisceaux font qu'il est difficile de réaliser la conjugaison d'amplitude. Cela entraîne une diminution de la qualité de la conjugaison de phase.

IV.C.3. Réflectivité d'un miroir à conjugaison de phase

On définit le coefficient de réflexion d'un miroir à conjugaison de phase comme le rapport de l'intensité de l'onde conjuguée par rapport à celle de l'onde signal. Elle constitue pour nous le deuxième critère de qualité d'un miroir à conjugaison de phase. Tout comme pour la qualité de la conjugaison de phase plusieurs paramètres entrent en ligne de compte dans l'obtention d'une réflectivité élevée. Les conditions définies plus haut (conjugaison des phases, conjugaison des amplitudes), mais aussi la valeur de la non linéarité photoréfractive et les valeurs des intensités des faisceaux en font partie. Il existe aussi au sein du matériau non linéaire des processus de diffraction tendant à diminuer la réflectivité conjuguée en phase, processus qui correspondent aux réseaux I, III et IV. Dans le dispositif de la figure [f IV-3], la réflectivité peut être très supérieure à 1 dans le cas où les ondes pompes sont beaucoup plus intenses que l'onde signal. Mais le rendement (intensité conjuguée/intensité totale incidente) est le plus souvent faible. Ceci est le cas des miroirs à conjugaison de phase pompés extérieurement. Mais il existe d'autres types de miroirs à conjugaison de phase où un seul faisceau est à la fois le faisceau signal et le faisceau qui apporte l'énergie nécessaire à la conjugaison de phase. La paragraphe suivant est consacré à la description de quelques uns de ces dispositifs.

IV.D. Miroirs à conjugaison de phase auto-pompés

On peut faire la distinction entre deux types de miroir à conjugaison de phase : le miroir à pompes externes et le miroir auto-pompé. Le premier peut être défini par le fait que les ondes pompes et l'onde signal sont totalement indépendantes (relation de cohérence mise à part). C'est le cas du miroir à conjugaison de phase décrit au paragraphe IV.C. Le miroir à conjugaison de phase auto-pompé quant à lui n'utilise qu'un seul faisceau. Ce faisceau joue à la fois le rôle de pompe et de signal. Dans le chapitre I, nous avons parlé de miroir à conjugaison de phase basé sur l'effet Brillouin. C'est l'exemple le plus connu de conjugaison de phase auto-pompée. Le faisceau pénétrant dans le milieu Brillouin induit à lui seul l'effet non linéaire qui va provoquer la réflexion conjuguée en phase. Dans le cas des matériaux photoréfractifs, le faisceau signal engendre spontanément les faisceaux pompes et cela par l'intermédiaire du bruit photoréfractif. On en revient ainsi au mélange à quatre ondes décrit auparavant.

Il existe plusieurs manières d'engendrer les faisceaux pompes conjugués en phase l'un de l'autre et donc autant de géométries de miroir à conjugaison de phase différentes. Dans le paragraphe qui suit, nous allons décrire trois géométries différentes, leur fonctionnement, leurs avantages et leurs inconvénients. Cela nous permettra de justifier le choix du dispositif que nous avons étudié.

IV.D.1. La cavité linéaire fermée

La cavité linéaire fermée est constituée d'un cristal photoréfractif enfermé entre deux miroirs (figure [f IV-4]). Le faisceau 1 incident sur le cristal diffuse sur les impuretés et donne ainsi naissance aux faisceaux 2 et 3. Ces deux faisceaux jouent le rôle de faisceaux de pompes. Ils sont conjugué en phases et permettent l'établissement du faisceau 4 conjugué en phase du faisceau 1. Le réseau photoréfractif mis en jeu ici est le réseau par transmission qui s'établit entre les couples (1-3) et (2-4).

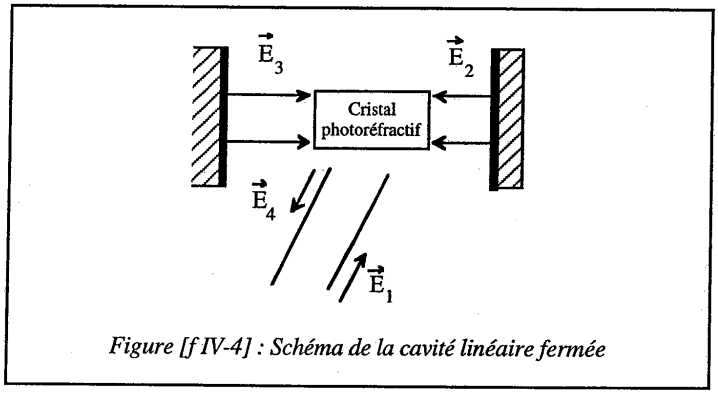


Figure [f IV-4] : Schéma de la cavité linéaire fermée

Le fonctionnement de ce dispositif dépend de plusieurs paramètres dont le couplage photoréfractif γ. Ce couplage est à celui du mélange à deux ondes calculé pour le couple d'ondes 1 et 3. Dans ce cas précis, le gain photoréfractif est défini à partir du facteur $\gamma=\hat{e}_1^* \gamma_{II} \hat{e}_3$ du système d'équations [e IV-9] et est donné par :

$$\Gamma=2 \text{ Re } [\gamma] \qquad \text{[e IV-18].}$$

En fait, c'est le produit longueur d'interaction-gain photoréfractif Γl qui va permettre de déterminer le seuil de fonctionnement d'un miroir à conjugaison de phase photoréfractif auto-pompé. L'absorption entre elle aussi en ligne de compte tout comme les coefficients de réflexion, R_1 et R_2, des deux miroirs fermant la cavité. Pour une absorption nulle, le seuil de fonctionnement est donné par la relation :

$$R_1 R_2 \exp[\Gamma l] = 1 \qquad \text{[e IV-19]}$$

Pour des miroirs parfaits $R_1=R_2=1$, le seuil de couplage est nul ($\Gamma l=0$). Le fonctionnement de la cavité linéaire fermée ne demande donc que des gains relativement faibles. Mais la valeur de la réflectivité conjuguée en phase reste elle aussi assez faible (voir la variation du coefficient de réflexion en fonction de Γl , figure [f IV-7]). Une réflectivité maximale ($R_{conj}>0,8$) nécessite un couplage $\Gamma l>8$ [r IV-5], [r IV-6]. Si la longueur de la cavité formée par les deux miroirs n'est pas un multiple entier de la longueur d'onde du faisceau incident, on enregistre un décalage en fréquence sur le conjugué en phase. Ce désaccord de la cavité influence aussi la valeur de la réflectivité conjuguée en phase. On montre [r IV-6] que le maximum de la réflectivité est obtenu pour une cavité de longueur déterminée, mais non accordée à la longueur d'onde du faisceau incident. Dans la pratique cela pose un réel problème. Comme on désire pouvoir travailler à différents régimes d'intensité, le cristal photoréfractif va changer le point d'équilibre en température. La dilatation du cristal qui s'ensuit [r IV-7] entraîne une modification de la longueur optique de la cavité et par voie de conséquence fait varier la réflectivité. Pour éviter ce problème, il faudra asservir la longueur de la cavité. Autre problème inhérent à cette géométrie : il faut que la longueur de cohérence du faisceau signal soit supérieure à deux fois la longueur de la cavité. Cette condition rend difficile son utilisation avec des lasers déclenchés qui produisent des faisceaux de longueurs de cohérence réduites. Enfin, le réglage et la stabilisation d'un tel montage sont équivalents à ceux d'un laser monomode stabilisé en fréquence.

Tous ces problèmes font de ce miroir à conjugaison de phase un système mal adapté à l'application de correction dynamique de fronts d'onde de lasers pulsés.

IV.D.2. L'oscillateur à boucle de réaction (OBR)

L'oscillateur à boucle de réaction se présente de la façon suivante [r IV-8]. Le faisceau signal traverse le cristal photoréfractif et y est renvoyé par l'intermédiaire d'une boucle optique

que nous appellerons la cavité de l'OBR. Ce faisceau, renvoyé dans le cristal, constitue un des faisceaux de pompe (faisceau 2). Un autre faisceau (faisceau 3) est spontanément engendré dans le cristal. Ce faisceau constitue la deuxième pompe et il est conjugué en phase du faisceau 2. On est donc de nouveau dans les conditions de la conjugaison de phase par mélange à quatre ondes. Ainsi, un faisceau 4, conjugué en phase du faisceau 1, est réfléchi par l'oscillateur à boucle de réaction (figure [f IV-5]). Dans la description de l'OBR, ce que nous avons appelé la cavité est constituée simplement par deux miroirs sur le schéma de la figure [f IV-5]. Mais la cavité peut être formée par un ensemble plus complexe d'éléments optiques.

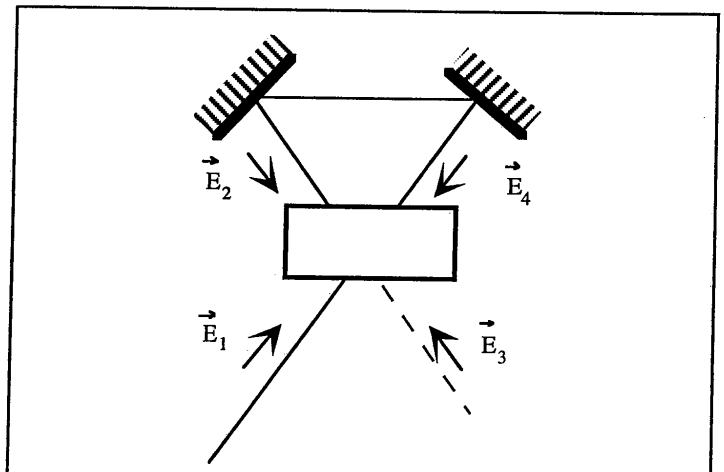


Figure [f IV-5] : Oscillateur à boucle de réaction.

Le réseau photoréfractif utilisé pour la génération de la conjugaison de phase est le réseau par transmission inscrit simultanément par les couples de faisceaux (1 et 3) et (2 et 4). Le gain photoréfractif requis pour atteindre le seuil de fonctionnement de l'OBR dépend de l'absorption du cristal et des pertes dues aux composants optiques de la boucle. En considérant $\alpha=0$ et un déphasage du réseau d'indice de $\psi=\pi/2$, le gain photoréfractif seuil est donné par :

$$\Gamma l = 2\frac{1+M}{1-M} ln\left(\frac{M+1}{2M}\right) \qquad \text{[e IV-20]}$$

pour un modèle en ondes planes. M est ici la réflectivité de la boucle. Γl est égal à 2 pour une boucle sans pertes. Cela place l'OBR dans les dispositifs à seuil de couplage faible. Mais le

grand avantage de la boucle de réaction est le fait que la réflectivité augmente rapidement avec le gain. Ainsi, la réflectivité de l'OBR est supérieure à celle de la cavité linéaire fermée pour des valeurs du produit Γl légèrement supérieures à 2 seulement ([f IV-7]). Puisque, quelles que soient les caractéristiques de cette boucle ou même si elles varient, les faisceaux verront la même variation, il n'y a donc plus de condition sur la longueur de la cavité. Cette propriété rend l'OBR peu sensible aux vibrations et lui permet de fonctionner avec des faisceaux de faible longueur de cohérence. Il n'y a plus de problème dû aux modifications de température suivant les régimes d'utilisation. L'ensemble de ces propriétés nous a conduit à développer l'OBR pour la correction des fronts d'onde de lasers pulsés.

IV.D.3. Le miroir à réflexions internes

Un autre candidat possible pour notre application est le miroir à réflexions internes [r IV-9]. Dans cette géométrie, le mécanisme de la conjugaison de phase le plus couramment admis est celui des deux zones d'interaction [r IV-10]. La production des ondes pompes se fait à partir d'une première région d'interaction R1. En utilisant la réflexion totale sur les faces intérieures du cristal, on réalise le mélange d'ondes dans une deuxième région d'interaction R2 (figure [f IV-6]).

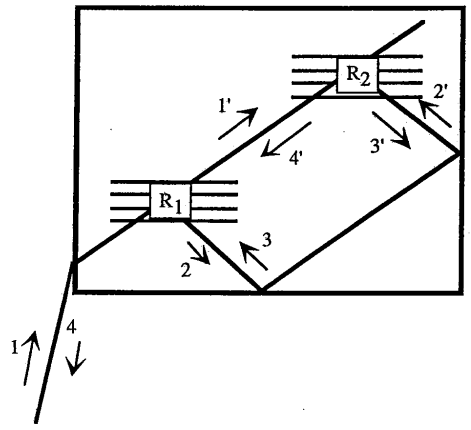


Figure [f IV-6] : Miroir à réflexions internes

Schéma de principe du modèle à deux zones d'interaction

(D'après [r IV-10])

Ce miroir à conjugaison de phase est le plus simple à mettre en œuvre mais il demande une valeur importante du couplage photoréfractif. Le modèle à deux régions d'interaction donne un couplage théorique de Γl=9,36 [r IV-11]. Une récente publication vient compléter ce modèle et donne pour le gain seuil une valeur de Γl=5 lorsque l'on prend en compte les réseaux par réflexion [r IV-12]. De nombreuses études ont été réalisées sur cette géométrie montrant que la conjugaison de phase obtenue dépendait fortement des caractéristiques du faisceau incident, ce qui n'est pas adapté à notre problème puisque nous cherchons justement à obtenir une qualité constante pour des faisceaux dont les propriétés varient. Enfin, le cristal lui aussi joue un rôle important dans cette géométrie et la conjugaison de phase varie suivant les échantillons. Ces raisons font que nous n'avons pas retenu cette configuration.

Notre choix s'est donc porté sur l'oscillateur à boucle de réaction. Cette géométrie de miroir à conjugaison de phase est à notre avis la plus prometteuse parmi par toutes les géométries possibles. Dans le paragraphe suivant, nous allons décrire en détail l'OBR ainsi que les améliorations que nous avons apportées.

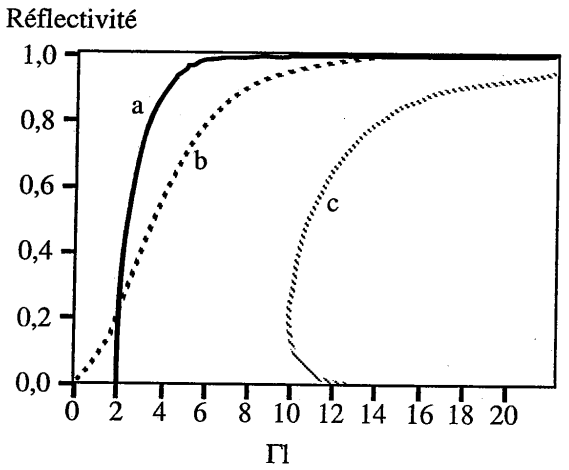


Figure [f IV-7] : Réflectivités des trois dispositifs décrits en fonction du produit gain photoréfractif longueur d'interaction (d'après [r IV-11]).
a) Oscillateur à boucle de réaction
b) Cavité linéaire fermée
c) Miroir à réflexions internes

IV.E. Étude de l'oscillateur à boucle de réaction

IV.E.1. Nécessité de l'étude

Dans la grande majorité des publications concernant la conjugaison de phase, il est surtout question de la valeur de la réflectivité. Un petit nombre seulement s'intéresse à la qualité du faisceau conjugué en phase. La mesure de la réflectivité conjuguée en phase devrait pourtant toujours s'accompagner d'une mesure de la fidélité, cela pour pouvoir connaître la partie réellement conjuguée de l'onde réfléchie.

Dans les miroirs à conjugaison de phase photoréfractifs auto-pompés, la fidélité de la réflexion dépend très souvent des caractéristiques du faisceau signal. Cette dépendance est encore mal comprise. On peut néanmoins dire que plus une image est complexe, plus la fidélité du faisceau conjugué est bonne [r IV-13]. Cette idée de faisceau de structure complexe rappelle des travaux de B. Y. Zel'dovich et V. V. Shkunov sur la théorie du speckelon [r IV-14]. Ainsi, le fait de mesurer la qualité de la conjugaison de phase par la correction d'un aberrateur de phase introduisant de fortes distorsions ne permet pas de conclure sur les capacités du miroir à conjuguer un faisceau de caractéristiques différentes. Notre objectif étant la réalisation d'un miroir à conjugaison de phase dont les caractéristiques de réflectivité ne dépendent pas du faisceau incident, nous n'avons donc pas utilisé d'éléments diffusants comme aberrateurs sur le faisceau incident pour améliorer artificiellement la qualité de la conjugaison de phase.

Des solutions à ce problème ont été étudiées dans le détail par A. A. Zozulya [r IV-15], [r IV-16], [r IV-17], [r IV-18] et [r IV-19]. Ces études sont basées sur une résolution des équations du mélange à quatre ondes prenant en compte la structure transverse des faisceaux interagissant dans la boucle. Nous avons choisi une autre approche permettant de visualiser plus facilement le problème et les solutions proposées. Ce modèle simple, utilisant des ondes planes, permet d'expliquer la structure des faisceaux dans l'OBR. On verra que, suivant les caractéristiques de la cavité de l'OBR, on peut avoir ou non une bonne qualité de la conjugaison de phase.

IV.E.2. Équations générales de l'OBR.

Dans ce qui suit, on considère des ondes planes. On considère aussi que toutes ces ondes planes ont même amplitude. Ainsi, la condition d'accord des amplitudes est vérifiée et la condition de conjugaison de phase correspond uniquement à la condition de conjugaison des phases [e IV-16]. Considérons la condition d'accord des phases [e IV-14]. Cette relation doit être vérifiée modulo 2π en tout point du cristal. Pour l'OBR, la cavité impose certaines conditions.

