



HAL
open science

Effet photoréfractif dans l'oxyde de bismuth germanium (bi₂GeO₁₀): détermination des paramètres du matériau, intensification de l'effet photoréfractif par un champ alternatif et amplification d'ondes optiques.

Claudine Besson

► To cite this version:

Claudine Besson. Effet photoréfractif dans l'oxyde de bismuth germanium (bi₂GeO₁₀): détermination des paramètres du matériau, intensification de l'effet photoréfractif par un champ alternatif et amplification d'ondes optiques.. Optique [physics.optics]. Université Paris Sud - Paris XI, 1989. Français. NNT: . pastel-00718040

HAL Id: pastel-00718040

<https://pastel.hal.science/pastel-00718040>

Submitted on 16 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.

ORSAY
n° d'ordre :

UNIVERSITE DE PARIS-SUD
CENTRE D'ORSAY

THESE

présentée

Pour obtenir

Le TITRE de DOCTEUR EN SCIENCES

PAR

Mademoiselle BESSON Claudine



SUJET : Effet photoréfractif dans l'oxyde de Bismuth Germanium ($\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$) : détermination des paramètres du matériau, intensification de l'effet photoréfractif par un champ alternatif et amplification d'ondes optiques.

soutenue le Jeudi 11 Mai 1989 devant la Commission d'examen

MM. IMBERT C. Président

ABELES F.

LALLEMAND P.

LAUNAY J.C.

MOISAN J.Y.

ROOSEN G.

ABSTRACT

In electrooptic and photoconductive materials, the photorefractive effect is responsible for an index variation which can be written by low intensity light beams.

This dissertation studies characteristic parameters of the photorefractive effect in Bismuth Germanium Oxyde ($\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$) by means of optical waves diffraction experiments. The main measured parameters are :

- the charge carriers diffusion length ;
- the density of ionized centers in the dark ;
- the photoconductivity.

The influence of doping on the these parameters is discussed. We take advantage of these results in realize an optical wave amplifier based on the coupling effect in the material. Applying a square wave alternating electric field to the crystal improves the photorefractive effect in $\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$ and we develop its analytical description. This technique intensifies the energy transfer between two waves. We study polarization and phase effects which have to be taken into account when inserting such amplifiers in a more complex optical apparatus.

The mobility of free charge carriers is also obtained by a direct measurement using an alternating electric field.

Ce travail à été effectué à l'Institut d'Optique Théorique et Appliquée dirigé par Monsieur Christian Imbert. Qu'il soit ici remercié de m'avoir donné cette possibilité en m'accueillant dans son Laboratoire .

Je suis sensible à l'honneur que me font Messieurs les membres du jury en acceptant de lire et de juger ce travail : Monsieur le Professeur Christian Imbert, Président de ce jury ; Monsieur le Professeur Florin Abelès et Monsieur Jean-Yves Moisan qui ont accepté d'en être rapporteurs ; Monsieur Pierre Lallemand Monsieur Jean-Claude Launay ; Monsieur Roosen .

Je remercie tout particulièrement Monsieur Roosen qui a dirigé mes travaux : la disponibilité dont il a fait preuve et les nombreux conseils dont j'ai bénéficié m'ont été précieux .

Je remercie Monsieur Jean-Claude Launay pour les fructueux échanges que nous avons eu sur la synthèse du BGO ainsi que Monsieur Jean-Yves Moisan pour l'intérêt qu'il a porté à cette étude et les discussions que nous avons eues sur ce sujet .

Une grande part de ce travail doit beaucoup à la collaboration de Monsieur Jonathan. Je le remercie de son aide tant théorique que pratique .

J'ai eu d'intéressantes discussions scientifiques avec Monsieur Pauliat grâce à qui tout un travail d'approfondissement sur la technique du champ alternatif a porté ses fruits .

Je remercie Monsieur Villing qui a conçu et réalisé l'alimentation pour le champ alternatif . Je remercie également le personnel de l'atelier du verre qui a effectué le polissage des cristaux.

Que Mesdames Bonavent et Calvignac soient ici remerciées pour la frappe de ce manuscrit .

Je tiens à exprimer toute ma sympathie envers les personnes de notre groupe qui m'ont conseillé en diverses occasions et m'ont permis de travailler dans une ambiance amicale au laboratoire .

Mes remerciements vont également au C.N.E.T. pour le financement des travaux de caractérisation des cristaux de BGO .

TABLE DES MATIERES

INTRODUCTION	1
PARTIE I - L'EFFET PHOTOREFRACTIF DANS LES SILLENITES	6
1. APPLICATIONS DE L'EFFET PHOTOREFRACTIF	7
1.1. L'holographie dynamique	7
1.2. Interconnexions reconfigurables	10
1.3. Couplage d'onde	12
2. PROPAGATION D'UNE ONDE DANS UN MILIEU ELECTROOPTIQUE	15
2.1. Variation du tenseur diélectrique induite par un champ électrique	15
2.2. Ondes propres d'un milieu présentant de la biréfringence linéaire et circulaire	20
2.3. Polarisation d'une onde en sortie du cristal	25
3. INTERACTION LUMIERE - RESEAU D'INDICE	29
3.1. Mécanisme de transport de charges dans un matériau photoréfractif	29
3.2. Interaction d'ondes se propageant dans le matériau	36
3.2.1. Equations d'ondes couplées	36
3.2.2. Cas du réseau dynamique	37
3.2.3. Cas du réseau statique	39
3.2.4. Application aux deux configurations particulières	41
4. CRITERES DE PERFORMANCE D'UN MATERIAU PHOTOREFRACTIF	47
4.1. Modulation d'indice	47
4.2. Sensibilité	48
5. CONCLUSION	50

PARTIE II - CARACTERISATION PHOTOREFRACTIVE PAR DIFFRACTION D'ONDE SUR UN RESEAU EPAIS INSCRIT DANS LE BGO	51
1. PRESENTATION DU BGO	52
1.1. Cristallogénèse des cristaux de $\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$	52
1.2. Schéma de bande	56
1.3. Caractéristiques optiques des échantillons étudiés	58
2. CARACTERISATION PHOTOREFRACTIVE DU MATERIAU	63
2.1. Les paramètres photoréfractifs du matériau définissant le module et la cinétique du champ de charge d'espace	63
2.2. Montage	70
2.3. Contrôle des conditions d'expérience	74
2.3.1. Le photocourant	74
2.3.2. Biréfringence du matériau	77
2.3.3. Cinétique d'établissement de l'efficacité de diffraction	83
2.4. Détermination des paramètres	83
2.4.1. Cinétique d'effacement du réseau en fonction du champ électrique	84
2.4.2. Etalonnage du champ interne et mesure de la photoconductivité	86
2.4.3. Mesure de la longueur de diffusion et de la densité de centres ionisés dans le noir	88
2.4.4. Incertitudes	90
2.5. Signe des porteurs de charge	90
2.6. Décroissance dans le noir	97
PARTIE III - INTENSIFICATION DE L'EFFET PHOTOREFRACTIF PAR APPLI- CATION D'UN CHAMP ALTERNATIF	119
1. INTRODUCTION	121
1.1. Rappels	121
1.2. Principe de l'amplification sous champ alternatif	122
1.3. Equations de base	123

2. EXPRESSION ANALYTIQUE DU GAIN SOUS CHAMP CRENEAU	125
2.1. Expressions générales du champ de charge	125
2.1.1. Etude de l'enveloppe	128
2.1.2. Evolution temporelle de E_{1st} sur chaque alternance	132
2.2. Influence de la fréquence du champ alternatif	133
2.2.1. Champ de charge d'espace maximal	133
2.2.2. Gain maximal	134
2.3. Influence de l'amplitude du champ alternatif et du pas du réseau sur le gain maximal	135
3. MESURES DU GAIN DE COUPLAGE	139
3.1. Montage	139
3.2. Mesures du gain en fonction de la période du champ appliqué	140
3.3. Discussion	148
3.3.1. Modèle à deux types de porteurs de charge	148
3.3.2. Prise en compte du réseau de charges libres	154
4. POLARISATION DES ONDES D'ECRITURE ET GAIN DE COUPLAGE	160
4.1. Terme dépendant de la polarisation	160
4.2. Vérification expérimentale	166
5. INFLUENCE DU TEMPS DE MONTEE DU CHAMP DE CHARGE ALTERNATIF SUR LE COUPLAGE	169
6. CONCLUSION	174
CONCLUSION	176
ANNEXE	177
LISTE DES NOTATIONS	180
REFERENCES	187

INTRODUCTION

Une des propriétés remarquables de la lumière provient de ce que deux faisceaux lumineux peuvent se croiser sans interaction. Cette particularité est souhaitable dans les applications où l'absence d'échange entre des lignes transportant des signaux est requise. D'un autre côté, il est très intéressant de parvenir à faire interagir ces signaux lorsqu'il est question de développer des commutateurs tout optiques, des portes logiques, ou encore du traitement d'images ou de signaux multiples.

Un des objectifs de l'optique non linéaire est de parvenir à l'obtention de matériaux performants capables réaliser cette interaction. Les matériaux photoréfractifs sont de ceux-ci. Ils ont l'avantage de ne pas nécessiter de fortes intensités lumineuses (typiquement quelques micro ou milliwatts par centimètre carré) et leur sensibilité s'étend sur une gamme étendue de longueurs d'ondes (du bleu à l'infrarouge).

L'effet photoréfractif est sensible à l'énergie reçue et non à la puissance lumineuse. Il possède un effet mémoire lorsque le matériau est maintenu dans le noir, mais cet effet est également réversible sous illumination uniforme. Ceci permet l'écriture et l'effacement dynamique de réseaux holographiques d'indice. Ces propriétés expliquent l'intérêt suscité par les cristaux photoréfractifs tant dans le traitement optique des images qu'en conjugaison de phase.

Les matériaux photoréfractifs sont isolants ou semi isolants. Des niveaux de pièges sont présents dans leur bande interdite, et, lorsqu'ils sont partiellement ionisés, peuvent engendrer des charges libres dans la bande de conduction ou de valence. Ces niveaux

sont photoionisés lorsque le cristal est éclairé par une onde d'énergie supérieure à leur énergie d'activation. Si la répartition d'intensité lumineuse est inhomogène - par exemple, si on considère la distribution d'intensité résultant de l'interférence de deux ondes planes - l'excitation hétérogène de ces centres produit une variation spatiale de la concentration de porteurs libres et d'ions du réseau cristallin. Par diffusion ou entraînement sous l'effet d'un champ électrique, les porteurs libres migrent jusqu'à leur recombinaison. Il en résulte un réseau de champ de charge d'espace lié aux ions et déphasé par rapport à la figure d'interférence, qui engendre par effet électrooptique un réseau d'indice de réfraction observable optiquement. L'équation d'évolution de ce champ de charge d'espace étant liée au transport de charges, son étude permet de déterminer des paramètres physiques du matériau tels que : la longueur de diffusion, la constante de temps de relaxation diélectrique et la densité de centres effectifs ionisables par photoexcitation. Le mécanisme du transport des charges est résumé sur la figure 1.

L'existence d'un déphasage entre le réseau d'indice et la figure d'interférence conduit à un transfert d'énergie par couplage entre deux ondes qui subsiste en régime permanent. La description de l'effet photoréfractif dans l'Oxyde de Bismuth Germanium (BGO) sera l'objet de la première partie. Nous montrerons que la connaissance des trois grandeurs du matériau précédemment citées suffit à cette description.

Dans une seconde partie nous décrirons une méthode de caractérisation optique qui permet de déterminer ces trois paramètres. Elle repose sur l'étude de la cinétique de décroissance du réseau photoréfractif en fonction de la tension électrique appliquée aux bornes du cristal.

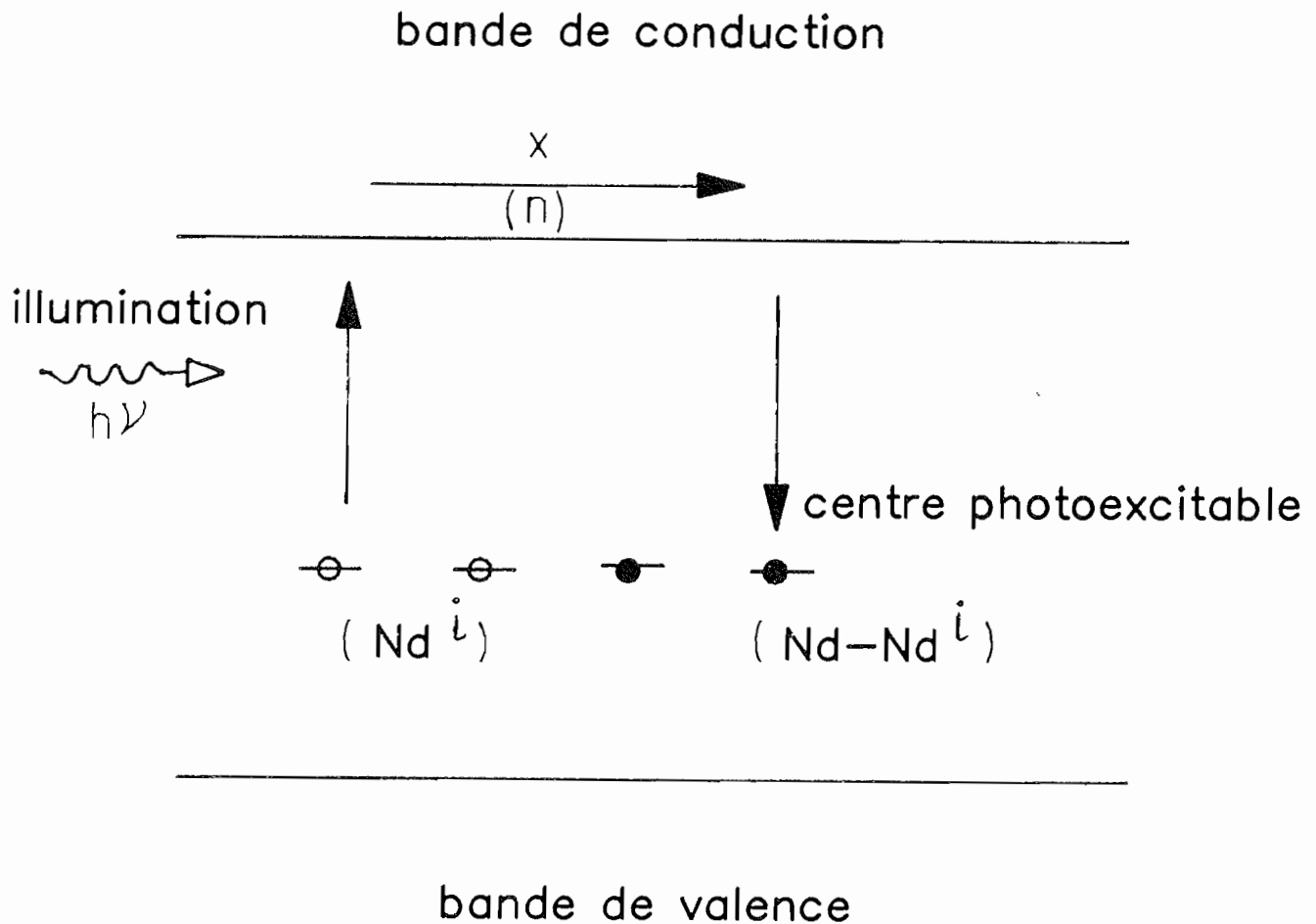


figure 1 : Schéma du mécanisme de l'effet photoréfractif à un type de centre photoexcitable et un type de porteur de charge : photoexcitation, migration et recombinaison des charges.

Le but de ces mesures est de comparer les performances photoréfractives de cristaux d'oxyde de Bismuth Germanium de dopages différents. Pour ce faire nous utilisons une approche simple faisant intervenir un seul type de porteurs de charge et un seul type de centres ionisables. Bien qu'il soit probable que des électrons et des trous soient à la fois présents dans le mécanisme de transport de charge dans le BGO, nous considérerons, et cela sera vérifié dans la plupart de nos expériences, que l'un des deux types de charge est prédominant pour l'effet photoréfractif et l'identifierons au cours des caractérisations. Nous signalerons les limites d'un tel modèle à partir des observations faites lors de l'étude de cinq échantillons.

Dans la troisième partie de ce travail nous étudions le transfert d'énergie obtenu par couplage d'ondes lorsqu'un champ alternatif créneau est appliqué au cristal de BGO. Cette technique permet d'obtenir de forts gains de couplage sur des matériaux de faible coefficient électrooptique tels que les sillénites ou les semiconducteurs. Lorsque nous avons débuté cette étude, une expression analytique avait été établie. Celle-ci n'est valable que lorsqu'on se limite aux périodes du champ électrique T très faibles devant le temps d'établissement du champ de charge d'espace et très élevées devant le temps de vie des charges libres τ_R . De telles conditions ne sont pas toujours réalisables pour le BGO. L'expression que nous établissons ici permet d'étudier le gain sur toute la gamme de périodes T supérieures à τ_R . Nous montrons que le gain maximal est accessible dans un domaine plus large que celui prévu par la théorie précédente. Au cours de cette étude, nous mettons en évidence une modulation temporelle de l'onde amplifiée en sortie du cristal (phase, polarisation, intensité). Cette modulation existe quelle que soit la forme du

champ alternatif appliqué. L'étude du mélange à deux ondes dans un milieu optiquement actif et à biréfringence modulée temporellement, nous permet d'analyser ce phénomène et de définir les conditions expérimentales permettant d'obtenir une intensité amplifiée constante. Cela est important, si l'on veut introduire un amplificateur de ce type dans une boucle de réaction. Utilisant les valeurs des paramètres photoréfractifs mesurées dans la seconde partie de ce travail, nous avons vérifié expérimentalement nos prévisions.

PARTIE I**L'EFFET PHOTOREFRACTIF DANS LES SILLENITES**

Dans cette première partie, nous étudions le mécanisme d'inscription d'un réseau holographique dans un matériau électrooptique et photoconducteur.

Le premier chapitre évoque quelques applications de l'effet photoréfractif qui soustendent nos travaux à caractère plus fondamental. Le second chapitre est consacré à la présentation de l'effet électrooptique dans les matériaux présentant de la biréfringence linéaire et circulaire. Dans le troisième chapitre, nous décrivons à partir des propriétés de photoconduction des sillénites, le mécanisme de transport de charge et l'interaction d'ondes avec le réseau d'indice photoinduit. Deux configurations seront étudiées en particulier. Le quatrième chapitre montre comment cette interaction est reliée aux trois paramètres physiques importants du matériau : longueur de diffusion des charges, densité de pièges et constante de temps de relaxation diélectrique.

1. APPLICATIONS DE L'EFFET PHOTOREFRACTIF

Un effet photoréfractif important est observé dans les ferro-électriques (LiNbO_3 [1] , BaTiO_3 [2]) dans les sillénites $\text{Bi}_{12} [\text{Ge}, \text{Si}, \text{Ti}] \text{O}_{20}$ [3] ou dans les semi-conducteurs rendus semi-isolants (GaAs:Cr [4]; InP:Fe [5] [6]).

Parmi les matériaux photoréfractifs permettant l'enregistrement de réseaux dynamiques en volume, les sillénites ont l'avantage d'être disponibles en échantillons de grandes dimensions (plusieurs cm^3) avec une bonne qualité optique. La synthèse de $\text{Bi}_{12} \text{GeO}_{20}$ (BGO) est réalisée en France au Laboratoire de Chimie du Solide du CNRS (Talence). Leur sensibilité est élevée : une énergie d'une centaine de microjoules par centimètre carré suffit, en régime continu, à induire la variation d'indice maximale. La sensibilité du BGO est mille fois supérieure à celle de BaTiO_3 ou LiNbO_3 par exemple. En régime d'impulsions nanosecondes la même efficacité est obtenue pour une énergie d'un millijoule par centimètre carré en des temps voisins de quelques nanosecondes.