En effet, le faisceau 2 provient de la partie transmise du faisceau 1 et 4 vient de celle du faisceau 3. Ainsi, en se plaçant en un point Ω du cristal, on peut définir les relations suivantes :

$$\begin{aligned} \varphi_2(\Omega) &= \varphi_1(\Omega) + \vec{k}_2 \cdot \vec{l} \\ \varphi_4(\Omega) &= \varphi_3(\Omega) - \vec{k}_4 \cdot \vec{l} \end{aligned} \qquad \text{[e IV-21]}$$

où $\vec{l}$ est un vecteur représentant la longueur de la cavité. Pour définir plus précisement le vecteur $\vec{l}$, il faut considérer une cavité "dépliée". Dans cette représentation, le vecteur $\vec{l}$ est le trajet du faisceau 2 du point Ω à ce même point dans le cristal. On considère que les relations d'accord des phases [e IV-5] et [e IV-14] sont réalisées au point Ω, que l'on choisit pour origine des phases et pour origine des coordonnées. Ce qui donne :

$$\vec{k}_1 - \vec{k}_3 = \vec{k}_2 - \vec{k}_4 \qquad \text{[e IV-22]}$$

$$2\,\pi\, p = (\vec{k}_2 + \vec{k}_4) \cdot \vec{l} \qquad \text{[e IV-23]}$$

Seuls les vecteurs $\vec{k}_1$ et $\vec{k}_2$ sont imposés. Comme le faisceau 3 vient de la diffusion et engendre le faisceau 4, leurs vecteurs d'onde ne sont pas totalement définis. Pour que cette relation soit vérifiée en tout point Ω' du cristal, il faut satisfaire la relation :

$$(\vec{k}_2 + \vec{k}_4) \cdot \vec{\Omega\Omega'} < \pi \qquad \text{[e IV-24]}$$

On supposera de plus qu'il n'y a pas de décalage en fréquence et que les normes des différents vecteurs sont égales. Soit :

$$\left(k_i^x\right)^2 + \left(k_i^y\right)^2 + \left(k_i^z\right)^2 = \left(2\pi/\lambda\right)^2 \qquad \text{i=1,2,3,4} \qquad \text{[e IV-25]}$$

Seules les ondes vérifiant les relations [e IV-22], [e IV-23] et [e IV-25] peuvent exister dans l'OBR. Au début de l'établissement, les caractéristiques des ondes dans la cavité sont surtout fonction du bruit photoréfractif. Il n'y a pas de condition sur les ondes et les réseaux inscrits. Mais au cours du temps, les réseaux construits par les ondes vérifiant les équations ci-dessus sont construits de façon plus efficace que tous les autres, et deviennent prépondérants à l'état stationnaire.

Il ne reste plus maintenant qu'à introduire les transformations des vecteurs d'onde dues aux caractéristiques de la cavité. Nous allons commencer par décrire les transformations induites par une cavité formée simplement par deux miroirs plans, dite "cavité simple".

IV.E.2.a. Étude de l'OBR à cavité simple.

Pour décrire les relations liant ces vecteurs d'onde, il est nécessaire de se fixer un repère. On choisit, pour des raisons pratiques, un repère orthonormé XYZ tel que la direction X soit suivant $\vec{k}_1 + \vec{k}_2$ et la direction Y suivant $\vec{k}_1 - \vec{k}_2$. Dans cette configuration, les normales aux miroirs plans sont contenues dans le plan XΩY. Les angles des vecteurs $\vec{k}_i$ avec la direction Y sont appelés θ_i et ceux avec le plan XΩY sont appelés ϕ_i. On considèrera que les angles θ_i ont des valeurs voisines et proches de θ et, par construction, les angles ϕ_i proches de 0.

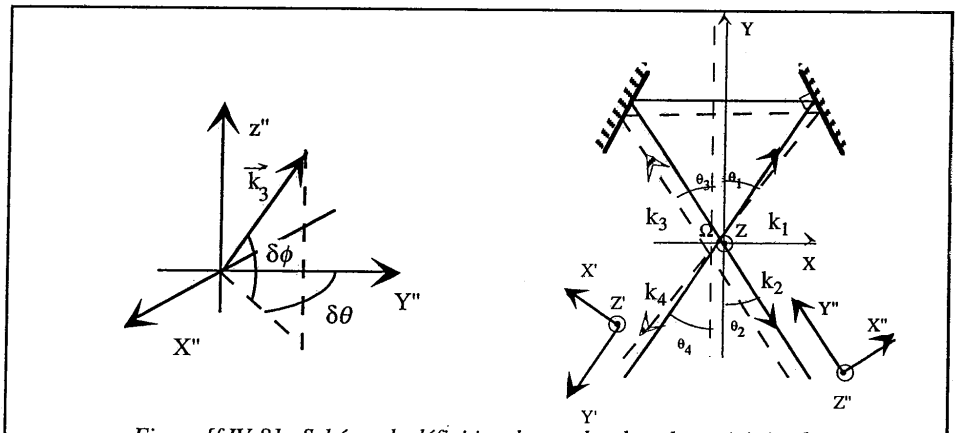


Figure [f IV-8] : Schéma de définition des angles dans la cavité simple

L'équation d'accord des phases [e IV-14] , signifie que les réseaux $\hat{e}_1 \cdot \hat{e}_3 \, A_1(\vec{r}) \cdot A_3^*(\vec{r})$ et $\hat{e}_2 \cdot \hat{e}_4 \, A_2(\vec{r}) \cdot A_4^*(\vec{r})$ sont en phase.

Les ondes 1 et 2 étant imposées, les solutions possibles pour les vecteurs 3 et 4 correspondent à un cercle de dégénéréscence centré en Ω, de rayon k_1^x et contenu dans le plan XΩZ. Cette situation est représentée sur la figure [f IV-9] qui correspond au cas idéal où cette condition est strictement vérifiée.

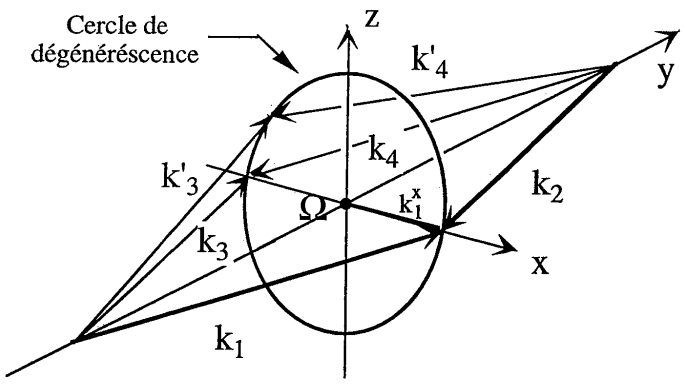


Figure [f IV-9] : Orientation des vecteurs d'onde dans le cas où le condition d'accord des phases est strictement vérifée.

Si la condition n'est qu'approchée, les deux réseaux peuvent encore être considérés comme superposés sous la condition :

$$\left|\left(\vec{k}_1-\vec{k}_3+\vec{k}_4-\vec{k}_2\right)\cdot\vec{\Omega\Omega'}\right|=\left|\delta\vec{k}\cdot\vec{\Omega\Omega'}\right|<\pi \qquad \text{[e IV-26]}$$

avec Ω et Ω' deux points dans le volume d'interaction limité par le recouvrement des faisceaux dans le cristal. Pour expliciter cette relation en fonction des caractéristiques de la cavité nous définissons deux repères. Soient X'Y'Z' et X"Y"Z" des repères orthonormés directs tels que Y' soit suivant la direction de $-\vec{k}_1$ et Y" suivant celle de $-\vec{k}_2$. Les directions Z, Z', et Z" sont les mêmes (figure [f IV-8]).

Dans le repère X"Y"Z", les composantes de $\vec{k}_3$ sont $\left(k_3^{x''}, k_3^{y''}, k_3^{z''}\right)$. La cavité le transforme en un vecteur d'onde $\vec{k}_4$ dont les composantes dans le repère X'Y'Z' sont $\left(k_4^{x'}, k_4^{y'}, k_4^{z'}\right)=\left(k_3^{x''}, k_3^{y''}, k_3^{z''}\right)$. Afin d'estimer quelles sont les ondes qui peuvent exister dans la cavité, nous calculons l'expression de $\delta\vec{k}$.

Dans le repère X'Y'Z', avec un développement limité en $\delta\varphi$ et en $\delta\theta$, (figure [f IV-8]), on obtient :

$$\begin{pmatrix} \delta k_x' \\ \delta k_y' \\ \delta k_z' \end{pmatrix} = |k_3| \begin{pmatrix} (1+\cos 2\theta)\delta\theta + \sin 2\theta \left(\dfrac{\delta\varphi^2 + \delta\theta^2}{2} \right) \\ (1+\cos 2\theta) \left(\dfrac{\delta\varphi^2 + \delta\theta^2}{2} \right) + \sin 2\theta \, \delta\theta \\ 0 \end{pmatrix} \qquad \text{[e IV-27]}$$

Une représentation géométrique du désaccord de phase $\delta\vec{k}$ est donné à la figure [f IV-10].

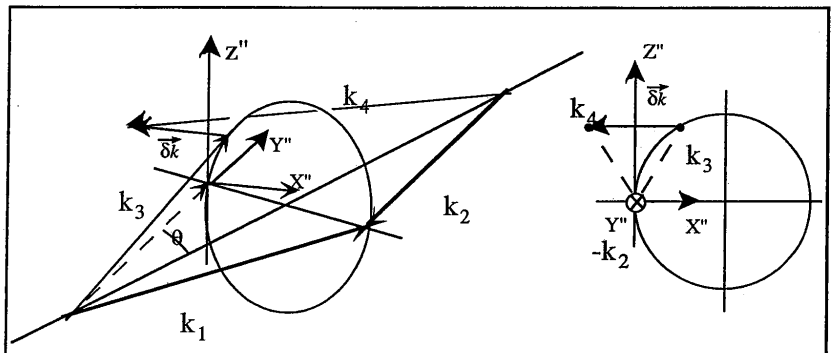


Figure [f IV-10] : Orientation des vecteurs d'onde dans le cas de la cavité simple. En prenant comme exemple le cas où $\vec{k}_3$, pointe sur le cercle de dégénérescence, cette figure illustre le fait que la cavité transforme $\vec{k}_3$ en un vecteur $\vec{k}_4$ qui pointe sur le cercle.

Pour satisfaire l'inégalité [e IV-26] dans la zone de recouvrement (de dimensions $\delta x' = \delta y' = \delta z' \# 2\ mm$), les valeurs de $\delta\varphi$ et de $\delta\theta$ doivent rester inférieures à :

$$\begin{aligned} \delta\theta &< \frac{\pi}{|k_3|\delta x'(1+\cos 2\theta)} \# 2,5.10^{-5}\ rad, \qquad si \quad \delta\varphi = 0 \\ \delta\varphi &< \sqrt{\frac{2\pi}{|k_3|\delta x'(1+\cos 2\theta)}} \# 7.10^{-3}\ rad, \qquad si \quad \delta\theta = 0 \end{aligned} \qquad \text{[e IV-28]}$$

La valeur obtenue pour $\delta\varphi$ montre que des ondes de vecteurs d'onde $\vec{k}_3$et $\vec{k}_4$, d'orientations différentes de $-\vec{k}_1$ et $-\vec{k}_2$, c'est à dire non conjuguée en phase peuvent se propager dans la cavité simple. Cela revient à dire à nouveau que la condition d'accord des phases dans la cavité n'impose pas la condition de conjugaison de phase dans la cavité à deux

miroirs. Elle exprime la différence des deux chemins optiques dans la cavité comptés à partir d'un point Ω dans le cristal. Le premier est celui vu par l'onde 1 (transformé en onde 2 par la cavité), le second est celui vu par l'onde 3 (transformé de l'onde 4).

Il reste encore une relation à vérifier, la relation [e IV-23]. Cette relation peut être écrite :

$$2\pi p = \left(\vec{k}_2 + \vec{k}_4\right)\cdot\vec{l} = \oint\left(\vec{k}_2(\vec{s}) + \vec{k}_4(\vec{s})\right)\cdot d\vec{s} \qquad \text{[e IV-29]}$$

avec p entier.

Avec les notations précédentes, nous trouvons :

$$|k_3|l\frac{\delta\varphi^2 + \delta\theta^2}{2} = 2p\pi \qquad \text{[e IV-30]}$$

Cette relation montre que toutes les orientaions sur le cercle de dégénérescence ne sont pas autorisées, mais qu'elles y sont distribuées de façon discrète.

La condition de conjugaison de phase est donnée par la relation [e IV-16] et s'écrit en fonction des vecteurs $\vec{k}_i$:

$$\begin{aligned}\vec{k}_1 &= -\vec{k}_4\\ \vec{k}_2 &= -\vec{k}_3\end{aligned} \qquad \text{[e IV-31]}$$

On remarque que cette condition est vérifiée pour p=0. Le mode fondamental de la cavité correspond donc à la conjugaison de phase.

Les autres modes correspondent donc aux autres orientations possibles du vecteur d'onde $\vec{k}_3$. Si on considère que le faisceau incident, faisceau 1, est constitué par une superposition d'ondes planes et qu'il possède une certaine divergence, dans la divergence du faisceau, plusieurs modes peuvent exister. Ils vont alors se recouvrir dans le cristal. Ces modes vérifiant les conditions d'existence dans la cavité simple et se recouvrant dans le cristal donnent naissance à une structure lumineuse verticale que l'on observe dans les expériences décrites au paragraphe suivant.

Cependant, nous ne sommes pas parvenus à observer une corrélation entre la structure observée et le calcul des modes dans la cavité. Pour une cavité, telle que celle que nous avons utilisée, on trouve 60 modes dans une ouverture angulaire de 10 mrad. Cela correspond à la divergence du faisceau laser. On peut diminuer ce nombre de modes en réduisant la longueur l de la cavité. Et on peut surtout supprimer complètement ces modes d'ordre supérieur à 1 en modifiant les caractéristiques de la cavité comme nous le verrons par la suite.

IV.E.2.b. Établissement de la conjugaison de phase dans l'oscillateur à boucle de réaction.

On présente dans ce paragraphe une approche plus phénoménologique de la conjugaison de phase. L'origine des composantes non conjuguées apparaît clairement quand on étudie l'établissement du conjugué en phase dans l'OBR. Pour cette observation, nous avons réalisé le montage suivant. Le faisceau 1 traverse le cristal et y est renvoyé par la boucle optique constituée par les deux prismes P_1 et P_2 et du prisme isocèle rectangle PIR (voir figure [f-IV 11]). Le cristal utilisé est le cristal de $BaTiO_3$ dopé au cobalt et coupé à 45° déjà utilisé pour les expériences de mélange à deux ondes en régime impulsionnel (chapitre III). La configuration angulaire choisie est une configuration pour laquelle les faisceaux 1 et 3 ont des angles d'incidence de même valeur (10°) et sont symétriques par rapport à la normale à la face d'entrée. Le laser est un hélium-néon délivrant un faisceau TEM_{00} à 633 nm. L'intensité du faisceau incident sur le cristal est de l'ordre du milliwatt pour un surface de 0,1 cm^2. Cette faible intensité permet d'avoir un temps de réponse assez long (≈5 min) ce qui permet d'observer très facilement les différentes étapes de l'établissement du faisceau conjugué en phase.

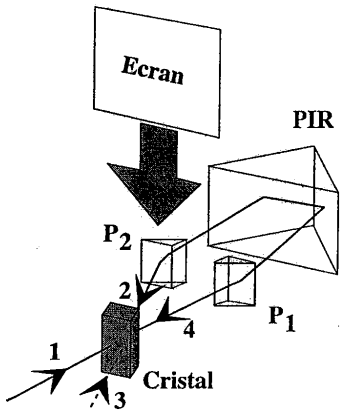


Figure [f IV-11] : Schéma du montage exprimental pour l'observation des modes dans l'OBR.

Pour visualiser les faisceaux à l'intérieur de la boucle, on place un simple écran entre le cristal et les prismes. Comme on travaille à intensité faible, le fait de bloquer la boucle pendant un temps court ne modifie pas les réseaux inscrits dans le cristal. Le faisceau 1 continue à se diffracter et l'observation de cette diffraction sur l'écran permet de déterminer les caractéristiques des réseaux inscrits.

Comme pour tous les miroirs à conjugaison de phase auto-pompés, le démarrage de l'OBR se fait à partir du bruit photoréfractif. Ce bruit provient de la diffusion du faisceau incident sur les impuretés présentes à la surface ou dans le volume du cristal. Les faisceaux ainsi diffusés interagissent avec le faisceau incident. Cette interaction est du couplage d'ondes photoréfractif. Ainsi, les faisceaux diffusés dans les directions de gain se voient amplifiés. La figure [f IV-12] montre le cristal en A, le faisceau transmis en B et, en C, le halo lumineux de la diffusion amplifiée. Sur cette figure, la boucle n'a pas encore été ouverte.

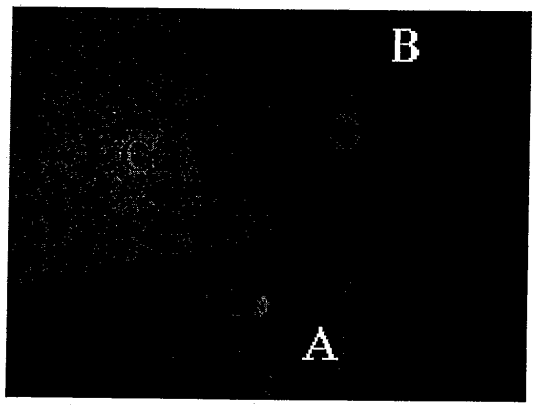


Figure [f IV-12] : Début de l'établissement de la conjugaison de phase.
A : Diffusion du faisceau 1 sur le cristal
B : Faisceau 1 transmis sur l'écran
C : Projection de la diffusion amplifiée sur l'écran

À chaque faisceau de la diffusion amplifiée correspond un réseau d'indice inscrit dans le cristal. À présent on retire l'écran. La boucle optique est ouverte et le faisceau 2 traverse le cristal. Il est lui aussi source de diffusion et ses faisceaux diffusés interfèrent également avec 1. Si on ne considère que le plan contenant les vecteurs $\vec{k}_1$ et $\vec{k}_2$ et, en ne considérant que des ondes planes, la situation correspond à la figure [f IV-13].

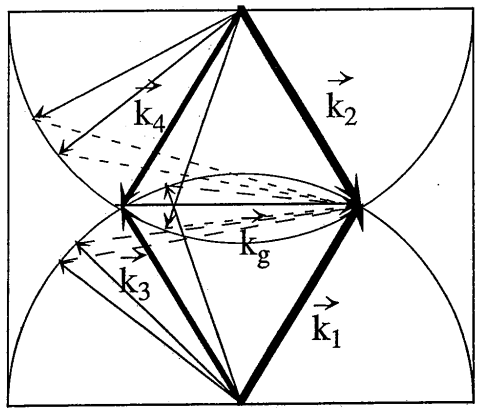


Figure [f IV-13] : Schéma des vecteur sd'onde dans le plan xΩy.
Seul le réseau de vecteur d'onde $\vec{k}_g$ est inscrit par deux couples de faisceaux.