De nombreuses démonstrations dans les domaines du traitement optique et de la conjugaison de phase mettant à profit l'effet photoréfractif, ont déjà été réalisées. Dans ces études les sources excitatrices sont généralement des lasers continus de faible puissance.

1.1. L'holographie dynamique

Le cristal est illuminé par deux faisceaux cohérents dont la longueur d'onde est située dans le domaine de photosensibilité du

BGO, par exemple la raie à 514 nm d'un laser argon. Le premier faisceau, dit "objet", comportant une information de phase ou d'amplitude, interfère avec le second, dit "référence" (généralement une onde plane), sur la surface d'entrée du cristal (voir figure I-1).

Cette répartition spatiale d'intensité lumineuse module l'indice en épaisseur dans le matériau par photoconduction et effet électrooptique. Dans le noir, le matériau est isolant et la répartition de charge est conservée. L'information ainsi mémorisée est restituée en éclairant le cristal par un faisceau, dit de restitution ou de lecture, dont la longueur d'onde peut être choisie hors du domaine de photosensibilité du matériau. De cette façon l'information ne sera pas effacée. Pour le BGO, un laser Hélium-Néon à $\lambda = 633$ nm ou une diode laser à 840 nm conviennent. Par diffraction sur le réseau épais mémorisé, l'information est restituée en sortie du cristal.

Un éclairage uniforme à la longueur d'onde de 514 nm permet d'effacer le réseau par redistribution des charges : la réversibilité sans effet de fatigue du processus photoréfractif est donc un des intérêts de ce mode de stockage de l'information.

Par exemple, il est possible de visualiser les modifications survenues dans une image entre deux expositions [7]. Un premier hologramme est enregistré pendant le temps nécessaire à l'obtention de l'efficacité de diffraction maximale (variation d'indice photoinduite maximale). Un second hologramme est ensuite enregistré à la même longueur d'onde mais avec un temps d'exposition plus court, choisi de façon à obtenir la valeur moitié de l'efficacité précédente. Le premier hologramme est effacé de moitié par endroits. Enfin une illumination uniforme vient lire l'hologramme

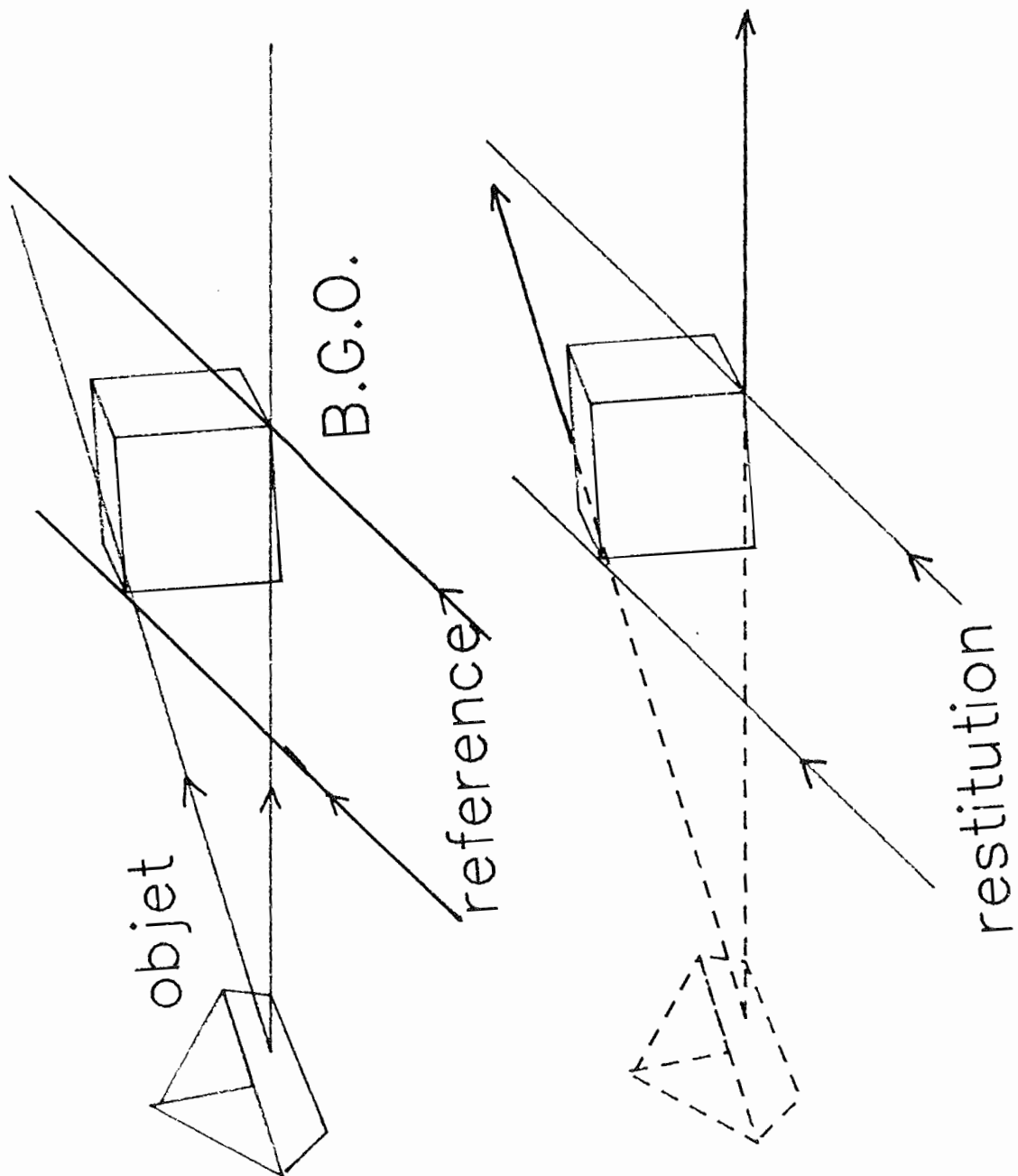


figure 1.1 : Enregistrement et restitution d'un hologramme.

final : les zones communes aux deux expositions ont une efficacité de diffraction maximale et les zones modifiées entre les deux expositions apparaissent avec une efficacité de moitié. Le reste est noir. Lorsque la longueur d'onde est choisie dans le domaine de photosensibilité du matériau, cette onde de lecture efface simultanément l'hologramme et le cristal est prêt pour un nouvel enregistrement.

1.2. Interconnexions reprogrammables

Une cellule élémentaire de commutation de faisceau optique par holographie dynamique a été étudiée et réalisée dans du $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ (BSO) au laboratoire en collaboration avec le LCR Thomson-CSF [8]. Le système complet représenté figure I.2 permettra de mettre en relation chaque point d'une matrice de 1024 fibres optiques émettrices à un point quelconque d'une matrice de 1024 fibres optiques réceptrices. Le cristal photoréfractif joue le rôle d'un élément passif dans lequel est inscrit un réseau épais reconfigurable et sélectif en direction (par sélectivité Bragg). Ce réseau est lu par une onde infrarouge (faisceau de télécommunication situé hors du domaine de photosensibilité du cristal). Le pas du réseau est modifié par variation de la longueur d'onde et donne donc la direction dans laquelle le faisceau de lecture est diffracté. (Déflexion dans le plan d'incidence et selon Ox sur la matrice-réceptrice de la figure I.2). Le plan d'incidence peut être lui même modifié par variation de l'angle d'incidence du deuxième faisceau d'écriture et permet l'adressage selon Oy sur la matrice réceptrice.

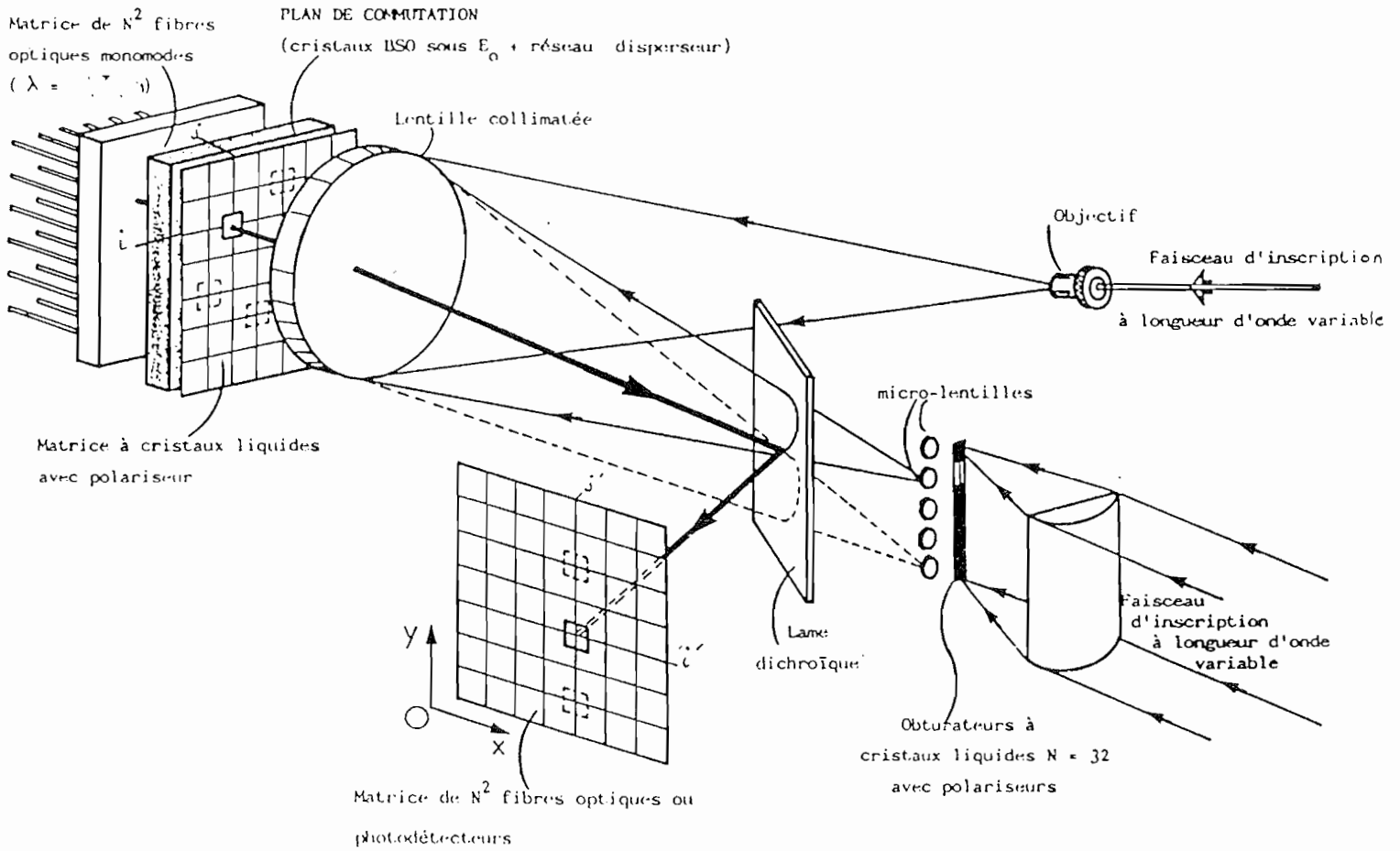


figure 1.2 : Système d'interconnexions reconfigurables entre deux matrices de fibres.

Lorsque la communication est établie (quelques millisecondes) il est possible de supprimer les faisceaux d'écriture : la connexion reste assurée, si souhaité pendant deux heures, grâce à l'effet mémoire. Ce système utilise les propriétés de diffraction sélective du réseau photoréfractif ainsi que l'effet mémoire. Les limitations du dispositif tiennent principalement au matériau photosensible utilisé pour réaliser le plan de commutation qui présente actuellement une efficacité de diffraction insuffisante.

1.3. Transfert d'énergie

L'effet photoréfractif est un effet non local. Lors de l'enregistrement d'un hologramme élémentaire, la modulation d'indice résultant de l'effet photoréfractif est déphasée par rapport au réseau d'illumination. La diffraction cohérente des ondes d'enregistrement sur cet hologramme conduit à un transfert d'énergie entre le faisceau objet et le faisceau référence. Le sens de transfert ne dépendant pas des intensités respectives des faisceaux mais de la configuration expérimentale, il est possible d'atténuer ou d'amplifier au choix chacune des deux ondes. Les applications de ce couplage d'ondes sont nombreuses. Le gain de couplage peut être amplifié dans le BGO par exemple grâce à un réseau mobile et un champ électrique continu [9] ou, comme nous le verrons dans la suite de ce mémoire, par applications d'un champ alternatif.

En mettant à profit le temps de réponse non nul du cristal photoréfractif, un filtre temporel (ou "détecteur de nouveautés") peut être réalisé [10, 11]. Le montage (voir figure I.3) utilise un cristal de BaTiO_3 . L'onde objet de faible intensité comporte l'image. Elle est atténuée en présence de l'onde de référence de

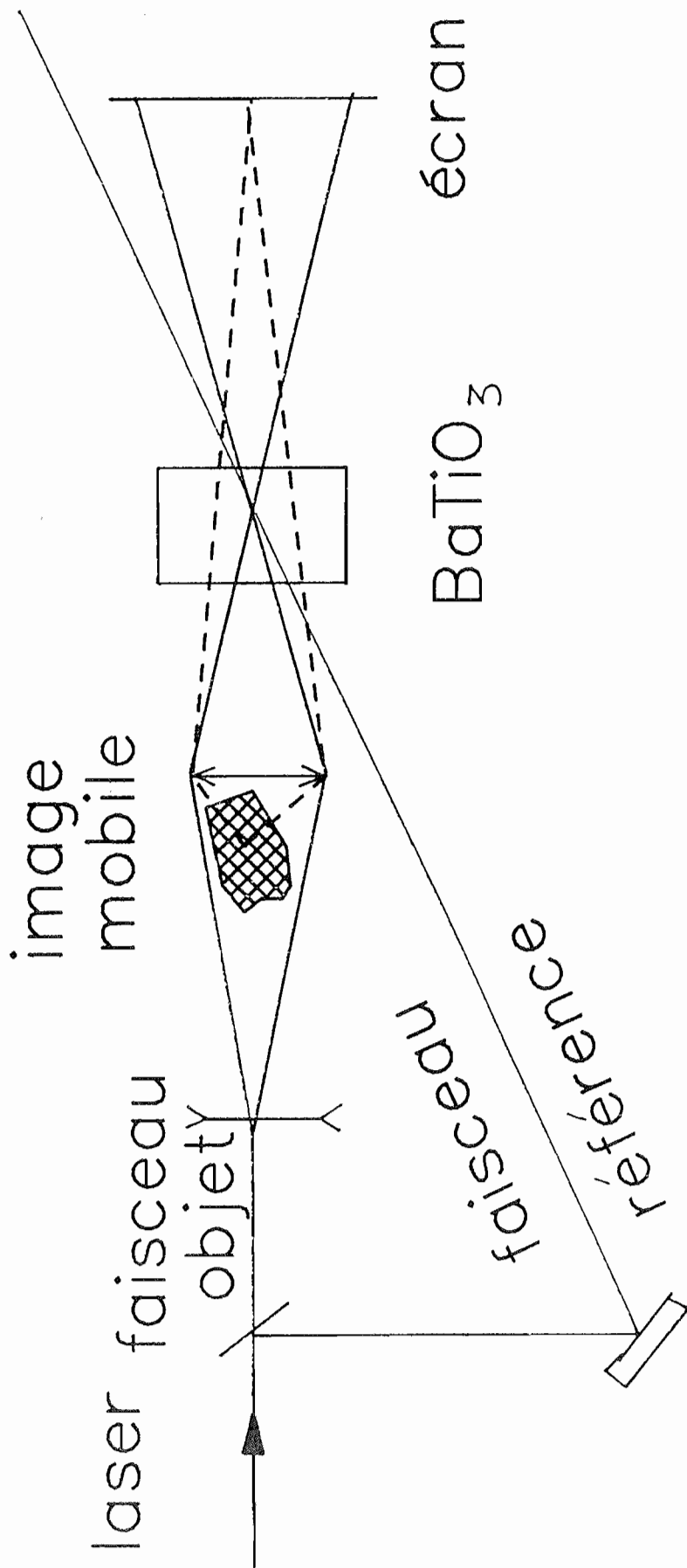


figure 1.3 : Montage pour le filtre temporel permettant la détection de la partie mobile d'un objet.

forte intensité. Tant que rien ne se modifie dans l'image, l'intensité de l'onde objet en sortie du cristal est quasi nulle. Si un élément de l'image (phase ou amplitude) varie plus vite que le temps de réponse du matériau, le transfert d'énergie destructif n'a pas le temps de se construire et la partie mobile de l'image apparaît. Par contre, toute partie de l'image évoluant plus lentement que le temps de réponse de l'effet photoréfractif reste invisible.

Les matériaux photoréfractifs permettent également d'obtenir une réponse non linéaire suivie d'une amplification. Ce type de fonction peut être inséré dans une boucle de retour pour la réalisation d'un "neurone photoréfractif". Les expériences réalisées dans le titanate de baryum (BaTiO_3) [12], effectuent l'opération suivante : pour une faible intensité incidente, le signal de sortie est faible. Pour toute intensité incidente supérieure à un seuil, le signal de sortie est constant, égal de 10 à 100 fois l'intensité seuil. Cette réponse non linéaire suivie d'une amplification pourrait être mise à profit pour la réalisation de mémoires associatives à partir de matériaux photoréfractifs. Le titanate de baryum étant peu sensible, le dispositif gagnerait en rapidité en utilisant du BGO dont le gain serait intensifié (par la méthode du champ alternatif par exemple).

Nous n'avons décrit dans ce chapitre que quelques aspects parmi les possibilités offertes par les matériaux photoréfractifs. Des expériences dynamiques de détection de contours [13-15] d'inspection de surface [16, 17], de conjugaison de phase [18-20], de mémoires associatives [21] ou d'opérations logiques [22-24] sont d'autres exemples de réalisations utilisant des matériaux photoréfractifs.

2. PROPAGATION D'UNE ONDE DANS UN MILIEU ELECTROOPTIQUE

Pour étudier les caractéristiques d'amplitude, de polarisation et de phase d'ondes se propageant dans un matériau photoréfractif, nous déterminerons tout d'abord les axes optiques et les ondes propres du milieu. Ensuite, nous décrirons le réseau d'indice créé par effet électrooptique par deux ondes cohérentes interférant dans le cristal. L'interaction de l'onde avec ce réseau sera enfin étudiée à l'aide des équations de base de l'effet photoréfractif et des équations de propagation.

2.1. Variation du tenseur diélectrique induite par un champ électrique

L'application d'un champ électrique à un cristal de BGO permet de modifier l'indice du matériau par effet électrooptique. Nous étudierons dans ce paragraphe deux configurations particulières utiles pour la suite de ce travail.