Dans l'ensemble de tous ces réseaux inscrits, il y en a un seul qui est commun aux deux systèmes. Ce réseau a pour vecteur d'onde $\vec{k}_g$ et il vérifie la relation d'accord des phases et donc de conjugaison des phases puisque $\vec{k}_3$ et $\vec{k}_4$ sont dans le plan défini par $\vec{k}_1$ et $\vec{k}_2$ [e IV-22]. Ce réseau étant le seul inscrit par deux couples de faisceaux, il est inscrit plus efficacement que tous les autres et se renforce à leur détriment. On choisit la configuration angulaire des faisceaux de façon à ce que le réseau $\vec{k}_g$ soit celui pour lequel le couplage est le plus important. Ainsi on augmente encore son efficacité par rapport aux autres. Cependant le problème n'est pas réductible à deux dimensions. En sortant du plan on peut obtenir d'autres réseaux construits par deux couples de faisceaux différents vérifiant eux aussi la relation d'accord des phases (figure [f IV-9]). Ces réseaux de vecteur d'onde $\vec{k}_g$ se construisent de telle façon que la dégénérescence se fait sur un cercle dont le vecteur $\vec{k}_g$ est un diamètre et son axe de révolution est dirigé suivant $\vec{K}_I$. On observe cette dégénérescence expérimentalement en plaçant l'écran dans la boucle derrière le cristal. On distingue parfaitement, en C, sur la figure [f IV-14], l'arc de cercle centré sur le faisceau 2. (A) est la diffusion du faisceau 1 sur le cristal et (B) sa partie transmise.

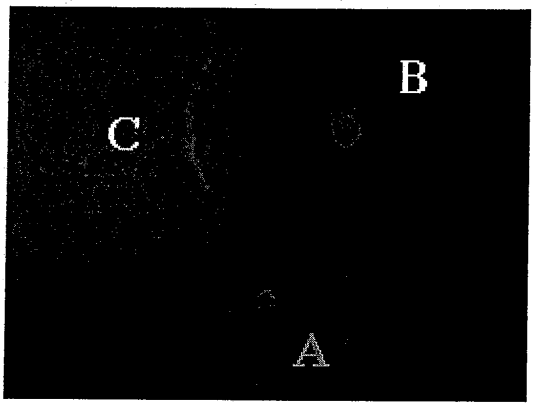


Figure [f IV-14] : Établissement de la conjugasion de phase.

Visualisation du cercle de dégénérescence.
A : Diffusion du faisceau 1 sur le cristal
B : Faisceau 1 transmis sur l'écran
C : Faisceaux appartenant au cercle de dégénérescence renforcés par rapport au bruit photo-réfractif.

Cette dégénérescence est similaire à celle observée dans les miroirs à double conjugaison de phase [r IV-13], [r IV-20], [r IV-21], [r IV-22]. Parmi tous ces réseaux ceux dont l'orientation est proche de $\vec{k}_g$ sont plus efficaces que les autres. A l'état stationnaire seuls ces réseaux resteront inscrits dans le cristal comme cela a été démontré [r IV-23] et il y a disparition de l'arc de dégénérescence (figure [f IV-15]). Cette sélection des réseaux par l'efficacité est due à la variation du gain suivant l'orientation des faisceaux. Néanmoins des réseaux liés à des faisceaux se recouvrant dans le cristal et ne correspondant pas à la conjugaison de phase peuvent subsister.

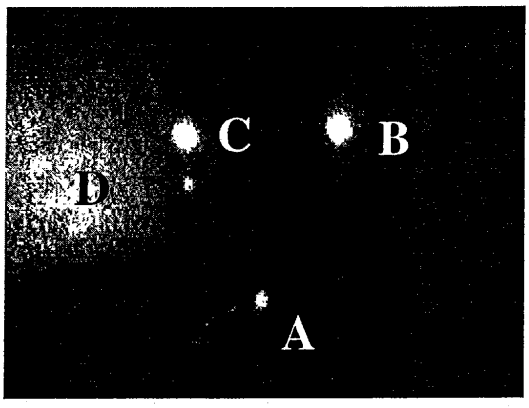


Figure [f IV-15] : Établissement de la conjugasion de phase.
A : Diffusion du faisceau 1 sur le cristal
B : Faisceau 1 transmis sur l'écran
C : Faisceau 3 sur l'écran.
D : Diffusion amplifiée non éliminée.

Ces réseaux vérifient tous la condition approchée d'accord des phases [e IV-26], mais pas nécessairement la condition de conjugaison des phases. Ils sont à l'origine d'une structure verticale qui se superpose au faisceau conjugué en phase altérant la fidélité. La figure [f IV-16] montre la structure verticale sur les faisceaux à l'intérieur de la cavité.

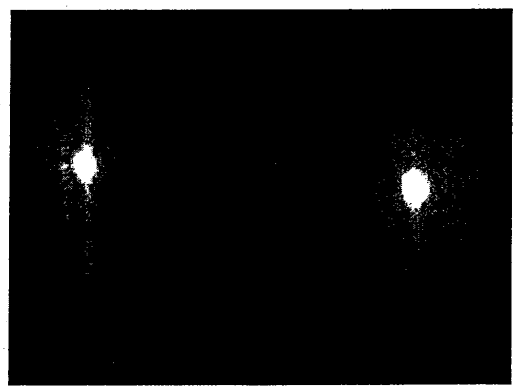


Figure [f IV-16] : Dégénérescence verticale sur les profils des faisceaux dans la cavité à l'état stationnaire.

Il faut donc trouver un dispositif permettant d'éliminer les réseaux ne vérifiant pas cette condition de conjugaison de phase. La solution est de modifier les propriétés de la boucle de réaction. Plusieurs solutions sont possibles et nous allons à présent les détailler.

IV.E.3. Sélection de la conjugaison de phase

La conjugaison de phase sera d'autant plus fidèle que les $\delta\theta$ et les $\delta\varphi$ autorisés par l'équation approchée d'accord des phases [e IV-26] seront faibles. Pour cela il faut que la cavité transforme une onde de vecteur $\vec{k}_3$ défini par $\delta\theta$ et $\delta\varphi$, pointant sur le cercle de dégénérescence et différent de $-\vec{k}_2$, en une onde de vecteur $\vec{k}_4$ qui ne pointe pas sur ce cercle et qui correspond à $\delta k[\delta\theta, \delta\varphi]$ le plus élevé possible.

Le modèle en ondes planes peut être généralisé à des ondes de front d'onde quelconque si on considère que toute onde est une somme d'ondes planes. Et on démontre très facilement que si différents ensembles d'ondes planes vérifient la condition de conjugaison des phases, alors leur somme vérifie aussi la relation de conjugaison des phases. Cependant, la réciproque n'est pas toujours vérifiée.

Il existe plusieurs transformations permettant la sélection de la conjugaison de phase et nous en avons étudié deux. La première est basée sur une rotation de 90° de la section transverse du faisceau et l'autre sur une variation de sa dimension.

IV.E.a. Sélection de la conjugaison de phase par la rotation de 90°

Le moyen le plus simple de sélectionner le faisceau conjugué en phase est de réaliser, dans la boucle de réaction, la rotation des faisceaux autour de leurs directions de propagation [r IV-17]. Ainsi, la direction verticale du faisceau 1 devient la direction horizontale sur le faisceau 2 et la direction horizontale sur le faisceau 2 la verticale du faisceau 2. Il en est de même pour les faisceaux 3 et 4 qui parcourrent la cavité dans le sens opposé. Dans le repère X'Y'Z', les composantes du vecteur d'onde $\vec{k}_4$ sont donc : $\left(k_4^{x'}, k_4^{y'}, k_4^{z'}\right) = \left(k_3^{z''}, k_3^{y''}, k_3^{x''}\right)$.

Par rapport à la cavité simple où $\delta\varphi$ apparaissait au second ordre dans l'expression de $\delta\vec{k}$ [e IV-27], il apparait maintenant au premier ordre :

$$\begin{pmatrix} \delta k_x' \\ \delta k_y' \\ \delta k_z' \end{pmatrix} = |k_3| \begin{pmatrix} \delta\theta \cos 2\theta + \delta\varphi \\ \delta\theta \sin 2\theta \\ -\delta\varphi + \delta\theta \end{pmatrix} \qquad \text{[e IV-32]}$$

Pour satisfaire l'inégalité [e IV-26] dans la zone de recouvrement, ($\delta x'=\delta y'=\delta z'\#2$ mm), il faut vérifier :

$$\delta\theta < \frac{\pi}{|k_3|\delta x'(1+\cos 2\theta)} \#2,5.10^{-5}\ rad, \qquad si \quad \delta\varphi = 0$$

$$\delta\varphi < \frac{\pi}{|k_3|\delta x'} \#1,6.10^{-4}\ rad, \qquad si \quad \delta\theta = 0 \qquad \text{[e IV-33]}$$

La rotation de 90° de la section du faisceau impose une sélection suivant φ beaucoup plus importante que pour la cavité simple (cf. [e IV-28]).

Les résultats sont illustrés sur la figure [f IV-17], qui montre que le désaccord $\delta\vec{k}$ est beaucoup plus important dans le cas de la cavité avec retournement de 90° que pour la cavité à deux miroirs.

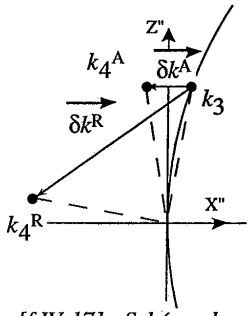


Figure [f IV-17] : Schéma des vecteurs d'onde.
k_4^A cavité simple à deux miroirs et le $\delta\vec{k}^A$ correspondant.
k_4^R cavité à retournement de 90° et le $\delta\vec{k}^R$ correspondant.

Toujours avec le même cristal et le même laser He-Ne, on a réalisé le montage de démonstration suivant suivant [f IV-18].

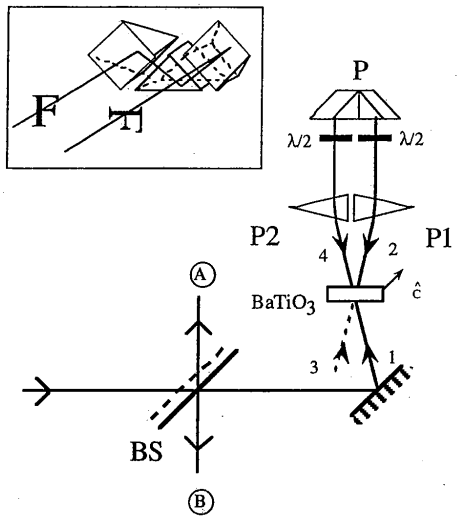


Figure [f IV-18] : Schéma du dispositif expérimental de l'OBR avec dispositif de rotation de 90° de la section des faisceaux.

Cet oscillateur à boucle de réaction possède une cavité qui réalise la rotation de 90° de la section transverse des faisceaux. Cela grâce à un système P de trois prismes placé dans la cavité et dont le détail est donné en encart sur la figure [f IV-18]. Les deux prismes P1 et P2 servent à ajuster l'incidence des faisceaux sur P. La rotation des faisceaux induit aussi celle des polarisations. Les deux lames λ/2 sont utilisées pour que les faisceaux entrent dans le système P suivant une de ses polarisations propres et pour redresser les polarisations. En plaçant la séparatrice BS sur le trajet du faisceau, on observe dans la direction A le profil du faisceau incident et dans la direction B celui du faisceau conjugué.

Les figures suivantes présentent les résultats obtenus pour un OBR avec une cavité simple et un OBR avec une cavité assurant le retournement [r IV-24]. La figure [f IV-19] présente le profil d'intensité du faisceau incident. La figure [f IV-20] présente le profil du faisceau renvoyé par l'OBR sans retournement. On remarque nettement la dégénérescence dans la direction verticale qui détériore dans ce cas la qualité du conjugué en phase. Enfin, la figure [f IV-21]

montre le profil du faisceau renvoyé par l'OBR avec le retournement. On remarque que la structure verticale a disparu.

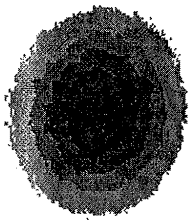


Figure [f IV-19] : Profil du faisceau incident



Figure [f IV-20] : Profil du faisceau renvoyé par l'OBR sans retournement de 90° dans la cavité.



Figure [f IV-21] : Profil du faisceau revoyé par l'OBR avec retournement de 90° dans la cavité.

Les différences de diamètres des profils des faisceaux incident et renvoyé par l'OBR avec retournement viennent du fait que le faisceau incident est divergent et le faisceau conjugué en phase est convergent. L'observation des profils ne se faisant pas dans un même plan, on a une différence entre les deux diamètres.

Par ces résultats on prouve bien que le retournement permet de sélectionner la conjugaison de phase. Mais ce procédé n'est pas le seul, et on va voir que l'utilisation d'un autre type de cavité permet aussi de réaliser la sélection de la conjugaison de phase.

IV.E.4.b. Sélection par le grandissement

Dans le cas où les faisceaux ne présentent pas une symétrie de révolution, ou dans le cas où ils sont très divergents, le problème du recouvrement des faisceaux dans le cristal se pose effectivement. Pour palier à ce problème, on peut introduire des éléments optiques dans la cavité permettant de faire l'image du cristal sur lui-même. Ainsi, quelles que soient les caractéristiques du faisceau incident, on est sûr de réaliser un bon recouvrement des faisceaux dans le cristal.

Le problème de la sélection par le grandissement a déjà été étudié [r IV-7] mais en ne prenant en compte que la variation du diamètre du faisceau et sans considérer un dispositif d'imagerie ce qui ne permet pas un bon recouvrement. Nous allons ici considérer que nous avons effectivement un dispositif d'imagerie. Et comme nous considérons des ondes planes dans la cavité, il faut que le dispositif d'imagerie soit un dispositif afocal. En effet, seul un tel dispositif permet de transformer une onde plane en une autre onde plane.

Dans la pratique, notre système afocal est simplement constitué par deux lentilles. Le choix des longueurs focales de ces lentilles permet de définir le grandissement du dispositif d'imagerie. La sélection de la conjugaison de phase peut être obtenue par un choix correct de ce grandissement. Pour définir le grandissement du système afocal, on choisit arbitrairement le sens de propagation du faisceau 2 comme sens positif de propagation dans la cavité. Dans la référence [r IV-7], déjà citée plus haut, les auteurs démontrent que pour avoir conjugaison de phase il faut que le diamètre du faisceau 2 entrant dans le cristal soit inférieur à celui du faisceau 1 entrant dans le cristal. Nous allons démontrer qu'avec une cavité comprenant un dispositif afocal, on sélectionne la conjugaison de phase en choisissant simplement un grandissement différent de 1.

Reprenant la procédure d'analyse précedement utilisée, en se plaçant aux petits angles, dans le repère X'Y'Z' les composantes de $\vec{k}_4$ sont maintenant : $\left(k_4^{x\prime}, k_4^{y\prime}, k_4^{z\prime}\right) = \left(g^{-1}\, k_3^{x\prime\prime}, k_3^{y\prime\prime}, g^{-1}\, k_3^{z\prime\prime}\right)$.

Le désaccord $\delta\vec{k}$ s'écrit au premier ordre en $\delta\theta$ et $\delta\varphi$:

$$\begin{pmatrix} \delta k_x' \\ \delta k_y' \\ \delta k_z' \end{pmatrix} = |k_3| \begin{pmatrix} \delta\theta \left(cos\, 2\theta + g^{-1}\right) \\ \delta\theta\, sin\, 2\theta \\ \left(g^{-1} - 1\right)\delta\varphi \end{pmatrix} \qquad \text{[é IV-34]}$$

Cette expression montre que l'utilisation d'un grandissement g≠1, fait appaitre un terme d'ordre 1 en $\delta\varphi$ favorisant la sélection. Le calcul prévoit une forte sélection pour g=-1. Cela n'est pas confirmé par l'expérience pour laquelle on observe une dégénérescence (structure de mode selon $\delta\varphi$). Cela vient de ce que l'on a cherché des solutions sous la forme d'un couple d'ondes planes de vecteurs d'onde $\vec{k}_3$ et $\vec{k}_4$ alors que des combinaisons d'ondes planes peuvent être solution. Par exemple, comme illustré sur la figure [f IV-22], le désaccord $\delta\vec{k}$ pour les couples d'ondes ($\vec{k}_3$, $\vec{k}_4$) ou ($\vec{k}_3'$, $\vec{k}_4'$) est important alors que le réseau inscrit avec le faisceau 1 par combinaison des faisceaux 3 et 3' est en phase avec celui inscrit par 2 et 4 et 4'.

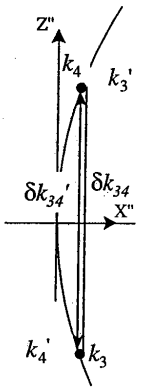


Figure [f IV-22] : Couple d'ondes (3,4) et (3',4') ne vérifiant pas la condition d'accord des phases indépéndement et la vérifiant simultanement.

Le modèle en ondes planes ne permet donc pas de déduire toutes les solutions. En effet, on ne peut déterminer que les couples d'ondes planes vérifiant directement la condition d'accord de phase. Et comme on vient de le voir, si deux ondes planes ne vérifient pas la condition d'accord de phase, il se peut très bien que l'onde résultant de leur superposition la vérifie. Ainsi cette superposition d'ondes planes peut elle aussi être à la source de la dégénérescence verticale observée.

Pour valider expérimentalement le principe de la sélection de la conjugaison de phase par le grandissemnet, nous avons réalisé le montage suivant [f IV-23]. L'OBR est construit autour du même cristal de $BaTiO_3$ coupé à 45° déjà utilisé dans les études précédentes. La cavité de l'OBR est constituée de deux miroirs et de deux lentilles convergentes L_1 et L_2 de longueurs focales f_1 et f_2. On réalise ainsi l'image du cristal sur lui même, les lentilles formant un dispositif afocal.