Le champ électrique de l'onde optique \vec{E} est lié à l'induction électrique \vec{D} à l'aide de la matrice d'imperméabilité $\underset{\approx}{\eta}$ du matériau :

$$\epsilon_0 \vec{E} = \underset{\approx}{\eta} \vec{D} \quad (I-1)$$

ϵ_0 est la perméabilité du vide et en notations contractées $\underset{\approx}{\eta}$ s'écrit :

$$\underset{\approx}{\eta} = \begin{bmatrix} \eta_1 & \eta_6 & \eta_5 \\ \eta_6 & \eta_2 & \eta_4 \\ \eta_5 & \eta_4 & \eta_3 \end{bmatrix}$$

Les sillénites étant isotropes, lorsqu'aucun champ n'est appliqué au cristal, la matrice $\underset{\approx}{\eta} = \underset{\approx}{\eta}_0 \underset{\approx}{1}$ est diagonale dans le repère des axes cristallographiques $(0, \hat{i}, \hat{j}, \hat{k})$ qui sont alors également les axes de symétrie électrique du matériau (ou axes principaux) : Les indices de réfraction vus par un champ électromagnétique sont reliés aux valeurs propres de $\underset{\approx}{\eta}$ par :

$$n_x = \frac{1}{\sqrt{\eta_x}} \quad ; \quad n_y = \frac{1}{\sqrt{\eta_y}} \quad ; \quad n_z = \frac{1}{\sqrt{\eta_z}} \quad (\text{I-2})$$

Dans le cas de faibles perturbations, les coefficients de la matrice d'imperméabilité sont reliés à l'indice n du matériau par :

$$(\eta_0 + \Delta\eta)_i = \left(\frac{1}{n^2} \right)_i = \frac{1}{n^2} + \Delta \left(\frac{1}{n^2} \right)_i \quad (\text{I-3})$$

et l'ellipsoïde de ces indices s'écrit :

$$X^t \left[\underset{\approx}{\eta} + \underset{\approx}{\Delta\eta} \right] X = 1 \quad \text{avec} \quad X = \begin{pmatrix} x \\ y \\ z \end{pmatrix} \quad (\text{I-4})$$

ou encore :

$$\begin{aligned} & \left[\frac{1}{n^2} + \Delta \left(\frac{1}{n^2} \right)_1 \right] x^2 + \left[\frac{1}{n^2} + \Delta \left(\frac{1}{n^2} \right)_2 \right] y^2 + \left[\frac{1}{n^2} + \Delta \left(\frac{1}{n^2} \right)_3 \right] z^2 \\ & + 2\Delta \left(\frac{1}{n^2} \right)_4 yz + 2\Delta \left(\frac{1}{n^2} \right)_5 zx + 2\Delta \left(\frac{1}{n^2} \right)_6 xy = 1 \quad (\text{I-5}) \end{aligned}$$

Pour les matériaux non centrosymétriques tels que les sillénites, l'application d'un champ électrique \vec{E} induit une faible variation de l'imperméabilité $\left(\text{typiquement } \frac{\Delta\eta_i}{\eta_i} = 10^{-5} \right)$ telle que :

$$\underset{\approx}{\Delta\eta} = \underset{\approx}{R} \vec{E} \quad (\text{I-6})$$

$\underset{\approx}{R}$ étant le tenseur électrooptique de rang trois. La variation du tenseur de permittivité relative $\underset{\approx}{\varepsilon} = \left(\underset{\approx}{\eta} \right)^{-1}$ induite par un champ électrique est alors :

$$\underset{\approx}{\Delta\varepsilon} = \left(\underset{\approx}{\eta} + \underset{\approx}{\Delta\eta} \right)^{-1} - \left(\underset{\approx}{\eta} \right)^{-1} \quad (\text{I-7})$$

Pour les composantes de ce tenseur dans le repère des axes principaux, (I-7) s'écrit : $\Delta\varepsilon_{ij} = (\eta + \Delta\eta)_{ij}^{-1} - (\eta)_{ij}^{-1}$. En tenant compte du fait que $\underset{\approx}{\varepsilon}$ est hermitien, on obtient :

$$\Delta\varepsilon_{ij} = - \sum_{k,m} \varepsilon_{ik} \Delta\eta_{km} \varepsilon_{mj} \quad (\text{I-8})$$

$$\text{et donc : } \underset{\approx}{\Delta\varepsilon} = - \underset{\approx}{\varepsilon} \left[\underset{\approx}{R} \vec{E} \right] \underset{\approx}{\varepsilon} \quad (\text{I-9})$$

Cette expression sera utilisée ultérieurement pour décrire l'interaction et la propagation de deux ondes cohérentes dans le matériau.

Pour les sillénites qui appartiennent à la classe de symétrie 23, le tenseur électrooptique s'écrit en notation contractée :

$$\underset{\approx}{R} = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ r_{41} & 0 & 0 \\ 0 & r_{41} & 0 \\ 0 & 0 & r_{41} \end{bmatrix} \quad (\text{I-10})$$

La valeur du coefficient électrooptique est encore controversée en raison de l'estimation difficile du champ électrique effectif dans le cristal. Pour le BGO à la longueur d'onde de 633 nm voici des exemples de valeurs mesurées :

$$\begin{cases} r_{41} = 3,4 \text{ pm V}^{-1} & [25] \\ r_{41} = 4,1 \text{ pm V}^{-1} & [26] \\ r_{41} = 3,7 \text{ pm V}^{-1} & [27] \end{cases}$$

La diagonalisation de la matrice : $\eta \approx \eta_0 + \Delta\eta$ permet de déterminer la position de l'ellipsoïde des indices perturbée par un champ électrique. Précisons dès à présent ce repère $(0, \hat{i}', \hat{j}', \hat{k}')$ par rapport au repère cristallographique. Cette détermination est effectuée pour les deux directions de champ électrique qui correspondent aux deux configurations que nous emploierons dans cette étude.

On conviendra de noter avec " $\hat{\quad}$ " tout vecteur unitaire.

a) \vec{E}_0 parallèle à $[110]$

Lorsque le champ $\vec{E}_0 = \frac{E_0}{\sqrt{2}} (\hat{i} + \hat{j})$ est appliqué selon la direction cristallographique $[110]$, l'ellipsoïde des indices s'écrit :

$$\frac{x^2}{n^2} + \frac{y^2}{n^2} + \frac{z^2}{n^2} + \frac{2 r_{41} E_0}{\sqrt{2}} yz + \frac{2 r_{41} E_0}{\sqrt{2}} zx = 1 \quad (\text{I-11})$$

Le repère des axes principaux s'obtient par la matrice de changement de repère β (voir figure I-4) :

$$\beta = \frac{1}{8} \begin{pmatrix} 1 & 1 & \sqrt{2} \\ 1 & 1 & -\sqrt{2} \\ -\sqrt{2} & \sqrt{2} & 0 \end{pmatrix} \quad (\text{I-12})$$

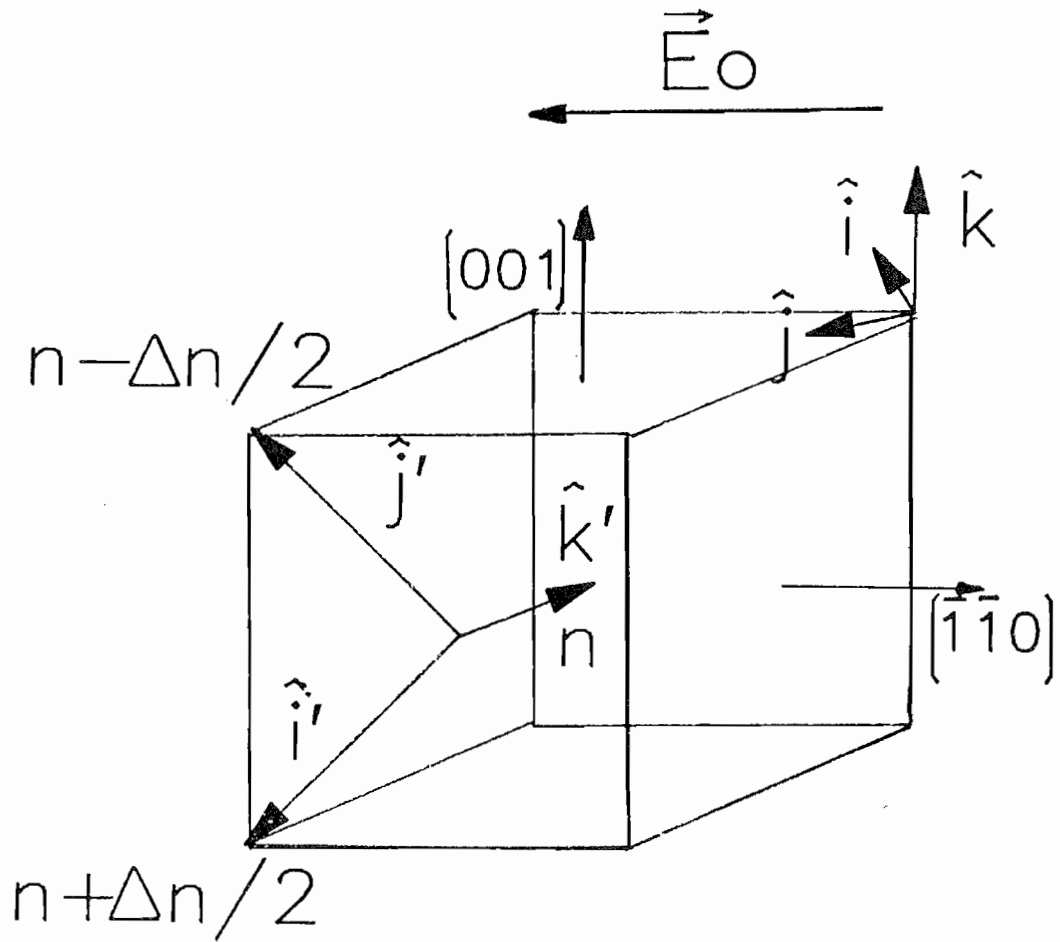


figure 1.4 : Axes optiques $\hat{i}', \hat{j}', \hat{k}'$ lorsque le champ électrique est parallèle à $[1\bar{1}0]$.

Après un développement limité au premier ordre en $n^2 r_{41} E_0$, les expressions des indices selon ces nouveaux axes sont :

$$\begin{cases} n_{x'} = n + \frac{\Delta n}{2} \\ n_{y'} = n - \frac{\Delta n}{2} \\ n_{z'} = n \end{cases} \quad (\text{I-13})$$

avec :

$$\Delta n = n^3 r_{41} E_0. \quad (\text{I-14})$$

b) \vec{E}_0 parallèle à [001]

Lorsque le champ $\vec{E}_0 = E_0 \hat{k}$ est appliqué selon [001], l'ellipsoïde des indices s'écrit :

$$\frac{x^2}{n^2} + \frac{y^2}{n^2} + \frac{z^2}{n^2} + 2 r_{41} E_0 xy = 1 \quad (\text{I-15})$$

La matrice de changement de repère est (voir figure I-5) :

$$\beta = \frac{1}{4} \begin{pmatrix} \sqrt{2} & -\sqrt{2} & 0 \\ \sqrt{2} & \sqrt{2} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (\text{I-16})$$

Les indices selon les nouveaux axes deviennent :

$$\begin{cases} n_{x'} = n - \frac{\Delta n}{2} \\ n_{y'} = n + \frac{\Delta n}{2} \\ n_{z'} = n \end{cases} \quad (\text{I-17})$$

avec toujours : $\Delta n = n^3 r_{41} E_0$.

2.2. Ondes propres d'un milieu présentant de la biréfringence linéaire et circulaire

Les sillénites, cristaux cubiques, présentent à la fois de la biréfringence linéaire induite sous champ électrique et de la bi-

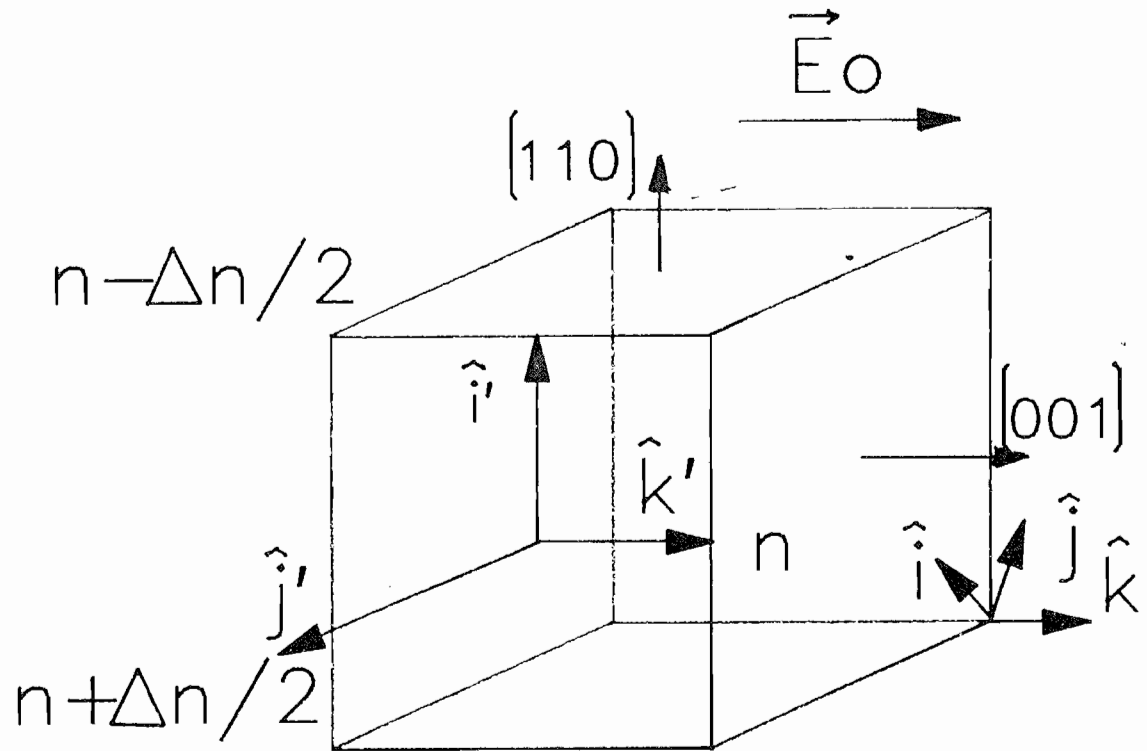


figure 1.5 : Axes optiques $\hat{i}', \hat{j}', \hat{k}'$ lorsque le champ électrique est parallèle à $[001]$.

réfringence circulaire naturelle (pouvoir rotatoire). L'étude des ondes propres dans ces milieux a été effectuée par différents auteurs [28, 29] dont nous rappelons ici les grandes lignes. Elle est basée sur les équations de Maxwell pour un milieu diélectrique:

$$\left\{ \begin{array}{l} \operatorname{div} \vec{B} = 0 \\ \operatorname{div} \vec{D} = 0 \\ \operatorname{rot} \vec{B} = \mu_0 \left(\frac{\partial \vec{D}}{\partial t} + \vec{j} \right) \\ \operatorname{rot} \vec{E} = - \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \end{array} \right. \quad (\text{I-18})$$

associées aux relations constitutives du milieu :

$$\left\{ \begin{array}{l} \vec{D} = \underset{\approx}{\varepsilon} \vec{E} + \gamma \operatorname{rot} \vec{E} = \underset{\approx}{\varepsilon'} \vec{E} \\ \vec{B} = \mu_0 \vec{H} \\ \vec{j} = \underset{\approx}{\sigma} \vec{E} \end{array} \right. \quad (\text{I-19})$$

μ_0 est la perméabilité magnétique du vide, γ le pouvoir rotatoire qui se réduit à une constante pour les matériaux de cette classe de symétrie, $\underset{\approx}{\sigma}$ est le tenseur de conductivité et \vec{j} la densité de courant.

Dans le système des axes principaux, $\underset{\approx}{\varepsilon'}$ s'écrit :

$$\underset{\approx}{\varepsilon'} = \begin{pmatrix} \varepsilon_1 & -j\Gamma\varepsilon_0 & j\Gamma\varepsilon_0 \\ -j\Gamma\varepsilon_0 & \varepsilon_2 & -j\Gamma\varepsilon_0 \\ j\Gamma\varepsilon_0 & -j\Gamma\varepsilon_0 & \varepsilon_3 \end{pmatrix} \quad (\text{I-20})$$

avec $\Gamma = \frac{\|\vec{k}\|}{\varepsilon_0} \gamma$, \vec{k} étant le vecteur d'onde.

Les solutions de (I-18) et (I-19) sont obtenues en négligeant la composante longitudinale du champ électromagnétique \vec{E} . Cette approximation est très bien vérifiée pour les cristaux de BGO puisque $\frac{\Delta n}{n} \ll 1$.

Dans le repère $(0, \hat{i}'' , \hat{j}'')$ des lignes neutres définies par les axes optiques dans le plan perpendiculaire au vecteur \vec{k} , ε' est diagonale :

$$\vec{D} = \begin{pmatrix} D_x \\ D_y \end{pmatrix} = \varepsilon_0 \begin{pmatrix} \left(\bar{n} + \frac{\delta n}{2}\right)^2 & -j\Gamma \\ j\Gamma & \left(\bar{n} - \frac{\delta n}{2}\right)^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix} \quad (\text{I-21})$$

$\bar{n} = \frac{n_{x''} + n_{y''}}{2}$ représente l'indice moyen et $\delta n = n_{x''} - n_{y''}$ la variation d'indice vue par l'onde électromagnétique, lorsque $n_{x''}$ et $n_{y''}$ représentent les indices de réfraction selon \hat{i}'' et \hat{j}'' . Nous cherchons une solution de la forme :

$$\vec{E} = \frac{1}{2} [\hat{e} \xi e^{-j(kz - \omega t)} + cc] \quad (\text{I-22})$$

où cc représente le complexe conjugué du premier terme. L'onde solution vérifie l'équation de propagation :

$$\overrightarrow{\text{rot}} \left(\overrightarrow{\text{rot}} (\vec{E}) \right) = -\mu_0 \frac{\partial^2 (\vec{D})}{\partial t^2} \quad (\text{I-23})$$

Ceci conduit au système :

$$\begin{cases} k^2 E_x = \frac{\omega^2}{c^2} \left(\left(\bar{n} + \frac{\delta n}{2}\right)^2 E_x - j\Gamma E_y \right) \\ k^2 E_y = \frac{\omega^2}{c^2} \left(j\Gamma E_x + \left(\bar{n} - \frac{\delta n}{2}\right)^2 E_y \right) \end{cases} \quad (\text{I-24})$$

Les ondes propres solutions de (I-24) sont :

$$\begin{cases} \vec{E}_+ = \frac{1}{2} \left(\hat{e}_+ \xi_+ e^{-j(k_+ z - \omega t)} + cc \right) \\ \vec{E}_- = \frac{1}{2} \left(\hat{e}_- \xi_- e^{-j(k_- z - \omega t)} + cc \right) \end{cases} \quad (\text{I-25})$$

où \hat{e}_+ et \hat{e}_- sont les polarisations propres orthogonales :

$$\hat{e}_+ = \frac{1}{\sqrt{1+r^2}} \begin{pmatrix} 1 \\ jr \end{pmatrix} \quad \hat{e}_- = \frac{1}{\sqrt{1+r^2}} \begin{pmatrix} r \\ -j \end{pmatrix} \quad (\text{I-26})$$

$$r \text{ est l'ellipticité : } r = - \frac{\delta n - \sqrt{\delta n^2 + \Gamma^2}}{\Gamma} \quad (\text{I-27})$$

et \vec{k}_+ et \vec{k}_- sont les vecteurs d'ondes de modules :

$$\begin{cases} k_+ = \frac{\omega}{c} n_+ = \frac{\omega}{c} \left[\bar{n} + \frac{1}{2} \sqrt{\delta n^2 + \Gamma^2} \right] \\ k_- = \frac{\omega}{c} n_- = \frac{\omega}{c} \left[\bar{n} - \frac{1}{2} \sqrt{\delta n^2 + \Gamma^2} \right] \end{cases} \quad (\text{I-28})$$

En l'absence de champ appliqué, les ondes propres sont circulaires.