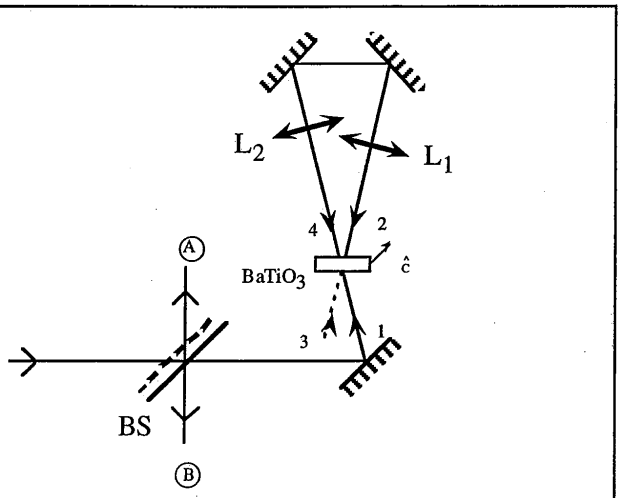


Figure [f IV-23] : Schéma du dispositif expérimental de l'OBR avec dispositif d'imagerie dans la cavité.

On fait varier le grandissement du système d'imagerie en changeant les lentilles et en ajustant la longueur de la cavité. Nous avons utilisé trois grandissements différents :

g=-1, avec f_1=50 mm et f_2=50 mm,

g=-1,125, avec f_1=90 mm et f_2=80 mm.

g=-0,875, avec f_1=70 mm et f_2=80 mm.

Pour ces différents grandissements, nous avons observé les profils des faisceaux conjugués.

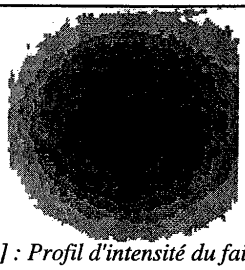


Figure [f IV-24] : Profil d'intensité du faisceau incident.



Figure [f IV-25 a]
Profil d'intensité du faisceau renvoyé par l'OBR pour g=-1



Figure [f IV-25 b]
Profil d'intensité du faisceau renvoyé par l'OBR pour |g|>1

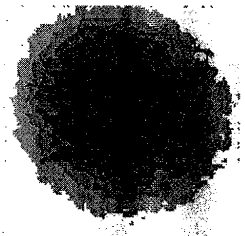


Figure [f IV-25 c]
Profil d'intensité du faisceau renvoyé par l'OBR pour |g|<1

Les figures ci-dessus montrent les profils d'intensités des faisceaux incident et conjugués pour une cavité avec un dispositif d'imagerie. Pour un faisceau incident de profil d'intensité gaussien [f IV-24] on obtient différents résultats en fonction du grandissement du dispositif d'imagerie. Les grandissements qui sont pris en compte sont proches de 1. Il faut en effet que les faisceaux se recouvrent du mieux possible dans le cristal. Une grande différence entre les tailles des faisceaux induirait des déformations du conjugué (relation d'accord des amplitudes non satisfaite), comme nous le verrons dans le paragraphe suivant (IV.E.5).

Pour un grandissement de g=-1, on a bien la dégénérescence [f IV-25 a]. Cette dégénérescence est bien visible sur le profil étendu du faisceau. Elle est à l'origine des structures horizontales que l'on trouve sur le profil. Quand on choisit un grandissement différent de g=-1, on doit avoir sélection de la conjugaison de phase. Dans le cas où |g|>1, [f IV-25 b], on atténue effectivement la structure de mode sans toutefois arriver à l'éliminer complètement. Cela est dû aux aberrations introduites par notre dispositif d'imagerie. Si maintenant on prend un grandissement |g|<1, la structure de mode disparaît totalement [f IV-25 c]. On réalise la sélection du conjugué en phase.Il y a donc plusieurs possibilités pour sélectionner le faisceau conjugué en phase dans l'OBR. On pourra donc, suivant les besoins, choisir l'une ou l'autre méthode. Cette capacité de l'OBR le rend particulièrement intéressant car cette sélection du conjugué en phase est indépendante des caractéristiques du faisceau incident.

IV.E.5. Influence du recouvrement sur la qualité de la conjugaison de phase.

La qualité du faisceau conjugué en phase dépend aussi du recouvrement des faisceaux dans le cristal. Ce paramètre, déjà pris en compte lors de l'étude du mélange à deux ondes, va conditionner la qualité du conjugué. C'est la condition de conjugaison des amplitudes. Dans ce qui précède, nous avons considéré que les angles d'incidence des faisceaux sur le cristal étaient tous identiques. Or, avec le cristal utilisé pour les premières mesures et dont la face d'entrée est parallèle à l'axe optique, une telle configuration ne permet pas d'atteindre un gain suffisant au fonctionnement de l'oscillateur à boucle de réaction. Pour atteindre le gain nécessaire, il faut incliner le cristal de façon à avoir une orientation du vecteur réseau non parallèle à l'axe optique. Cet effet de l'altération du recouvrement est différent suivant que l'on se place dans le plan d'incidence des faisceaux, $P_{//}$, ou dans le plan sagittal, $P_{\perp}$. Les incidences des faisceaux étant différentes, les diamètres des faisceaux 1 et 2 dans le plan $P_{//}$ sont différents à l'intérieur du cristal bien qu'identiques à l'extérieur (figure [f IV-27]). La dimension de la zone d'interaction est alors définie par les faisceaux de plus petits diamètres, en l'occurrence les faisceaux 2 et 3. Le diamètre du faisceau 1 est plus grand, seule sa partie centrale traverse la zone d'interaction et est diffractée, participant ainsi à la conjugaison de phase. Le faisceau 4 a le même diamètre que le faisceau 1, le faisceau 2 est lui de diamètre inférieur. Le faisceau conjugué en phase est dû à la superposition cohérente de la transmission du faisceau 4 et de la diffraction du faisceau 2 sur le réseau formé dans la zone d'interaction (voir figure [f IV-27]). On retrouve la différence de diamètres sur le profil d'intensité du faisceau conjugué en phase qui présente une zone de forte intensité dans la partie centrale, B, et une zone de plus faible intensité, A, dont les dimensions correspondent au faisceau 1.

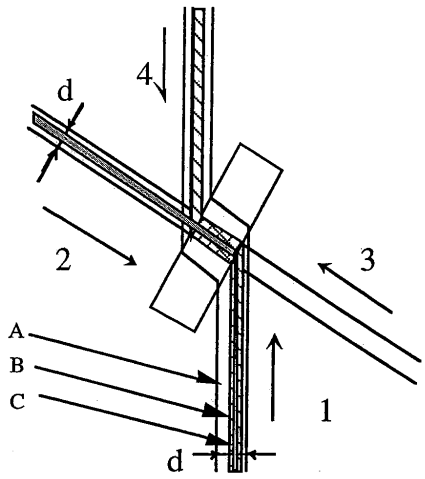


Figure [f IV-26] : Schéma de l'altération du recouvrement des faisceaux dans le cristal due à l'anamorphose des faisceaux en configuration non symétrique.
A : région de faible intensité correspondant à la transmission du faisceau 4
B : région de forte intensité correspondant à la diffraction du faisceau 2
C : défaut d'intensité dû à la diffraction de la partie centrale de 1

Si le profil du faisceau incident est uniforme, on remarque au centre de la région plus intense du profil d'intensité du faisceau conjugué en phase, B, une région plus sombre, C (figures [f IV-26] et [f IV-28]). Elle correspond à la diffraction de la partie centrale du faisceau 1 sur le réseau qui entraîne une diminution de l'intensité dans cette zone, diminution que l'on retrouve sur le faisceau 2 et donc sur le conjugué en phase.

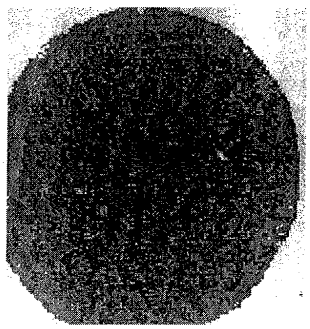


Figure [f IV-27] : Profil du faisceau incident entrant dans l'oscillateur à boucle de réaction.

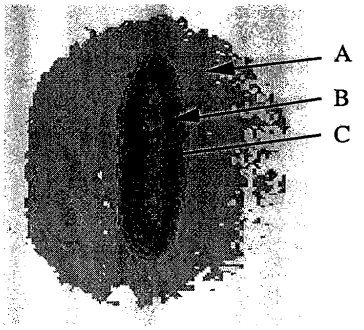


Figure [f IV-28] : Profil du faisceau renvoyé par l'OBR dans le cas d'une configuration angulaire non symétrique.
(A, B, C) cf [f IV-27]

Les altérations du profil d'intensité du faisceau renvoyé par l'OBR dans la configuration non symétrique (figure [f IV-29]) sont présentées sur la figure [f IV-28]. Dans la direction $P_{\perp}$, les diamètres sont identiques et on ne retrouve donc pas la modification du profil d'intensité dans cette direction. Les franges du profil du faisceau incident sont dues à la caméra CCD utilisée pour l'enregistrement de ce profil. Le faisceau renvoyé par l'OBR vérifie les conditions de conjugaison des phases, mais comme la conjugaison des amplitudes n'est pas vérifiée, il n'y a pas de conjugaison de phase. L'utilisation de cristaux coupés à 45° de l'axe optique permet de s'affranchir de l'anamorphose des faisceaux dans le cristal quand on utilise une configuration angulaire symétrique (voir figure [f IV-30]).

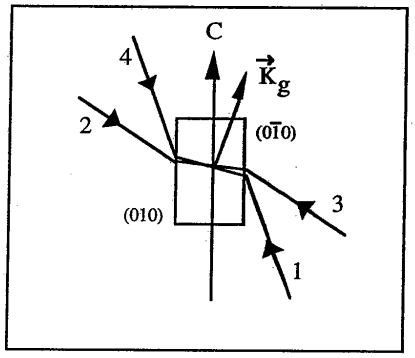


Figure [f IV-29] : Configuration des faisceaux pour le cristal taillé suivant ĉ (non symétrique)

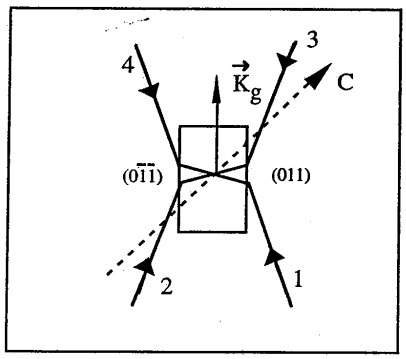


Figure [f IV-30] : Configuration des faisceaux pour un cristal coupé à 45° de ĉ (symétrique)

Utiliser un cristal de $BaTiO_3$ coupé à 45° est donc doublement avantageux. Cela permet, d'une part, d'accéder à de forts gains et donc à des réflectivités élevées et, d'autre part, d'avoir une bonne qualité du recouvrement des faisceaux. Les faisceaux vérifient alors la condition de conjugaison des amplitudes et on obtient la conjugaison de phase.

IV.F. Effet de la cohérence dans l'OBR

Comme on l'a déjà dit plus haut, l'oscillateur à boucle de réaction fonctionne avec des faisceaux de longueur de cohérence réduite, mais cohérents dans leur partie transverse. En fait, on peut montrer que la réflectivité peut être plus grande pour des faisceaux de faible longueur de cohérence que pour des faisceaux de grande longueur de cohérence. Cela est simplement dû au fait que, si la longueur de cohérence du faisceau incident est plus importante que la longueur de la cavité, il peut y avoir inscription de multiples réseaux dans le cristal ([e IV-7]).

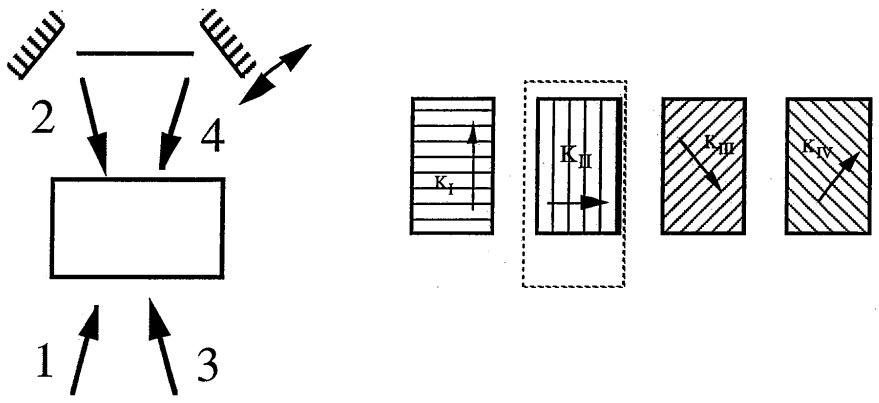


Figure [f IV-32] : Schéma des différents réseaux pouvant être inscrits dans le cristal.

La figure [f IV-32] ci-dessus montre les différents réseaux pouvant être inscrits. Mais tous ces réseaux ne contribuent pas forcément à la conjugaison de phase. Parmi ces réseaux, seul le réseau formé par l'interférence des couples de faisceaux (1 et 3) et (2 et 4) est à l'origine de la conjugaison de phase [e IV-9]. Il faut noter qu'il est le seul réseau inscrit lorsque la longueur de cohérence du faisceau incident est inférieure à la longueur de la cavité. Dans le cas contraire, les autres réseaux existent aussi. Le réseau I est formé par les couples (1 et 2) et (3 et 4). Alors que le réseau II est construit à partir du bruit photoréfractif (voir paragraphe sur l'établissement de la conjugaison de phase), le réseau I est construit par deux faisceaux existant dans la cavité. Il est donc écrit plus rapidement que les autres. Les deux autres réseaux III et IV sont formés respectivement par l'interférence de (3 et 2) et de (1 et 4). Ils ne sont formés que

quand les faisceaux 3 et 4 sont définis dans la cavité. On ne considérera pas le réseau III qui n'influence pas directement le conjugué en phase. Par contre, on va voir que les réseaux I et IV peuvent jouer un rôle important.

Dans le cadre de nos expériences, les gains calculés pour ces différents réseaux sont, en valeur absolue, de 45,6 cm^{-1} pour le réseau II, de 7,9 cm^{-1} pour le réseau I, de 7,4 cm^{-1} pour le réseau III et de 8,4 cm^{-1} pour le réseau IV. On voit donc que le réseau prépondérant est bien le réseau par transmission, le réseau II.

Dans notre montage, la présence d'un réseau par réflexion, le réseau IV, peut être démontrée par l'expérience suivante. Après établissement de l'état stationnaire, on coupe brusquement les faisceaux dans la cavité. On remarque que le faisceau conjugué en phase ne s'éteint pas tout de suite, mais qu'une diminution lente suit une chute brutale. Cette diminution lente correspond à la diffraction du faisceau 1 sur le réseau par réflexion IV qui s'estompe progressivement [f.IV-33].

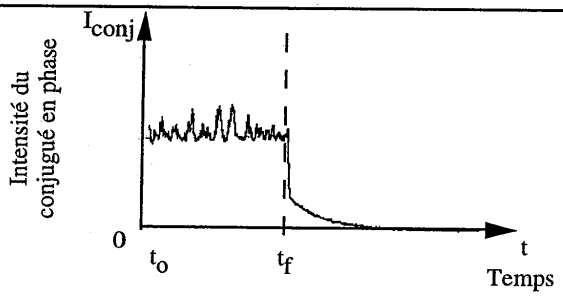


Figure [f IV-33] : Évolution temporelle de la réflectivité en présence d'un réseau par réflexion. La fermeture de la cavité à l'instant t_f et l'extinction du conjugué en phase ne sont pas simultanées.

Si on fait vibrer un des miroirs de la cavité, le réseau II reste le seul inscrit dans le cristal, les autres réseaux ne pouvant être inscrits par des réseaux d'illumination dont les franges défilent avec une période beaucoup plus courte que le temps de réponse du matériau. Ainsi, quand on coupe les faisceaux dans la cavité, on observe une extinction totale et immédiate du conjugué en phase.

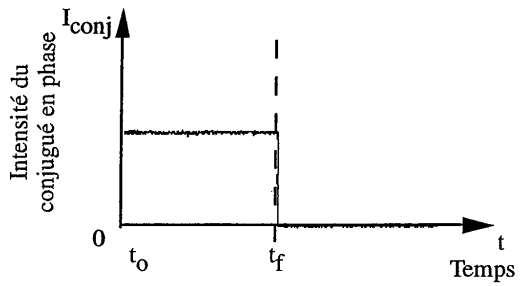


Figure [f IV-34] : Évolution temporelle de la réflectivité en l'absence d'un réseau par réflexion. La fermeture de la cavité à l'instant t_f et l'extinction du conjugué en phase sont simultanées.

Les oscillations de l'intensité du conjugué en phase que l'on observe sur la première partie de la courbe de la figure [f IV-33] sont dues au retour du conjugué en phase dans le laser. Elles disparaissent sur la courbe de la figure [f IV-34]. Entre les deux expériences la réflectivité a diminué de moitié. La phase totale du conjugué en phase étant modulée par les vibrations du miroir et la réflectivité étant plus faible, les effets du retour dans le laser sont moins sensibles.

Si on considère de nouveau la configuration angulaire décrite au paragraphe IV.E.4, elle est adaptée au fonctionnement de l'OBR pour deux orientations du cristal. Ces deux orientations se déduisent l'une de l'autre par rotation de 180° autour de la direction Z, et d'une rotation de 180° autour de l'axe Y. Si on effectue cette transformation, on ne modifie pas le gain du réseau II, ni en valeur, ni en signe. Par contre on inverse les gains associés aux réseaux I et IV. Le réseau IV peut soit atténuer, soit augmenter la valeur de la réflectivité conjuguée en phase. En effet, l'orientation du cristal va faire que le réseau IV permette le transfert d'énergie du faisceau 4 vers le faisceau 1 ou du faisceau 1 vers le faisceau 4. Dans le cas où le transfert se fait vers le faisceau 4, le faisceau 1 est partiellement réfléchi avant d'avoir traversé tout le cristal. On limite donc les pertes par absorption et on augmente la réflectivité conjuguée en phase. Suivant l'orientation du cristal, on peut avoir une réflectivité conjuguée en phase allant du simple au double.

Dans nos expériences, avec le cristal de $BaTiO_3$ coupé à 45° et à 633 nm, les réflectivités obtenues sont de l'ordre de 25% sans l'utilisation du réseau par réflexion, c'est à dire soit dans la configuration où le gain du réseau IV est dans le sens de l'amplification du faisceau 1, soit quand on supprime le réseau IV en utilisant un miroir vibrant. Elle monte à une valeur de 50% quand le réseau IV est utilisé de façon à amplifier le faisceau 4. Cette contribution importante du

réseau par réflection est due à la valeur de 8,42 cm^{-1} du gain photoréfractif qui lui est associé. Ces valeurs restent imprécises car les retours dans le laser provoquent de fortes variations d'intensité.

En régime continu, avec des faisceaux de grande longueur de cohérence, le choix de la configuration doit donc prendre en compte tous les réseaux et leurs influences sur la réflectivité conjuguée en phase. Mais en régime impulsionnel, la longueur de cohérence est généralement plus courte que la longueur de la cavité, cette condition sur les autres réseaux n'est pas à prendre compte. Notons que la présence de réseaux par réflexion a été détectée dans le miroir à réflexion interne décrit au paragraphe IV.D.3 [r IV-25].

IV.G. Application de la conjugaison de phase à la correction de fronts d'onde en régime impulsionnel.

Cette étude en régime impulsionnel va nous permettre de démontrer qu'un dispositif d'amplification basé sur la conjugaison de phase au moyen de cristaux photoréfractifs est effectivement réalisable et conduit à de bonnes qualités de faisceaux [r IV-25].

IV.G.1. Description de la mesure

Pour effectuer les mesures de la conjugaison de phase en régime impulsionnel, nous utilisons un laser YAG doublé délivrant des impulsions de 10 ns à 532 nm à une cadence de 10 Hz, le même que celui utilisé pour les expériences de mélange à deux ondes. Le cristal photoréfractif est le cristal de $BaTiO_3$ coupé à 45° et traité anti-reflets à 532 nm. Avec ce cristal d'épaisseur 0,21 cm, on peut se placer en configuration symétrique et éviter ainsi tous les problèmes de recouvrement décrits précédemment. La configuration choisie est celle pour laquelle l'angle entre les faisceaux à l'intérieur du cristal est de $2\theta=8°$, ce qui donne un gain photoréfractif de $\Gamma=54\ cm^{-1}$, pour une valeur de l'absorption de 3 cm^{-1}. La forte valeur de ce gain donne un bruit photoréfractif très important. Ce bruit, bien que nécessaire au démarrage de notre dispositif, est à l'origine d'importantes pertes en énergie. Pour limiter ces pertes on diminue la valeur du gain en éclairant le cristal avec une lampe blanche. L'intensité de cette

lampe, et par là même la valeur du gain, est réglée de façon à avoir le maximum de réflectivité conjuguée en phase.

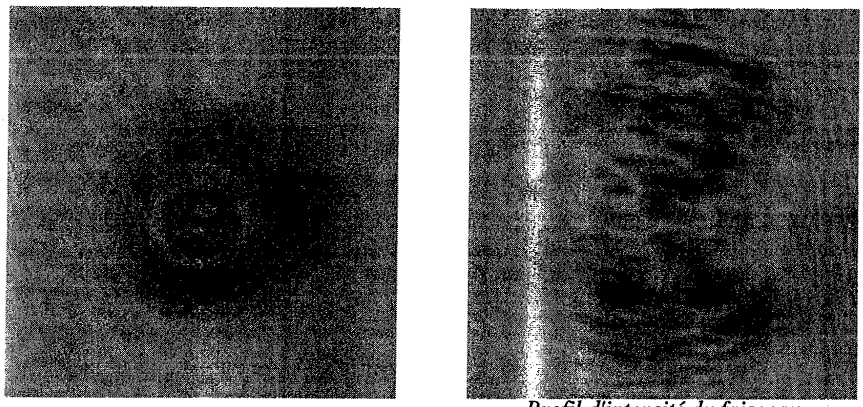
L'intensité incidente sur le cristal, pour les expériences en régime impulsionnel, varie entre 50 et 100 kW/cm^2. Dans ce domaine d'intensité, les effets dus aux fortes illuminations ne sont pas sensibles. Mais l'énergie d'une impulsion ne suffit pas pour atteindre la saturation. On profite alors de l'effet mémoire du cristal pour inscrire le réseau par accumulation sur un grand nombre d'impulsions. L'état stationnaire est atteint après environ 2000 impulsions.

La détermination de la valeur de la réflectivité conjuguée en phase est faite en mesurant le rapport d'intensités entre la partie du faisceau incident réfléchie par la lame séparatrice et celle du faisceau conjugué réfléchie par cette même lame ([f IV-19]). Cette valeur de la réflectivité conjuguée en phase est la valeur nette qui tient compte de toutes les pertes. Nous calculerons aussi la valeur de la réflectivité conjuguée en phase compensée de toutes les pertes pour connaître l'efficacité du miroir à conjugaison de phase lui-même.

IV.G.2. Résultats pour la cavité sans retournement d'image

Les premières mesures sont effectuées en régime pulsé pour une cavité simple constituée uniquement de trois miroirs. La longueur de la cavité est de 35 cm ce qui est très supérieur à la longueur de cohérence du faisceau incident (l_{coh}≈1 cm). Il n'y aura donc pas concurrence entre les différents réseaux, le seul pouvant s'établir étant le réseau par transmission.

La cavité n'assurant pas la rotation du faisceau, le profil du faisceau conjugué en phase est très fortement altéré comme le montre la figure [f IV-35]. Dans ces conditions, pour mesurer la réflectivité conjuguée en phase on se limite à l'énergie contenue sur la section du faisceau conjugué correspondant à la section du faisceau incident. La valeur de la réflectivité ainsi mesurée est de 15,7 %. Cela correspond à une réflectivité de 84,4 % si on corrige la valeur mesurée des pertes dues aux réflexions, diffusions sur les optiques utilisées, (24 %), et à l'absorption du cristal (75 %), qui ne permettent une réflectivité maximale que de 19 %.



Profil du faisceau incident

Profil d'intensité du faisceau "conjugué" en phase

Figure [f IV-35] : Profils des faisceaux incident et "conjugué" en phase pour la cavité sans le retournement d'image.

IV.G.3. Résultats pour la cavité avec retournement d'image

Le schéma du montage expérimental uilisé pour ces mesures est donné figure [f IV-36]. Pour cette cavité, on fait subir aux faisceaux une rotation de 90° autour de leur axe de propagation et ceci permet d'assurer la qualité de la conjugaison de phase. La longueur de cette cavité est de 90 cm. Dans notre cas, le profil d'intensité du faisceau incident est celui de la figure de diffraction du diaphragme servant à sélectionner une partie uniforme du faisceau issu du laser. Le faisceau n'est donc pas un faisceau gaussien, et pour évaluer la qualité de la conjugaison de phase, on reprend la méthode de corrélation utilisée pour la caractérisation du dispositif d'amplification en mélange à deux ondes (chapitre III). Dans le cas de la conjugaison de phase, il n'est pas possible de procéder à un étalonnage. En effet, il faudrait pour cela un miroir à conjugaison de phase de référence. On vérifie donc la qualité de la conjugaison de phase en comparant le profil du faisceau conjugué en phase avec celui du faisceau incident. On place sur le faisceau incident différentes lentilles simulant des lentilles thermiques (lentilles de test). Si on se trouve en présence d'un vrai faisceau conjugué en phase, les déformations de phase seront entièrement compensées par double passage (tout comme le sera la lentille thermique du dispositif d'amplification que nous simulons ainsi). Il doit donc non seulement y

avoir une forte corrélation entre le faisceau incident et le faisceau conjugué en phase, mais aussi avec les faisceaux conjugués obtenus pour les différentes lentilles introduites sur le trajet.

Pour que la mesure des profils soit significative, il faut que le profil d'intensité du faisceau incident et celui du faisceau conjugué en phase soient pris à même distance du laser. En effet, les profils des faisceaux incident et conjugué ne peuvent être identiques que dans un même plan.

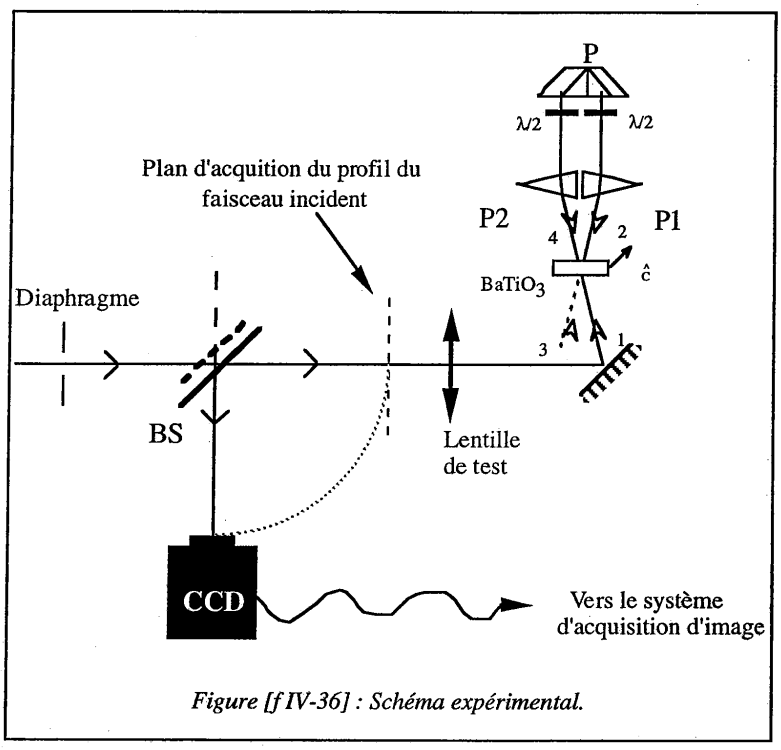


Figure [f IV-36] : Schéma expérimental.

La figure [f IV-36] ci-dessous donne quelques exemples de profils de faisceaux obtenus pour un OBR avec une cavité de 90 cm de long et avec différentes lentilles placées à 30 cm du cristal. Le tableau [t IV-1] donne les résultats des calculs de corrélations effectués pour cette même cavité.

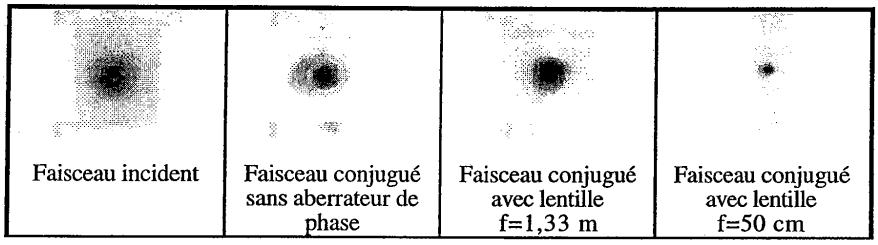


Figure [f IV-37] : Profil des faisceaux incidents, réfléchis conjugués en phase après double passage à travers des lentilles de différentes focales.

Profil 1	Profil 2	Pic de corrélation
Faisceau Incident	Faisceau conjugué sans aberrateur phase	93 %
Faisceau Incident	Faisceau conjugué avec lentille f=2 m	97 %
Faisceau Incident	Faisceau conjugué avec lentille f=1,33 m	97 %
Faisceau Incident	Faisceau conjugué avec lentille f=80 cm	96 %
Faisceau Incident	Faisceau conjugué avec lentille f=50 cm	55 %

Tableau [t IV-1] : Résultats des mesures de la qualité de la conjugaison de phase pour la cavité avec retournement en régime impulsionnel.

Il faut signaler que tout au long des mesures de la fidélité, on remarque que la source la plus importante de distorsions du faisceau conjugué en phase est le recouvrement des faisceaux à l'intérieur du cristal et on retrouve cela sur les résultats obtenus comme expliqué ci dessous.

On voit que la corrélation est meilleure avec une lentille de 2 m de longueur focale que sans aucune lentille. En effet, le faisceau possède une divergence naturelle qui fait que, sans lentille, le diamètre du faisceau incident et celui du faisceau après un tour de cavité sont différents à l'intérieur du cristal. Cette divergence produit donc une altération de la qualité du recouvrement et par voie de conséquence de celle du conjugué en phase. Quand on utilise la lentille de 2 m de longueur focale, la divergence du faisceau est compensée, on améliore alors le recouvrement et la qualité de la conjugaison. Cette qualité est bonne pour des lentilles allant jusqu'à 80 cm de focale. Pour des lentilles de focales plus petites, on aura de nouveau une

différence entre les diamètres des faisceaux dans le cristal et donc une dégradation du conjugué en phase d'où l'intérêt supplémentaire fourni par le système d'imagerie.

Les mesures de corrections de lentilles ont été faites pour différentes longueurs de cavité et différentes positions de la lentille devant l'OBR.

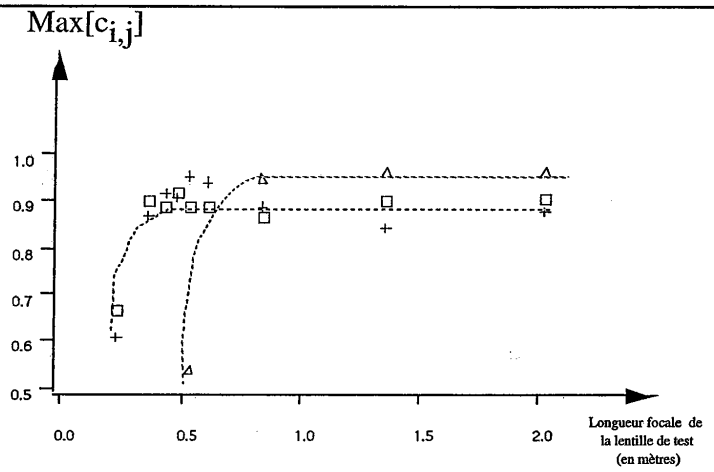


Figure [f IV-38] : Variation de Max[$c_{i,j}$] pour différentes cavités en fonction de la longueur focale de la lentille de test.
triangles : cavité de longueur 90 cm avec la lentille de test placée à 30 cm avant le cristal;
carrés : cavité de longueur 40 cm avec la lentille de test placée à 30 cm avant le cristal
croix : cavité de longueur 40 cm avec la lentille de test placée à 6 cm avant le cristal.

La figure [f IV-38] donne les variations de Max[$c_{i,j}$] en fonction de la longueur focale de la lentille de test : les triangles correspondent à la cavité de longueur 90 cm avec la lentille de test placée à 30 cm avant le cristal; les carrés à la cavité de longueur 40 cm avec la lentille de test placée à 30 cm avant le cristal et les croix à la cavité de longueur 40 cm avec la lentille de test placée à 6 cm avant le cristal. Les lignes en pointillés ne constituent que des aides visuelles. On voit que le pic de corrélation, Max[$c_{i,j}$], est relativement constant et au-dessus de 0,85 pour toute une gamme de lentilles. Cette constance prouve que l'on a effectivement un conjugué en phase et cette valeur proche de 1 que l'on a une conjugaison de bonne qualité.

On a réalisé la correction par double passage de lentilles jusqu'à des longueurs focales de 30 cm et cela avec des réflectivités effectives de l'ordre de 16 % (84 % corrigées des pertes d'absorption). Nous avons ainsi démontré que ce miroir à conjugaison de phase est capable de corriger les aberrations introduites par une lentille quelle que soit cette lentille dans un domaine

de longueurs focales défini par la longueur de la cavité. De plus, le faisceau obtenu reproduit le profil d'intensité du faisceau incident avec une très bonne fidélité, il est donc bien conjugué en phase. Il est encore possible d'améliorer la cavité de l'OBR pour corriger de plus fortes aberrations. Pour cela on peut réduire sa longueur pour pouvoir tolérer des faisceaux de plus fortes divergences ou bien utiliser un système d'imagerie conjointement au dispositif de retournement. Mais l'expérience demandera alors l'utilisation de cellules à vide pour éviter les claquages diélectriques dus à la focalisation des faisceaux, ce qui en soi ne pose pas de problème.

IV.H. Conclusion sur la conjugaison de phase

Nous avons démontré dans ce chapitre que l'on pouvait contrôler la qualité de la conjugaison de phase de l'oscillateur à boucle de réaction par l'introduction dans la cavité de différents éléments optiques. Nous avons démontré aussi que l'on pouvait conjuguer des faisceaux de caractéristiques différentes avec une bonne fidélité. L'OBR présente ces qualités aussi bien en régime continu qu'en régime impulsionnel. La réflectivité de l'OBR reste très faible à 532 nm en régime pulsé (16%) mais cela est principalement dû à l'absorption du cristal, très importante dans le visible. Si on augmente la longueur d'onde, l'absorption diminue et on obtient des réflectivités de l'ordre de 50 % à 633 nm.

La réalisation d'un dispositif d'amplification sans distorsion basé sur la conjugaison de phase est donc potentiellement réalisable. Il reste le problème de la longueur d'onde qui doit être accordée à celle du milieu amplificateur en l'occurrence 1,06 µm pour le Nd:YAG. Or maintenant les cristaux de $BaTiO_3$ dopés au rhodium présentent des gains assez importants pour le fonctionnement de l'OBR à cette longueur d'onde avec une absorption bien plus faible que dans le visible. La réalisation d'un dispositif réel de correction d'une lentille thermique dans un amplificateur laser devient donc tout à fait envisageable.

CHAPITRE V

Comparaison

V.A. Introduction

Dans les chapitres précédents, nous avons montré que les deux dispositifs de correction basés sur le mélange d'ondes dans un cristal photoréfractif sont réalisables. La seule condition nécessaire pour mener à bien la réalisation effective d'un tel dispositif est d'avoir un matériau sensible à la longueur d'onde de fonctionnement de l'amplificateur laser. Pour l'instant, si certains matériaux semblent pouvoir remplir les conditions requises (gain, effet mémoire, tenue en puissance), aucune expérimentation n'a encore permis de mesurer les caractéristiques de ces matériaux dans les conditions d'utilisation des systèmes d'amplification. Il est néanmoins utile de préciser certains points concernant le fonctionnement des dispositifs de correction. Ceci nous permettra de mieux spécifier les caractéristiques des cristaux que nous désirons utiliser. Cette meilleure spécification nous permettra d'affiner notre demande à ceux qui réalisent la croissance des cristaux. Et cela nous permettra aussi de voir quels sont les avantages et les inconvénients respectifs des deux dispositifs.