Deux configurations seront employées par la suite :

a) \vec{E}_0 est parallèle à [110]. \vec{k} est dans le plan (001) et fait un angle θ avec la normale à la face d'entrée du cristal. Les lignes neutres sont :

$$\hat{i}'' = \cos^2 \frac{\theta}{2} \hat{i}' - \sin^2 \frac{\theta}{2} \hat{j}' - \frac{\sin \theta}{\sqrt{2}} \hat{k}'$$

$$\text{et : } \hat{j}'' = - \sin^2 \frac{\theta}{2} \hat{i}' + \cos^2 \frac{\theta}{2} \hat{j}' - \frac{\sin \theta}{\sqrt{2}} \hat{k}'$$

$$\text{avec : } \bar{n} = n \quad \text{et} \quad \delta n = \Delta n \cos \theta$$

Dans cette configuration, l'onde subit une modulation d'indice maximale Δn au cours de la traversée du cristal quel que soit son état de polarisation.

b) \vec{E}_0 parallèle à $[001]$. \vec{k} est dans le plan (110) et fait un angle θ avec la face d'entrée du cristal. Les axes neutres sont :

$$\hat{i}'' = \hat{i}' \quad \text{et} \quad \hat{j}'' = \hat{j}' \sin\theta + \hat{k}' \cos\theta$$

$$\text{avec : } \bar{n} = n + \frac{\Delta n}{4} (\sin^2\theta - 1) \quad \text{et} \quad \delta n = \frac{\Delta n}{4} (1 + \sin^2\theta)$$

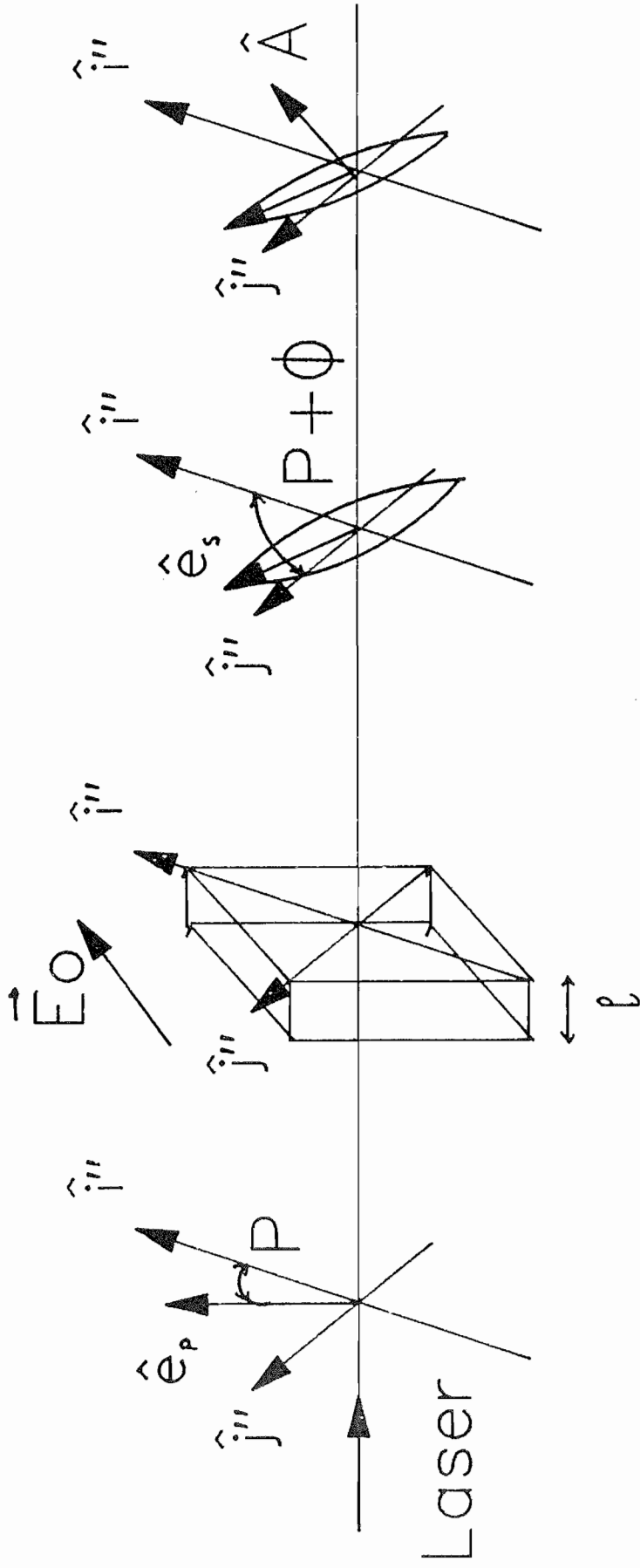
Pour chacune de ces deux configurations, la connaissance des lignes neutres et des différences d'indice vue par une onde permettront (chapitre I-3-2) d'étudier sa propagation dans le matériau.

2.3. Polarisation de l'onde en sortie du cristal

Nous présentons ici rapidement la détermination de la polarisation en sortie du cristal d'une onde de polarisation incidente rectiligne. Cette étude est intéressante car elle constitue un moyen de déterminer la valeur du champ \vec{E}_0 à l'intérieur du cristal.

Le cristal électrooptique est situé entre polariseurs \hat{P} et \hat{A} , qui, comme l'indique la figure I-6, sont croisés en tenant compte de l'activité optique. Une onde \vec{E}_i est incidente perpendiculairement à la face d'entrée du cristal.

En se plaçant dans le repère $(0, \hat{i}'', \hat{j}'')$, le vecteur champ électrique de l'onde incidente s'écrit :



Polariseur B.G.O.

Analyseur

figure 1.6 : Montage pour l'analyse de la polarisation d'une onde en sortie d'un cristal électrooptique.

$$\vec{E}_i = \frac{1}{2} \left[\hat{e}_p \xi_i e^{-j(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t)} + c.c \right] \quad (I-29)$$

avec la polarisation incidente rectiligne :

$$\hat{e}_p = \begin{pmatrix} \cos P \\ \sin P \end{pmatrix}$$

En tenant compte des biréfringences linéaire δn et circulaire Γ du BGO, le vecteur champ électrique de l'onde en sortie sera :

$$\vec{E}_s = \frac{1}{2} \left[\hat{e}_s \xi_s e^{-j(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t)} + c.c \right] \quad (I-30)$$

La décomposition de \vec{E}_i sur les ondes propres (équation I-25) permet d'exprimer la polarisation en sortie \hat{s} [28, 29] :

$$\hat{e}_s = \begin{pmatrix} \cos P \cos \phi - \frac{2r}{1+r^2} \sin P \sin \phi + j \frac{r^2-1}{r^2+1} \cos P \sin \phi \\ \cos P \cos \phi + \frac{2r}{1+r^2} \cos P \sin \phi - j \frac{r^2-1}{r^2+1} \sin P \sin \phi \end{pmatrix} \quad (I-31)$$

où ϕ est le déphasage introduit par le cristal d'épaisseur ℓ :

$$\phi = \frac{\omega}{2c} \ell \cdot \Gamma \sqrt{\ell + \left(\frac{\delta n}{\Gamma}\right)^2} \quad (I-32)$$

A champ nul :

$$\hat{e}_s = \begin{pmatrix} \cos (P + \phi') \\ \sin (P + \phi') \end{pmatrix}$$

où ϕ' est le déphasage dû à l'activité optique :

$$\phi' = \frac{\omega}{2c} \ell \Gamma \quad (I-33)$$

On obtient l'extinction en orientant l'analyseur de façon à ce qu'il laisse passer une vibration parallèle à

$$\hat{A} = \begin{pmatrix} \cos \left(P + \phi' + \frac{\pi}{2} \right) \\ \sin \left(P + \phi' + \frac{\pi}{2} \right) \end{pmatrix} \quad (\text{I-34})$$

En général, pour des valeurs du champ \vec{E}_0 à l'intérieur du cristal comprises entre 1 kV/cm et 7 kV/cm, $\left(\frac{\delta n}{\Gamma}\right)^2$ reste petit devant 1. Cette approximation conduit à une expression simple de la transmission du système cristal entre polariseurs :

$$T = \left(\phi'' \cos(\phi' - 2P) \frac{\sin \phi'}{\phi'} \right)^2 \quad (\text{I-35})$$

ϕ'' est le déphasage dû à la biréfringence linéaire :

$$\phi'' = \frac{\omega}{2c} \ell \delta n \quad (\text{I-36})$$

Lorsque la polarisation d'entrée est choisie telle que la polarisation au centre du cristal soit à 45° des lignes neutres, on a alors : $\cos(\phi' - 2P) = 1$. La manifestation de l'effet électro-optique est maximale, ce qui permet d'écrire :

$$T = \left(\frac{\omega}{2c} \ell \frac{\sin \phi'}{\phi'} \right)^2 \delta n^2 \quad (\text{I-37})$$

δn étant proportionnel à E_0 , on obtient donc une mesure du champ électrique intégré sur le trajet de l'onde dans le cristal.

3. INTERACTION LUMIERE - RESEAU D'INDICE

Dans ce chapitre, nous prenons en compte les propriétés de photoconduction des matériaux photoréfractifs. L'interférence de deux ondes planes produit une redistribution de charge qui engendre un champ électrique dans le matériau. C'est ce champ qui induira la biréfringence linéaire dont nous avons parlé au chapitre précédent.

Nous rappelons le modèle de génération, migration et recombinaison des porteurs de charge qui permet de décrire l'établissement d'un champ de charge d'espace modulé spatialement. Nous déduisons ensuite l'expression mathématique de la modulation d'indice créée par ce champ électrique et étudions l'interaction d'ondes optiques en présence de cette modulation d'indice. Cela sera effectué pour chacune des configurations utilisées au cours de ce travail (orientations respectives du champ électrique et des axes cristallographiques).

3.1. Mécanisme de transport des charges dans un matériau photoréfractif

Nous considérons ici un modèle [30] de transport de charge dans la bande de conduction ne faisant intervenir qu'un seul type de porteurs de charge libre, des électrons, produits par excitation à partir de centres ionisables situés dans la bande interdite du matériau. La densité d'électrons libres par unité de volume est n et celle des centres ionisables est $N_0 - N_0^i$, N_0 représentant la densité totale de ces centres et N_0^i la densité de ces centres existant sous forme ionisée. L'équation de photogénération des

centres ionisés est :

$$\frac{dN_D^i}{dt} = SI (N_D - N_D^i) - \gamma_R n N_D^i \quad (\text{I-38})$$

S est la section efficace de photoionisation des centres, γ_R la constante de recombinaison et I l'intensité lumineuse. On a négligé ici l'excitation thermique qui est faible par rapport à la photoionisation.