Pour pouvoir envisager l'étude des dispositifs réels, il faut prendre en compte le fonctionnement d'un amplificateur laser. La description sommaire de ce fonctionnement fait l'objet du premier paragraphe de ce chapitre. Le deuxième paragraphe concernera le fonctionnement du dispositif basé sur le mélange à deux ondes, le troisième celui du dispositif basé sur la conjugaison de phase. Enfin une quatrième partie fera la synthèse des résultats.

V.B. Les amplificateurs lasers solides

Dans ce paragraphe nous allons décrire brièvement le fonctionnement d'un amplificateur laser réel. Ce qui nous intéresse surtout est de pouvoir déterminer les caractéristiques du faisceau amplifié à partir de celles du faisceau incident et de l'état de l'amplificateur. Le milieu amplificateur que nous allons considérer est le Nd:YAG, mais la description peut s'étendre à d'autres milieux lasers.

V.B.1. Modèle de l'amplificateur

L'énergie que peut délivrer un amplificateur va dépendre fortement de l'énergie qui y est stockée [r V-1]. Cette énergie stockée E_{sto} est donnée par la relation [e V-1].

$$E_{sto} = h\nu\, N^*\, S\, l \qquad \text{[e V-1]}$$

$h\nu$ est l'énergie d'un photon, N^* la densité d'atomes excités, S et l la section et la longueur du milieu amplificateur. On définit l'énergie de saturation E_{sat} qui rend compte de l'énergie pouvant être extraite du milieu laser. Cette énergie va dépendre, entre autres, de la section efficace d'émission stimulée σ.

$$E_{sat} = \frac{h\nu}{\sigma} S \qquad \text{[e V-2]}$$

On prend en compte, pour simplifier, une impulsion de forme temporelle carrée de durée très inférieure au temps d'émission spontanée du matériau. D'après [r V-2] l'expression de l'énergie sortante, E_{ex}, est donnée, en fonction de l'énergie entrante, E_{in}, de l'énergie de saturation, E_{sat}, et de l'énergie stockée par :

$$E_{ex} = E_{sat}\, ln\left[1 + G_o\left(exp\left(\frac{E_{in}}{E_{sat}}\right) - 1\right)\right] \qquad \text{[e V-3]}$$

Ici, G_O est le facteur d'amplification défini par : $G_o = exp\left(E_{sto}/E_{sat}\right)$ qui permet de connaître l'amplification dans le régime des faibles signaux ($E_{ex} = G_o\, E_{in}$ quand $E_{in} << E_{sat}$).

Ce modèle est loin d'être complet (on ne considère pas, par exemple, l'absorption du milieu), mais l'expression [e V-3] sera amplement suffisante pour appréhender les problèmes dus à l'amplificateur laser..

À partir de maintenant on considèrera un amplificateur laser possédant les caractéristiques suivantes :

E_{sat}=209 mJ

E_{sto}=600 mJ

S=0,38 cm^2.

Le seul paramètre variable sera l'énergie incidente. Il faut encore définir le rendement d'extraction η_{ext}, qui est le rapport de l'énergie extraite de l'amplificateur sur l'énergie stockée :

$$\eta_{ext} = \frac{E_{ex} - E_{in}}{E_{sto}} \qquad \text{[e V-4]}$$

et l'amplification de l'amplificateur laser, G_{las} :

$$G_{las} = \frac{E_{ex}}{E_{in}} \qquad \text{[e V-5]}$$

Les graphes suivants donnent les variations de l'énergie sortante [f V-1], de l'amplification [f V-2] et du rendement d'extraction [f V-3] en fonction de l'énergie entrante.

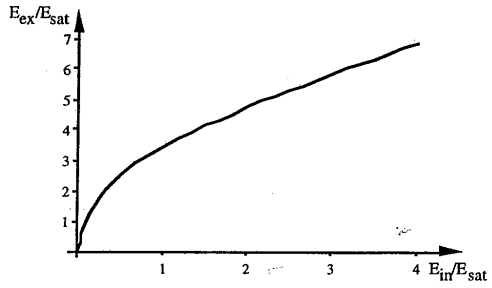


Figure [f V-1] : Variation de l'énergie à la sortie de l'amplificateur en fonction de l'énergie incidente.

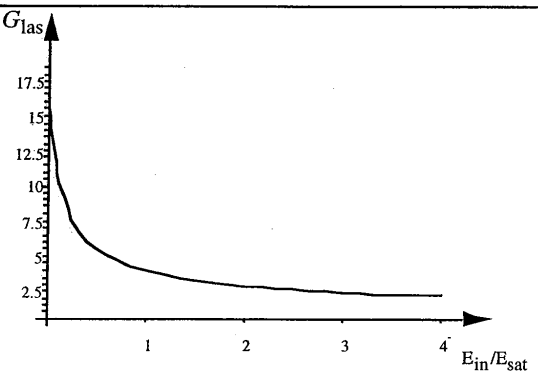


Figure [f V-2] : Variation de l'amplification en fonction de l'énergie incidente.

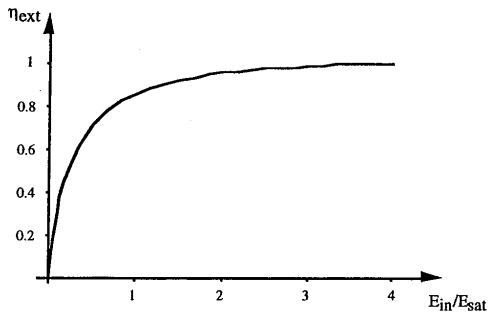


Figure [f V-3] : Variation du rendement d'extraction en fonction de l'énergie incidente.

On remarque sur les schémas ci-dessus que l'amplification est importante pour les valeurs de E_{in} inférieures à E_{sat}. C'est aussi dans ce domaine d'énergie que l'on a les valeurs les plus élevées de l'amplification. Mais le rendement d'extraction y est plutôt faible. L'utilisation d'un amplificateur laser donné est donc l'objet d'un compromis entre le rendement et l'amplification. Notons que l'on peut améliorer le rendement d'extraction en effectuant plusieurs passages dans l'amplificateur. On augmente ainsi le rendement d'extraction en gardant une amplification élevée [r V-3], [r V-4].

V.B.2. Distorsions introduites par l'amplificateur

Dans tous les chapitres précédents, on a pris en compte les défauts introduits sur le faisceau par une lentille thermique présente dans l'amplificateur ou une dépolarisation due à la biréfringence induite. Mais, le mécanisme même de l'amplification peut introduire des distorsions sur le faisceau amplifié. Ces distorsions peuvent être soit spatiales, (elles modifient le profil d'intensité), soit temporelles (elles modifient la forme temporelle de l'impulsion).

V.B.2. a. Modification du profil d'intensité

Comme on l'a vu plus haut, l'amplification va dépendre de l'énergie incidente. Donc, si le profil d'intensité est gaussien, l'amplification au centre du faisceau sera plus faible qu'aux bords. Il y a alors modification du profil d'intensité du faisceau incident et donc, par

diffraction, modification du front d'onde. Ces modifications peuvent être calculées en prenant en compte la variation spatiale du profil d'intensité dans l'équation [e V-3]. Ainsi on peut calculer les profils d'intensité des faisceaux amplifiés pour différentes énergies incidentes (voir figure [f V-4]).

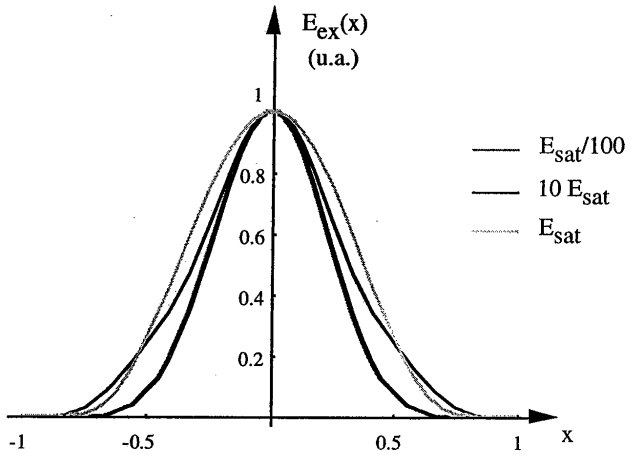


Figure [f V-4] : Variation du profil du faisceau amplifié en fonction de l'énergie du faisceau incident

La déformation introduite va vers un applatissement du profil, c'est à dire une augmentation de la largeur à mi-hauteur. Cette modification du profil d'intensité aura de toute évidence une influence sur la divergence du faisceau.

Les profils présentés sur la figure [f V-4] sont calculés pour un milieu dans lequel l'énergie stockée est répartie de façon uniforme dans tout le volume. En fait, ce n'est jamais le cas, et la répartition de l'énergie sur le faisceau amplifié diffère encore plus de celle du faisceau incident que dans les exemples présentés ici.

V.B.2. b. Modification du profil temporel

La distorsion du faisceau peut aussi apparaître dans le domaine temporel. En effet, si on considère l'énergie stockée, le début de l'impulsion va voir une énergie stockée plus importante que la queue de l'impulsion ce qui va modifier la valeur de l'amplification entre le début et la fin

de l'impulsion. Cette modification sera, comme dans le cas de la modification du profil d'intensité, variable en fonction des caractéristiques du faisceau entrant.

En résumé, les distorsions introduites par le milieu amplificateur laser ne se limitent pas à la dépolarisation et aux distorsions de phase. Il faudra donc tenir compte de ces déformations dans l'étude des dispositifs de correction que nous allons à présent comparer.

V.B.3. Avantages et inconvénients du dispositif de correction par mélange à deux ondes

On rappelle brièvement le principe de fonctionnement du dispositif d'amplification par mélange à deux ondes. Son schéma de fonctionnement est donné par la figure [f V-5].

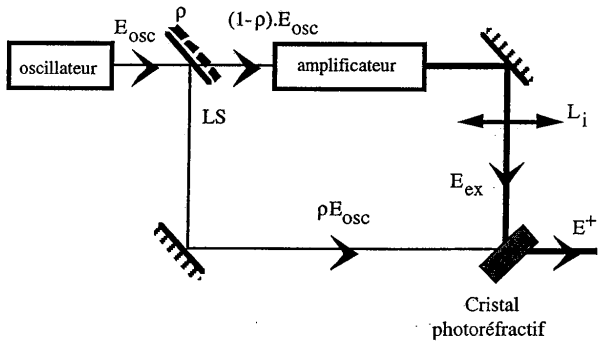


Figure [f V-5] : Dispositif d'amplification par mélange à deux ondes.

On nomme E_{osc}, l'énergie à la sortie de l'oscillateur. La lame séparatrice LS divise le faisceau en deux. La partie réfléchie, d'énergie ρE_{osc}, est envoyée directement dans le cristal photoréfractif. L'autre partie, d'énergie $E_{in}=(1-\rho)E_{osc}$, traverse l'amplificateur laser. Comme nous l'avons vu précédemment, l'amplification dépend de l'énergie incidente. Ainsi, après amplification, l'énergie du faisceau est E_{ex}. Le faisceau amplifié traverse la lentille L_i avant d'être renvoyé sur le cristal. L_i sert à former l'image de la face de sortie du barreau de

l'amplificateur dans le cristal photoréfractif. On a ainsi un bon recouvrement des faisceaux dans le cristal quelles que soient les caractéristiques du faisceau amplifié. Dans le cristal photoréfractif le faisceau de faible énergie est amplifié par le faisceau de forte énergie et cela sans introduction de distorsion. A la sortie on obtient un faisceau d'énergie E^+ , dont le front d'onde a les mêmes caractéristiques que le faisceau issu de l'oscillateur. Nous avons vu que, pour l'amplificateur laser, l'amplification variait avec l'énergie du faisceau incident. Dans le cristal photoréfractif l'amplification dépend du rapport des énergies des deux faisceaux (voir chapitre III). Pour arriver au maximum d'amplification, il est nécessaire d'ajuster la valeur de ρ. Cette optimisation effectuée, on peut avoir la valeur de l'énergie du faisceau à la sortie du dispositif d'amplification connaissant la valeur de l'énergie d'entrée. Ces résultats sont donnés sur la figure [f V-6].

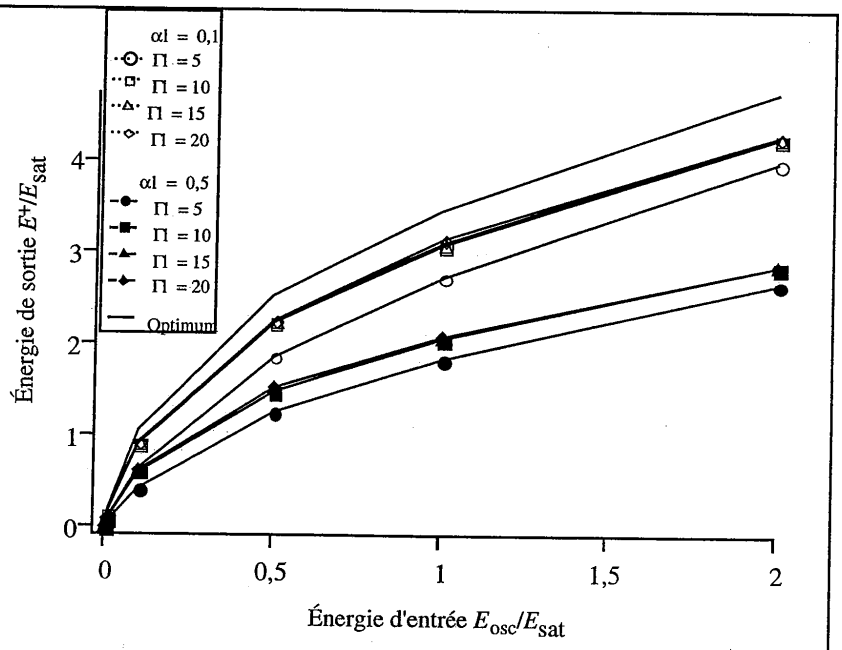


Figure [f V-6] : Variation de l'énergie de sortie en fonction de l'énergie d'entrée pour le dispositif d'amplification utilisant le mélange à deux ondes

Sur la figure [f V-6], la courbe appelée optimum correspond à l'amplification d'un faisceau par l'amplificateur laser seul. Toutes les autres courbes prennent en compte le couplage d'ondes photoréfractif et les pertes qui lui sont associées. On remarque ainsi que la limitation de l'amplification est surtout due à l'absorption puisque les courbes ne varient que très peu pour des gains supérieurs à Γl=10. Ces courbes ne sont bien entendu valables que pour cet

amplificateur laser précis. Un amplificateur laser permettant d'avoir de plus forts gains demandera un cristal présentant un gain photoréfractif plus élevé. Pour le cristal que nous avons utilisé, l'absorption à la longueur d'onde de 532 nm correspond à αl=0,5 et le gain à Γl=10. Pour les cristaux de $BaTiO_3$ 'bleu', on espère avoir des gains similaires avec une absorption de l'ordre de αl=0,1. Si ces conditions sont remplies, on aura effectivement un dispositif d'amplification sans introduction de distorsion qui sera très efficace. La figure [f V-7] donne les variations du rendement d'extraction du dispositif η_d. C'est la valeur du rapport de l'énergie extraite par rapport à l'énergie stockée dans l'amplificateur :

$$\eta_d = \frac{E^+ - E_{osc}}{E_{sto}} \qquad \text{[e V-6]}$$

Il est lui aussi principalement limité par l'absorption.

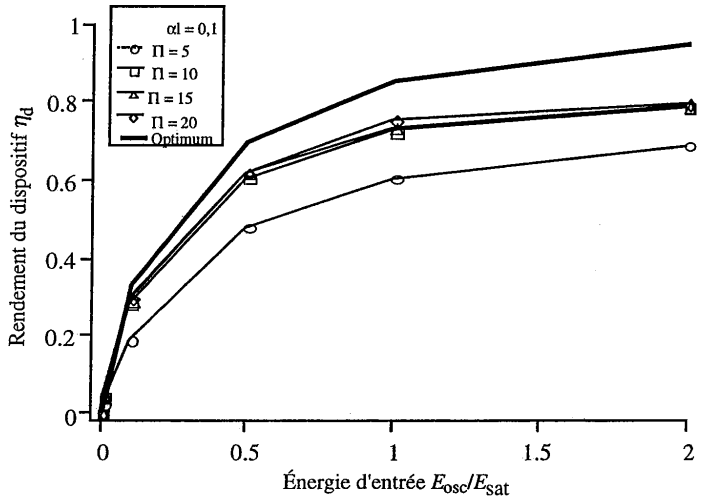


Figure [f V-7] : Variation du rendement du dispositif en fonction de l'énergie d'entrée pour le dispositif d'amplification utilisant le mélange à deux ondes.

L'optimum correspond au rendement de l'amplificateur laser seul : $\eta_d=\eta_{ext}$. Sur la figure [f V-7] le rendement est présenté pour une absorption de αl=0,1 (cas des crsitaux bleus) car le calcul montre que pour une absorption de αl=0,5 (ce qui est le cas de notre échantillon de $BaTiO_3$:Co à 532 nm) le rendement ne dépasse pas 1%. Si on considère les cristaux de $BaTiO_3$ 'bleu', on obtient des rendements d'extraction tout à fait comparables à ceux d'amplificateurs lasers classiques. Du point de vue énergétique, le dispositif est donc envisageable. Mais si on

veut qu'il permette de fortes amplifications avec de forts rendements, il faut des cristaux présentant des absorptions faibles et des gains importants. On peut alors être confronté au problème du bruit photoréfractif comme nous l'avons été au cours de nos mesures.

À faible énergie, il faut plusieurs minutes pour arriver l'état stationnaire. Durant tout ce temps, il ne faut pas que les trajets optiques des faisceaux soient perturbés. Pour nos mesures, il a fallu recouvrir le banc d'expérimentation afin d'éviter les variations dues aux seuls courants d'air. À forte énergie ce problème est moins sensible, la saturation pouvant être obtenue sur une seule impulsion [r V-5]. La cohérence des faisceaux ne semble pas présenter trop de problèmes. Le problème qui va se poser à forte énergie est celui de la tenue en puissance du cristal car toute l'énergie doit traverser le cristal photoréfractif. Mais, même pour des mesures effectuées à deux watts moyens à 532 nm (1,3 W dissipé par le cristal), aucune détérioration du cristal n'a été observée.

En conclusion, le dispositif d'amplification par mélange à deux ondes est a priori réalisable si on dispose des cristaux adaptés. Mais, la mise en œuvre de ce dispositif présente plus de difficultés et est plus exigeant quant aux spécifications des éléments utilisés (montage stable) que le dispositif de correction par conjugaison de phase.

V.B.4. Avantages et inconvénients du dispositif d'amplification à conjugaison de phase.

Tout comme pour le dispositif utilisant le mélange à deux ondes, nous allons commencer par rappeler le fonctionnement ce qui permet de préciser les notations. Un oscillateur délivre un faisceau d'intensité E_{osc} et de front d'onde donné (figure [f V-8]. Ce faisceau traverse une première fois l'amplificateur y est amplifié et son front d'onde est déformé par la lentille thermique. A la sortie de l'amplificateur son énergie est de $\zeta_1 E_{osc}$. Il est réfléchi par le miroir à conjugaison de phase (MCP). Il retraverse l'amplificateur, les aberrations intoduites par son premier passage sont maintenant compensées et il est encore amplifié. À la sortie du dispositif, son énergie est de $\zeta_1\ \zeta_2 E_{osc}$ et son front d'onde de même qualité qu'à la sortie de l'oscillateur. Un ensemble rotateur de Faraday, (Rot), cube polariseur, (CS), permet l'extraction du faisceau amplifié.

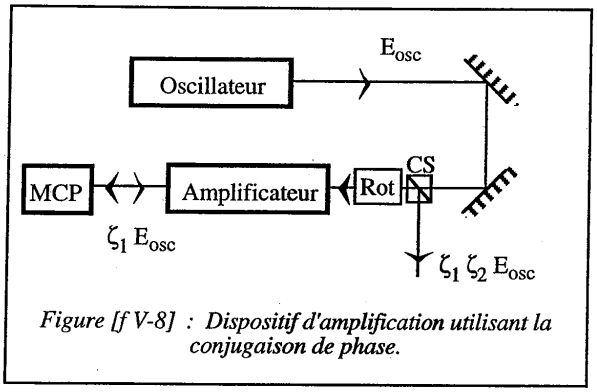


Figure [f V-8] : Dispositif d'amplification utilisant la conjugaison de phase.

Pour pouvoir faire la comparaison avec le dispositif de mélange à deux ondes [f V-6], [f V-7], nous avons tracé les courbes de la densité d'énergie de sortie et du rendement pour des cristaux et un amplificateur identiques [f V-9], [f V-10]. Les réflectivités obtenues pour les différentes valeurs de Γl et de αl considérées sont données dans le tableau [t V-1]. Ces valeurs ont été obtenues par la résolution sur ordinateur des équations [e IV-9] dans le cas de l'OBR. Ce calcul est basé sur la résolution simultanée des équations spatiales et temporelles du mélange d'ondes [e IV-9] par la méthode de Runge-Kutta.

	$\alpha l = 0,1$	$\alpha l = 0,5$
$\Gamma l = 5$	79 %	35 %
$\Gamma l = 10$	82 %	37 %
$\Gamma l = 15$	82 %	38 %
$\Gamma l = 20$	83 %	39 %

Tableau [t V-1] : Valeurs théoriques de la réflectivité de l'OBR pour différentes valeurs de Γl et de αl.

On remarque que la valeur maximale de la réflectivité de l'OBR est pratiquement atteinte pour une valeur de Γl =5. Dans le cas du dispositif à conjugaison de phase, l'amplification par double passage dans l'amplificateur laser permet d'atteindre de plus fortes intensités et des rendements plus importants. Pour nos calculs, on a supposé que la différence d'énergie stockée dans l'amplificateur entre les deux passages de l'impulsion n'est due qu'à l'énergie extraite par le faisceau.

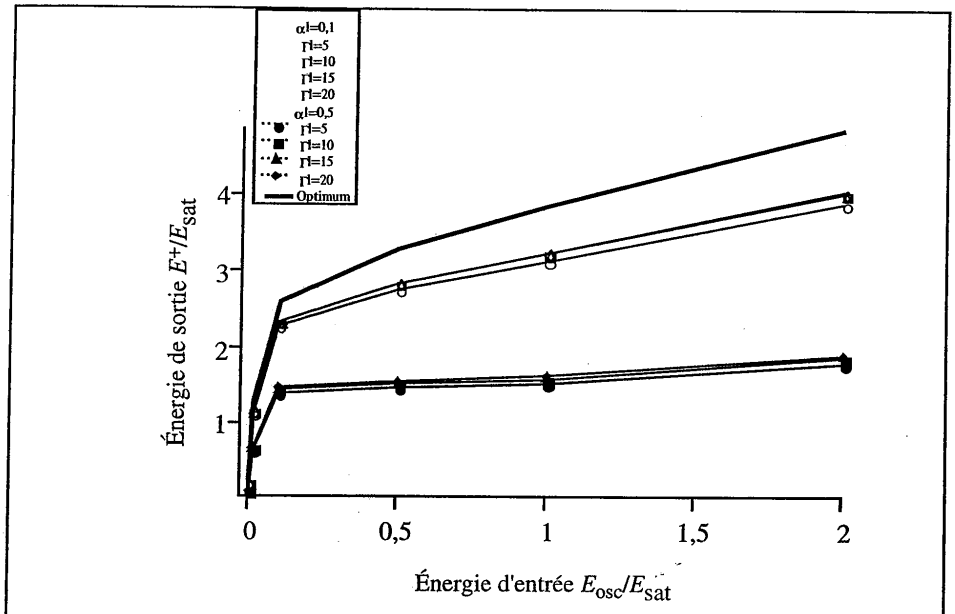


Figure [f V-9] : Variation de l'énergie de sortie en fonction de l'énergie d'entrée pour le dispositif d'amplification utilisant la conjugaison de phase.

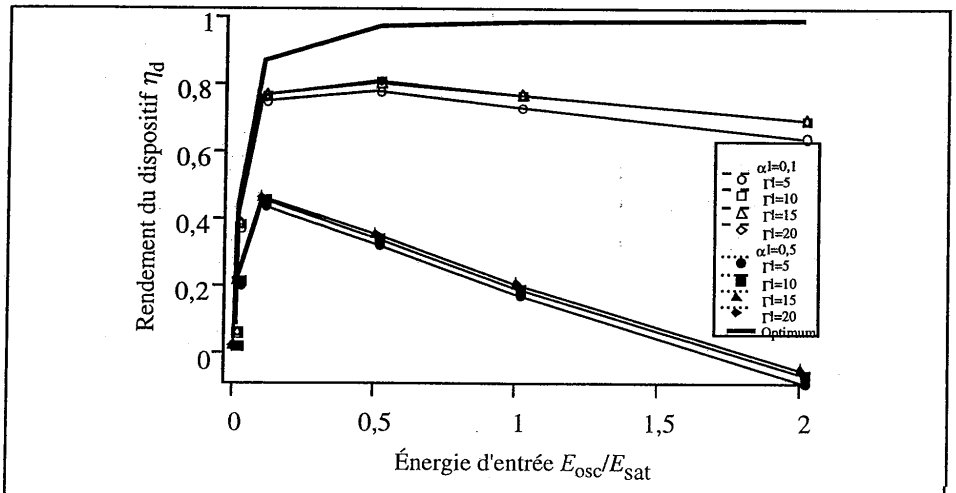


Figure [f V-10] : Variation du rendement en fonction de l'énergie d'entrée pour le dispositif d'amplification utilisant la conjugaison de phase.

La différence la plus importante entre les deux dispositifs se situe dans le domaine des faibles énergies ($E_{osc}<E_{sat}$). C'est dans ce domaine d'énergie que l'on cherche à travailler, car c'est dans ce domaine que l'amplificateur laser permet d'obtenir les valeurs de G_{las} les plus élevées et que l'amplificattion introduit peu de déformations sur profil d'intensité. On voit qu'à faible densité d'énergie d'entrée , l'énergie de sortie [f V-10] et le rendement [f V-9] sont plus importants pour le dispositif de conjugaison de phase. Ceci est dû principalement au fait que l'on passe deux fois à travers l'amplificateur laser. Ce double passage va aussi permettre d'avoir moins d'énergie incidente sur le cristal et donc moins de risque de détérioration du cristal. En effet, dans le cas du mélange à deux ondes, toute l'énergie doit passer à travers le cristal photoréfractif. Dans le cas du dispositif à conjugaison de phase, on profite du deuxième passage dans l'amplificateur pour obtenir plus d'énergie à la sortie du dispositif avec une densité d'énergie moins importante sur le cristal. Le fait de travailler à densité d'énergie faible au niveau du cristal présente aussi l'avantage de limiter l'échauffement résultant de l'absorption. Dans le cas de la conjugaison de phase, les faisceaux traversent deux fois le cristal. Cependant, si des effets thermiques (variation de l'indice, dilatation) doivent introduire des inhomogénéités d'indices dans le cristal lui même, les distorsions qu'elles introduisent seront compensées par les propriétés de conjugaison de phase des faisceaux.Ce ne sera pas le cas de l'amplification car on a des élévations de température a priori plus importantes On remarque que le maximum de rendement est atteint pour des gains photoréfractifs plus faibles. En effet, le maximum de réflectivité conjuguée en phase est pratiquement atteint pour Γl=5 [t V-1]. Pour un tel gain, en tenant compte d'une absorption de αl=0,1, on a une réflectivité théorique de 79% alors que le maximum accessible est de 82% compte tenu de l'absorption (dans le cas où αl=0,5 la réflectivité théorique est de 35% pour Γl=5 avec un maximum de 37%). De plus, dans le cas de la conjugaison de phase, un gain modéré est suffisant, quelles que soient les performances de l'amplificateur laser. Comme nous l'avons vu, la cohérence du faisceau incident ne pose pas non plus de problème dans le cas de l'OBR. Il faut seulement assurer la cohérence transverse des faisceaux. Le montage d'amplification sans introduction de distorsion utilisant le mélange à quatre ondes est lui aussi parfaitement envisageable si le cristal photoréfractif remplit bien les exigences requises.

V.C. Conclusion

Les deux dispositifs d'amplification sans introduction d'aberration sont donc envisageables. Ils présentent chacun leurs avantages et leurs inconvénients. Mais la balance penche quand même du côté de la conjugaison de phase et cela pour plusieurs raisons. Tout d'abord les gains photoréfractifs nécessaires sont modérés. Or les matériaux à forts gains sont plus difficiles à obtenir, surtout dans le domaine du proche infra-rouge. Le deuxième problème est celui de la puissance incidente. Dans le cas du dispositif à conjugaison de phase, on peut avoir une puissance incidente sur le cristal plus faible que dans le cas du mélange à deux ondes. Pour cela on peut, par exemple, profiter du deuxième passage dans l'amplificateur pour réaliser la plus grande part de l'extraction d'énergie. On évite ainsi les problèmes d'élévation de la température du cristal. Et si malgré tout, l'élévation de la température induit des lentilles thermiques dans le cristal photoréfractif, elles seront compensées dans le cas de la conjugaison de phase.

Toutes ces raisons font que l'on va privilégier l'étude du dispositif utilisant la conjugaison de phase. Mais les mesures en mélange à deux ondes continueront car elles restent le meilleur moyen de caractériser un matériau.

CONCLUSION

Nous avons vu au cours de cette étude que la correction de fronts d'onde de lasers impulsionnels par mélange d'ondes dans un cristal photoréfractif est réalisée. Cette correction peut être obtenue de deux façons : soit en utilisant le mélange à deux ondes, soit en utilisant la conjugaison de phase.

Dans le cadre du mélange à deux ondes, nous avons mis en évidence le rôle de la longueur de cohérence dans la valeur du transfert d'énergie et montré que l'on peut réaliser d'importantes amplifications, même avec des faisceaux ayant des longueurs de cohérence réduites. Le rôle du rapport d'intensité des faisceaux a été détaillé et on a montré que les distorsions qu'il induit sont très faibles. Puis la démonstration expérimentale de la correction de lentilles a été faite. Le matériau que nous utilisons pour cette démonstration est un cristal de titanate de baryum fortement dopé au cobalt qui présente de forts gains photoréfractifs dans le domaine visible du spectre (au maximum on obtient un gain de 54 cm^{-1} à 532 nm). Il présente aussi une forte absorption (α=3 cm^{-1} à 532 nm) qui est à l'origine de pertes importantes. La valeur du gain varie en fonction de la densité de puissance incidente. Mais nous avons montré que l'amplification pouvait être obtenue pour deux domaines de densités de puissance, soit inférieures à 100 kW/cm^2, soit supérieures à 1 MW/cm^2. En nous limitant aux faibles énergies, on observe la compensation de lentilles ayant des longueur focales allant jusqu'à 20 cm. La correction est de bonne qualité et le transfert d'énergie du faisceau pompe sur le faisceau signal est alors de l'ordre de 40 %, (80 % avec correction des pertes). A forte densité d'énergie, on obtient un transfert de 10%, (20% avec correction des pertes), sans observer de déformation du faisceau amplifié. Ces expériences montrent que le cristal de titanate de baryum peut supporter de fortes densités de puissance. De plus, l'échauffement du cristal ne provoque pas de lentille thermique détectable dans le cristal lui-même. Enfin, on démontre que l'on peut réaliser un transfert important du faisceau pompe vers le faisceau sonde avec un cristal coupé à 45°. On obtient ainsi un transfert d'énergie de 46% (90% corrigé des pertes) avec une amplification de 16.

En ce qui concerne la conjugaison de phase, on a commencé par détailler les différents termes employés et on a précisé les notions de conjugaison de phase et d'accord de phase. Puis nous avons étudié l'oscillateur à boucle de réaction. Ce miroir à conjugaison de phase auto pompé est le mieux adapté à notre application. Ceci est principalement dû au fait que son fonctionnement ne demande que de faibles gains et qu'il est à même de fonctionner avec des faisceaux de faible longueur de cohérence. Nous avons montré que l'apport de quelques améliorations pouvait permettre la sélection effective de la conjugaison de phase. Ces améliorations consistent en une modification de la cavité optique. On peut introduire un dispositif afocal dans la boucle faisant l'image du cristal sur lui même. En prenant un dispositif afocal de grandissement différent de un on sélectionne effectivement la conjugaison. Une autre

possibilité est de réaliser la rotation de 90° des profils des faisceaux dans la cavité. C'est cette dernière méthode que nous avons choisie d'utiliser pour les mesures de la compensation de lentilles en régime impulsionnel. Ces mesures ont démontré qu'il était possible de corriger des lentilles dont les longueurs focales varient jusqu'à 30 cm. La réflectivité obtenue est alors de 16 % (84 % corrigé des pertes).

Enfin, dans le dernier chapitre, nous avons comparé les deux dispositifs d'amplification sans distorsion et nous avons montré que si les deux systèmes conduisent à des performances semblables, le dispositif utilisant la conjugaison de phase présente plus d'avantages (moins d'énergie sur le cristal, rendement plus important pour le régime linéaire de l'amplificateur laser).

L'étude présentée dans cette thèse nous a permis de mieux percevoir tous les problèmes liés à la correction des fronts d'onde des lasers impulsionnels par les méthodes utilisant le mélange d'onde, en particulier tous les problèmes liés à la fidélité de la conjugaison de phase. A l'heure actuelle, les études continuent pour des longueurs d'ondes plus élevées (1,06 µm en particulier). L'utilisation des cristaux de titanate de baryum 'bleus' permet d'avoir des gains photoréfractifs qui, nous l'espérons, seront assez importants pour la réalisation d'un OBR performant. Dans cette gamme de longueur d'onde, l'absorption du titanate de baryum étant faible (dix fois plus faible qu'à 532 nm), la valeur théorique de la réflectivité de l'ordre de 80 %. Ainsi, la réalisation d'un dispositif d'amplification utilisant un amplificateur Nd:YAG, présentant un fort rendement et dont la qualité de l'amplification ne dépend pas du régime d'utilisation est donc tout à fait envisageable.

RÉFÉRENCES

Chapitre I

[r I-1] W. Koechner, "Solid-state laser Engineering", Chapitre 7, Ed. Springer-Verlag, Berlin, 1976.

[r I-2] Thèse de F. Dizier, "Conjugaison de phase par effet Brillouin stimulé et application à une source laser solide.", pp. 116-123, Université de Paris XI Orsay, 1993.

[r I-3] S. Z. Kurtev, O. E. Denchev, S. D. Savov, "Effect of thermally induced birefringence in high-output-power electro-optically Q-switched Nd:YAG lasers and their compensation", Appl. Opt., **32**, pp. 278-285, 1993.

[r I-4] S.A. Chetkin, G. V. Vdovin, "Deformable mirror correction of a thermal lens induced in the active rod of a solid state laser", Optics Comm., **100**, pp. 159-165, 1993.

[r I-5] N. G. Basov, A. Z. Grasyuk, Yu. I. Karev, L. L. Losev, V. G. Smirnov, "Hydrogen Raman laser for efficient coherent summation of nanosecond optical pulses", Sov. J. Quantum Electron., **9**, pp.780-, 1979.

[r I-6] R. S. F. Chang, R. H. lehmberg, M. T. Duignan N. Djeu, "Raman beam cleanup of severly aberrated pump laser", IEEE J. Quantum Electron., **QE-21**, pp. 477-487, 1985.

[r I-7] A. Brignon, J.-P. Huignard, "Two-wave mixing in Nd:YAG by gain saturation", Opt. Lett.,**18**, pp.1639-1641, 1993.

[r I-8] A.E.T. Chiou, P. Yeh, "Beam cleanup using photorefractive two-wave mixing", Opt. Lett., **10**, pp. 621-623, 1985.

[r I-9] S. Zhou, Q. Byron He, P. Yeh, "Spatial fidelity in photorefractive image amplification", Optics Comm., **99**, pp. 18-24, 1993.

[r I-10] B. Ya. Zel'dovich, N. F. Pilipetsky, V. V. Shkunov, "Optical phase conjugation in stimulated scattering", Sov. Phys.-Usp., **25**, pp. 713-, 1982.

[r I-11] B. Ya. Zel'dovich, N. F. Pilipetsky, V. V. Shkunov, "Principle of Phase Conjugation", Ed. Springer-Verlag, Berlin, 1985.

[r I-12] S. T. Anderson, "Diode-pumped Nd:YAG laser provides high energy at high repetition rate", Laser Focus World, **30**, 2, p. 15, 1994.

[r II-13] N.V.Kukhtarev, V.B.Markov, S.G. Odulov, M.S. Soskin, V.L. Vinetskii ,"Holographic storage in electrooptic crystals. I. steady state","Holographic storage in electrooptic crystals. II. Beam coupling-light amplification", Ferroelectrics, **22**, pp. 949-964, 1979

[r I-14] R. P. M. Green, G. J. Crofts, J. M. Damzen, "Holographic laser resonator in Nd:YAG", Opt. Lett., **19**, pp. 393-395,1994.

Chapitre II

[r II-1] N.V.Kukhtarev, V.B.Markov, S.G. Odulov, M.S. Soskin, V.L. Vinetskii, "Holographic storage in electrooptic crystals. I. steady state", "Holographic storage in electrooptic crystals. II. Beam coupling-light amplification", Ferroelectrics, **22**, pp. 949-964, 1979

[r II-2] D. von der Linde, M. A. Glass, K. F. Rodgers, "Multiphoton photorefractive processes for optical storage in LiNBO3", Appl. Phys. Lett., **25**, pp. 155-157, 1974.

[r II-3] A. Novikov, S. Odulov, O. Olenik, B. Sturman, "Beam coupling, four-wave mixing and optical oscillation due to spatially-oscillating photovoltaic currents in lithium niobate crystals", Ferroelectrics,**75**, pp. 295-315, 1987

[r II-4] K. Buse, F. Jermann, E. Krätzig, "Infrared reccording in $LiNbO_3$:Fe and $LiNbO_3$:Cu", Communication orale EMRS-94 Spring meeting.

[r II-5] A. Ashkin, G.D. Boyd, J. M. Dziedzic, R. G. Smith, A. A. Ballman, J. J. Levinstein, K. Nassau, Appl. Phys. Lett., **9**, 1, pp. 72-74, 1966.

[r II-6] B. I. Sturman, V. m. Fridkin, "The Photovoltaïc and Photorefractive Effects in Noncentrosymmetric Material", pp.128-130, Ed. Gordon and Breach Science publishers, Amsterdam, 1992.

[r II-7] A. Yariv, "Quantum electronics", Ed. John Wiley & Son, p. 526, 1989

[r II-8] D. Rytz, B. A. Wechsler, M. H. Garrett, C. C. Nelson, R. N. Schwartz, "Photorefractive properties of $BaTiO_3$:Co", J. Opt. Soc. Am. B, **7**, pp. 2245-2254, 1990.

[r II-9] M. H. Garrett, J. Y. Chang, H. P. Jenssen, C. Warde, "High beam-coupling and deep- and shallow-trap effects in cobalt-doped barium titanate, $BaTiO_3$:Co", J. Opt. Soc. Am. B, **9**, pp. 1407-1415, 1992.

[r II-10] B.A. Wechsler, M.B. Klein, C.C. Nelson, R. N. Schwartz, "Spectroscopic and photorefractive properties of infrared-sensitive rhodium-doped barium titanate", Opt. Lett., **19**, pp. 536-538, 1994.

[r II-11] G. W. Ross, P. Hribek, R. W. Eason, M. H. Garrett, D. Rytz, "Impurity enhanced self-pumped phase conjugation in the near infrared in 'blue' $BaTiO_3$", Optics. Comm., **101**, pp. 60-64, 1993.

[r II-12] M. Cronin-Golomb, K. Y. Lau, A. Yariv, "Infrared photorefractive passive phase conjugation with $BaTiO_3$: Demonstration with GaAlAs and 1.09-μm Ar^+ lasers", **47**, pp. 567-569, 1985.

[r II-13] B.T.Anderson, P.R. Forman, F.C. Jahoda, "Self-pumped phase conjugation in BaTiO3 at 1.06 μm", Opt. Lett., **10**, pp. 627-628, 1985.

[r II-14] "Numerical data and functional relationships in science and technology", Group III, Landolt, Börnstein, Springer Verlag, Berlin (1969).

[r II-15] R. R. Neurgaonkar, W. K. Cory, J. R. Oliver, M. D. Ewbank, W. F. Bank, "Development and modification of photorefractive properties in the tungsten bronze family cristal", **26**, pp. 392-405, 1987.

[r II-16] M. P. Petrov, S. I. Stepanov, A. V. Khomenko, "Photorefractive Crystals in Coherent Optical Systems", Ed. Springer-Verlag, Berlin-Heidelberg, pp. 230-231, 1991.

[r II-17] G. A. Rakuljic, K. Sayano, A. Agranat, A. Yariv, "Photrefractive properties of Ce- and Ca-doped $Sr_{0.6}Ba_{0.4}Nb_2O_6$",Appl. Phys. Lett., **53**,pp. 1465-1467,1988.

[r II-18] G. C. Valley, "Simultaneous electron/hole transport in photorefractive materials", J. Appl. Phys., **59**, pp. 33633366, 1986.

[r II-19] F. P. Strohkendl, J. M. C. Jonathan, R. W. Hellwarth, "Hole-electron competition in photorefractive gratings", Opt. Lett. ,11, pp. 312-314, 1986.

[r II-20] L. Disdier, G. Roosen, "Nanosecond four-wave mixing in semi-insulating GaAs", Optics Comm., **88**, pp. 559-568, 1992.

[r II-21] M. J. Damzen, N. Barry, "Intensity dependent hole-electron competition and photocarrier saturation in BaTiO3 when using intense laser pulses", J. Opt. Soc. Am. B, **10**, pp. 600-606, 1993.

[r II-22] M. B. Klein, R. N. Schwartz, "Photorefractive effect in $BaTiO_3$: microscopic origin", J. Opt. Soc. Am. B, **3**, pp. 293-305, 1986.

[r II-23] G.C. Valley, "Short-pulse Grating Formation in Photorefractive Materials", IEEE J. Quantum Electron., **QE-19**, pp. 1637-1645, 1983.

[r II-24] G. A. Brost, R. A. Motes, J. R. Rotge, "Intensity-dependent absorption and photorefractive effects in barium titanate", J. Opt. Soc. AM. B, **5**, pp. 1879-1885, (1988)

[r II-25] M. DiDomenico, S. H. Wemple, "Oxygen-Octahedra Ferroelectrics. I. Theory of Electro-optical and Nonlinear optical Effects", J. Appl. Phys., **40**, pp. 720-734, 1969.

[r II-26] M. Zgonik, P. Bernasconi, P. Günter, "Electro-optic, dielectric, and elasto-optic properties of photorefractive $BaTiO_3$ crystal", Oral communication, CThL2, CLEO Europe'94.

[r II-27] M. Zgonik, P. Bernasconi, M. Duelli, R. Schlesser, P. Günter, M. H. Garret, D. Rytz, Y. Zhu, X. Wu, "Dielectric, elastic, piezoelectric, electro-optic, and elasto-optic tensors of $BaTiO_3$ crystal", submitted to Phys. Rev. B1.

[r II-27] Thèse de Y. Habid "Étude des effets électro-optiques du BaTiO3 pur et dopé au fer : influence de la longueur d'onde et de la température.", Université de Dijon, 1993.

Chapitre III

[r III-1] J. Feinberg,"Asymmetric self-defocusing of an optical beam from the photorefractive effect.", J. Opt. Soc. Am., **72**, pp. 46-, 1982.

[r III-2] D. Rytz, B. A. Wechsler, M. H. Garrett, C. C. Nelson, R. N. Schwartz, "Photorefractive properties of $BaTiO_3$:Co", J. Opt. Soc. Am. B, **7**, pp. 2245-2254, 1990.

[r III-3] M. J. Damzen, N. Barry, "Self-pumped phase conjugation in baryum titanate with high intensity nanoseconde pulses", Conference : Photorefractive materials, effects, and devices, WC2-1, Beverly, July 1991.

[r III-4] A. E. T. Chiou, P. Yeh, "Beam cleanup using photorefractive two-wave mixing",Opt. Lett., **10**, pp. 621-623, 1985.

[r III-5] S. Zhou, Q. B. He, P. Yeh, "Spatial fidelity in photorefractive image amplification", Optics Comm., **99**, pp. 18-24, 1992.

[r II-6] L. Mager, G. Pauliat, M. H. Garrett, D. Rytz, G. Roosen, "Efficient wavefront correction of nanosecond beams by photorefractive two wave mixing in $BaTiO_3$", à paraître dans Nonlinear Optics.

[r III-7] D.W. Rush, B. M. Dugan, G. L. Burdge, "Temperature-dependent index-of-refraction changes in BaTiO3" Opt. Lett., 16, pp. 1295-1297, 1990.

[r II-8] "Numerical data and functional relationships in science and technology", Group III, Landolt, Börnstein, Springer Verlag, Berlin (1969).

[r II-9] M. Segev, Y. Ophir, B. Fisher, "Nonlinear multi two-wave mixing, the fanning process and its bleaching in photorefractive media", Opt. Comm., **77**, pp. 265-, 1990.

[r II-10] G. W. Ross, P. Hribek, R. W. Eason, M. H. Garrett, D. Rytz, "Impurity enhanced self-pumped phase conjugation in the near infrared in 'blue' $BaTiO_3$", Optics. Comm., **101**, pp. 60-64, 1993.

[r II-11] J. Zhang, Y. Lian, S. X. Dou, P. Ye, "Theory of a "stimulated photorefractive backscattering and four-wave mixing" self-pumped phase conjugator", Opt. Comm., **110**,pp. 631-637,1994.

Chapitre IV

[r IV-1] J. Feinberg, "Interferometer with a self-pumped phase conjugating mirror", Opt. Lett., **8**, pp. 569-571, 1983.

[r IV-2] A. Yariv, "Quantum electronics", Ed. John Wiley & Son, p. 526, 1989

[r IV-3] H. Kogelnick, Holographic Image Projection through Inomogeneous media", Bell System Tech. J., **44**, pp. 2451, 1965.

[r IV-4] Upatnieks, A. Vander Lugt, E. Leith, "Correction of lens aberrations by means of holograms", Appl. Opt. , **5**, pp. 589, 1966.

[r IV-5] M. Cronin-Golomb, B. Fischer, J.O. White, A. Yariv, "Theory and Application of Four-Wave Mixing in Photorefractive Media", IEEEJ. Quantum Electron., **QE-20**, pp. 12-29, 1984.

[r IV-6] M. Cronin-Golomb, B. Fischer, J.O. White, A. Yariv, "Passive (self-pumped) phase conjugate mirror : Theoretical and experimental investigation", Appl. Phys. Lett., **41**, pp. 689-691, 1982

[r IV-7] D. W. Rush, B. M. Dugan, G. L. Burdge,"Temperature-dependent index-of-refraction changes in $BaTiO_3$", Opt. Lett., **16**, pp. 1295-1297, 1990.

[r IV-8] M. Cronin-Golomb, B. Fischer, J.O. White, A. Yariv, "Passive phase conjugate mirror based on self-induced oscillation in an optical ring cavity", Appl. Phys. Lett., **42**, pp. 919-921, 1983.

[r IV-9] J. Feinberg, "Self-pumped, coutinuous-wave conjugator using internal reflection", Opt. Lett., **7**, pp. 486-488, 1982.

[r IV-10] K. R. MacDonald, J. Feinberg, "Theory of self-pumped phase conjugator with two coupled interaction regions", J. Opt. Soc. Am. , **73**, pp. 548-553, 1982.

[r IV-11] S. Odulov, M. Soskin, A. Khyzhniak, "Optical Oscillators with Degenerate Four-wave mixing (Dynamic Grating Lasers)", Harwood Academic Publishers, Chur, 1991.

[r IV-12] J. Zhang, Y. Lian, S. X. Dou, P. Ye, "Theory of a 'stimulated photorefractive backscattering and four-wave mixing' self-pumped phase conjugator",Optics Comm., **110**, pp. 631-637, 1994.

[r IV-13] M. P. Petrov, S. L. Sochava, S. I. Stepanov, "Double phase-conjugate mirror using a photorefractive $Bi_{12}TiO_{20}$ crystal", Opt. Lett., **14**, pp. 284-286, (1989).

[r IV-14] B. Ya. Zel'dovich, N. F. Pilipetsky, V. V. Shkunov, "Principles of phase conjugation", Ed. Springer-Verlag, Berlin-Heidelberg, 1985.

[r IV-15]A. A. Zozulya, V. P. Silin, V. T. Tikhonchuck, "The theory of phase conjugation during stimulated scattering in a self intersecting light beam", Sov. Phys. JETP, **65**, pp. 443-449, 1987.

[r IV-16] A. A. Zozulya, V. P. Silin, V. T. Tikhonchuck, "Transverse structure of the reflected beam in a ring self conjugating photorefractive mirror", Sov. Phys. Tech. Phys., **33**, pp. 792-798, 1988.

[r IV-17] A. A. Esayan, A. A. Zozulya, V. T. Tikhonchuck, "Influence of feedback loop characteristics on the field structure in a phase conjugating ring mirror", Sov. J. Quantum Electron., **21**, pp. 1082-1084, 1991.

[r IV-18] A. A. Zozulya, V. T. Tikhonchuck, "Structure of light beams in self-pumped four-wave mixing geometries for phase conjugation and mutual conjugation", Prog. Quant. Electr. , **15**, pp. 231-293, 1992.

[r IV-19] S. A. Korol'kov, Yu. S. Kuzminov, A. V. Mamaev, A. A. Zozulya, "Spatial structure of scattered radiation in a self-pumped photorefractive ring mirror", J. Opt. Soc. Am. B, **9**, pp. 664-671, 1992.

[r IV-20] Shimon Weiss, B. Fischer, Shmuel Sternklar, "Double phase conjugate mirror: analysis, demonstration, and applications", Opt. Lett., **12**, pp. 114-116, 1987.

[r IV-21] B. Fischer, Shmuel Sternklar, Shimon Weiss, "Photorefractive Oscillators", IEEE J. Quant. Electron., **25**, pp. 550-568, 1989.

[r IV-22] K. Turki, G. Picoli, N. Wolffer, Ph. Gravey,"Photorefractive effect in InP:Fe under high electric field", Photorefractive materials, effects, and devices, Technical digest, pp. 271-273, Kiev, 1993.

[r IV-23] Q. B. He, P. Yeh, C. Gu, R. R. Neurgaonkar, "Multigrating competition effects in photorefractive mutually pumped phase conjugation", J. Opt. Soc. Am. B, **9**, pp. 114-120, 1992.

[r IV-24] P. Lambelet, R. P. Salathé, M. H. Garret, D. Rytz, "Characterization of a photorefractive phase conjugator by optical low-coherence reflectometry", Appl. Phys. Lett., 64, pp.1079-1081, 1994.

Chapitre V

[r V-1] W. Koechner, "Solid-state laser Engineering", Chapitre 7, Ed. Springer-Verlag, Berlin, 1976.

[r V-2] L. M. Frantz, J. S. Nodvik, J. Appl. Phys., **34**, pp. 2346-, 1963.

[r V-3] J. E. Murray, W. H. Lowdermilk, "Nd:YAG regenerative amplifier", J.Appl. Phys., **51**, pp. 3548-3555, 1980.

[r V-4] Thèse de F. Estable, "Amplification régénérative et multipassage d'impulsions lumineuses dans des milieux solides", Université de Paris XI Orsay, 1992.

[r V-5] R. C. Troth, R. Ramos-Garcia, M. J.Damzen, "Single pulse phase conjugation by self-pumped four wave mixing in $BaTiO_3$", Poster, CTuC4, CLEO Europe'94, 1994.

Nom : **MAGER**
Prénom : **Loïc**

Sujet : Correction de fronts d'onde de faisceaux lasers impulsionnels par mélange d'ondes photoréfractif.

Résumé :

Nous avons démontré que la correction de fronts d'onde de faisceaux lasers impulsionnels nanoseconde pouvait être réalisée par mélange d'ondes photoréfractif.

Nous avons commencé par déterminer le matériau photoréfractif le mieux adapté pour cette application. Pour des raisons d'efficacité photoréfractive et de tenue en puissance, notre choix s'est porté sur le titanate de baryum. Cela a conditionné le choix de la longueur d'onde utilisée (532 nm) pour cette démonstration. Nous avons étudié un premier dispositif de correction basée sur le transfert d'énergie d'un faisceau de forte intensité vers un faisceau de faible intensité qui, par mélange à deux ondes photoréfractif, peut être obtenu lorsqu'il y a un déphasage. Dans cette étude nous avons mesuré les variations de l'amplification en fonction de différents paramètres (cohérence temporelle, rapport des énergie des faisceaux) et observé les variations de l'effet photoréfractif en fonction de la densité de puissance dans le titanate de baryum. Nous avons aussi démontré la correction des déformations introduites par un objet de phase et cela pour différentes densités d'énergie incidente.

Une deuxième méthode de correction est basée sur la compensation d'un aberrateur de phase par double passage. On a commencé par préciser la notion de conjugaison de phase. Puis, nous avons étudié en particulier un miroir à conjugaison de phase auto-pompé (oscillateur) à boucle de réaction. Nous avons montré expérimentalement que des transformations des faisceaux dans la boucle de réaction améliorent la qualité de la conjugaison de phase. Nous avons réalisé la compensation d'objets de phase par double passage en régime impulsionnel.

La dernière partie est consacrée à l'étude comparative des deux dispositifs précédents qui pourront être mis en œuvre pour la correction dynamique de lentilles thermiques.

Mots clés :

Photoréfractif, non linéarités dynamiques, amplification, correction d'aberrations, mélange d'ondes, lasers impulsionnels, conjugaison de phase, titanate de baryum