L'existence des centres N_D^i en l'absence d'illumination est due à la présence de pièges profonds. Ces sites de densité N_A ont une charge négative qui assure la neutralité électrique du cristal. En l'absence d'illumination, on a : $N_D^i = N_A$. On admet que ces centres N_A ne sont pas photoexcitables. Peu importe donc leur niveau d'énergie et le nombre de types distincts de centres N_A . Seule intervient leur densité totale. La durée de vie des électrons dans la bande de conduction est alors : $\tau_R = \frac{1}{\gamma_R N_A}$.

Les charges migrent sous l'effet du champ électrique interne \vec{E} et de la diffusion, donnant naissance à une densité de courant :

$$\vec{j} = e n \mu \vec{E} + \mu k_B T \overrightarrow{\text{grad}} n \quad (\text{I-39})$$

où μ et e sont respectivement les valeurs absolues de la mobilité et de la charge de l'électron, k_B est la constante de Boltzmann et T la température absolue. On néglige l'effet photovoltaïque qui est faible dans le BGO. L'équation de conservation de la charge s'écrit :

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{\text{div } \vec{j}}{e} + \frac{\partial N_D^i}{\partial t} \quad (\text{I-40})$$

et l'équation de Poisson :

$$\varepsilon_0 \operatorname{div} \left(\underset{\approx}{\varepsilon^s} \vec{E} \right) = -e (n + N_A - N_D^i) \quad (\text{I-41})$$

où $\underset{\approx}{\varepsilon^s}$ est le tenseur de permittivité statique.

Les équations (I-38) à (I-41) régissent entièrement l'établissement de la partie spatialement variable du champ \vec{E} créé par l'illumination hétérogène. Considérons une illumination résultant de l'interférence de deux ondes planes \vec{E}_1 et \vec{E}_2 (voir figure I-7). Notant \hat{e}_1 et \hat{e}_2 les polarisations, ξ_1 et ξ_2 les amplitudes complexes, \vec{k}_1 et \vec{k}_2 les vecteurs d'onde :

$$\begin{aligned} \vec{E}_1 &= \frac{1}{2} \left(\hat{e}_1 \xi_1 e^{-j(\vec{k}_1 \cdot \vec{r} - \omega t)} + \text{cc} \right) \\ \vec{E}_2 &= \frac{1}{2} \left(\hat{e}_2 \xi_2 e^{-j(\vec{k}_2 \cdot \vec{r} - \omega t)} + \text{cc} \right) \end{aligned} \quad (\text{I-42})$$

La distribution d'intensité s'écrit :

$$I(\vec{y}) = I + \frac{I}{2} \left(M e^{j \vec{k}_R \cdot \vec{r}} + M^* e^{-j \vec{k}_R \cdot \vec{r}} \right) \quad (\text{I-43})$$

avec $I = \frac{1}{2} (\xi_1 \xi_1^* + \xi_2 \xi_2^*)$

où par convention on a défini le vecteur réseau par :

$$\vec{k}_R = \vec{k}_1 - \vec{k}_2 = k_R \frac{\vec{k}_R}{\|\vec{k}_R\|} \quad (\text{I-44})$$

la modulation complexe : $M = \frac{\xi_1^* \xi_2 (\hat{e}_1^* \cdot \hat{e}_2)}{I}$ (I-45)

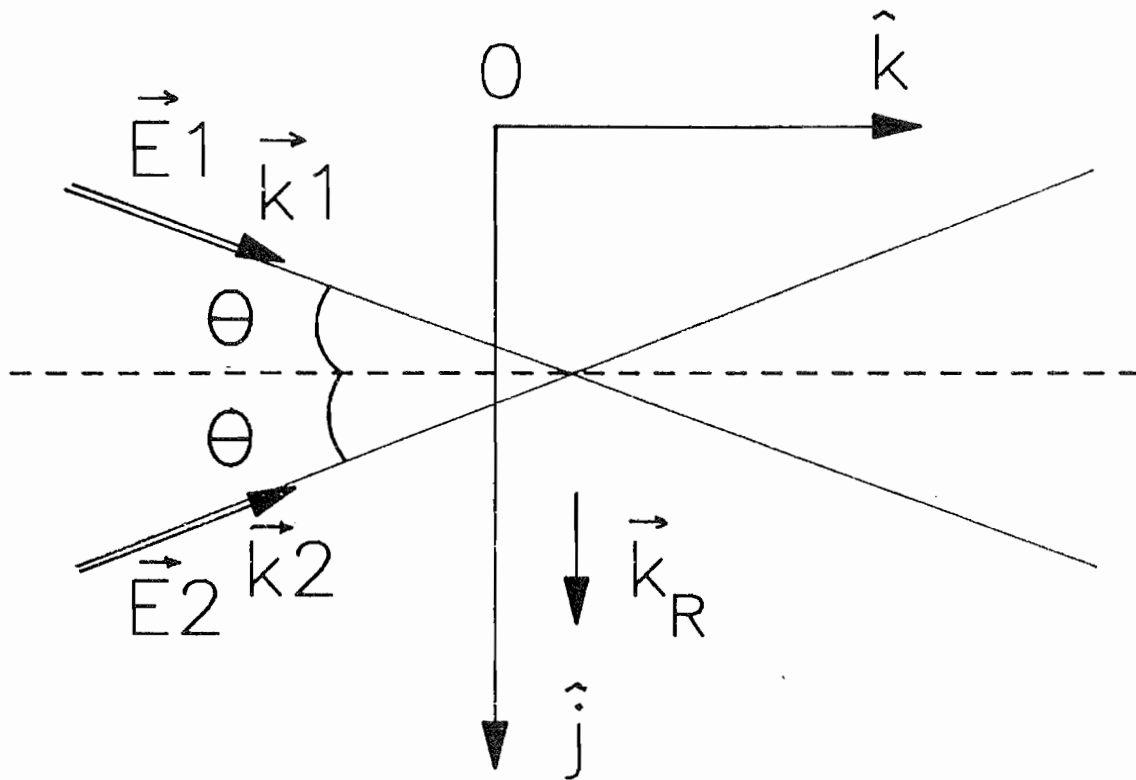


figure 1.7 : Conventions pour l'étude de la propagation de deux ondes dans un cristal photoréfractif.

le taux de modulation du réseau d'illumination :

$$m = |M| = \frac{\sqrt{\xi_1 \xi_1^* \xi_2 \xi_2^*}}{I} \quad (\text{I-46})$$

Lorsque le taux de modulation est faible devant 1 les équations (I-38) à (I-41) sont linéarisables. Seul est conservé le premier ordre en fréquences spatiales des diverses grandeurs :

$$\begin{cases} N_D^i(y,t) = N_{D0}^i(t) + \frac{1}{2} \left[N_{D1}^i(t) e^{j \vec{k}_R \vec{r} + cc} \right] \\ n(y,t) = n_0(t) + \frac{1}{2} \left[n_1(t) e^{j \vec{k}_R \vec{r} + cc} \right] \\ j(y,t) = j_0(t) + \frac{1}{2} \left[j_1(t) e^{j \vec{k}_R \vec{r} + cc} \right] \\ E(y,t) = E_0(t) + \frac{1}{2} \left[E_1(t) e^{j \vec{k}_R \vec{r} + cc} \right] \end{cases} \quad (\text{I-47})$$

De plus, lorsque l'illumination est suffisamment faible, la densité de charges excitées $n_0(t)$ est négligeable devant la densité de centres ionisés $N_{D0}^i(t)$. Dans ces conditions, le système d'équations se résout simplement et on obtient la densité de centres ionisés :

$$N_{D0}^i = N_A \quad (\text{I-48})$$

la densité de porteurs de charges à l'état stationnaire :

$$n_0 = \frac{SI(N_D - N_A)}{\gamma_R N_A} \quad (\text{I-49})$$

la distribution de charges libres :

$$n_1(t) = - \left(e \mu n_0 E_1(t) + \varepsilon^s \varepsilon_0 \frac{\partial E_1(t)}{\partial t} \right) \frac{1}{e \mu E_0(t) + j k_R k_B T \mu} \quad (\text{I-50})$$

L'équation d'évolution du champ de charge d'espace $E_1(t)$ se met alors sous la forme :

$$\frac{\partial^2 E_1(t)}{\partial t^2} + \frac{\partial E_1(t)}{\partial t} \left(\frac{1}{\tau_+} + \frac{1}{\tau_-} + j(\omega_+ + \omega_-) \right) + (E_1(t) - E_{1st}) \left(\frac{1}{\tau_-} + j\omega_- \right) \left(\frac{1}{\tau_+} + j\omega_+ \right) = 0 \quad (\text{I-51})$$

$\left(\frac{1}{\tau_+} + j\omega_+ \right)$ et $\left(\frac{1}{\tau_-} + j\omega_- \right)$ sont les inverses des constantes de temps complexes d'établissement de l'effet photoréfractif que nous expliquerons ultérieurement.

Nous avons considéré ici un champ appliqué statique $\left(\frac{dE_0}{dt}(t) = 0 \right)$ à l'échelle du temps d'établissement de l'effet photoréfractif.

E_{1st} représente la valeur du champ de charge d'espace à l'état stationnaire :

$$E_{1st} = m E_{sc} e^{j\psi} \quad (\text{I-52})$$

avec :

$$E_{sc} = E_0 \left[\frac{E_0^2 + E_D^2}{E_0^2 + (E_D + E_0)^2} \right]^{1/2} \quad (\text{I-53})$$

$$\begin{cases} \cos \psi = - \frac{E_0 E_D}{\left[(E_D + E_0)^2 + E_0^2 \right]^{1/2} (E_0^2 + E_D^2)^{1/2}} \\ \sin \psi = - \frac{E_D (E_D + E_0) + E_0^2}{\left[(E_D + E_0)^2 + E_0^2 \right]^{1/2} (E_0^2 + E_D^2)^{1/2}} \end{cases} \quad (\text{I-54})$$

Dans ces expressions, E_0 est le champ de diffusion :

$$E_0 = \frac{k_B T k_R}{e} \quad (\text{I-55})$$

E_0 est le champ de Debye ou encore le champ maximal que l'on peut photoinduire par redistribution totale des centres ionisés :

$$E_0 = \frac{e N_D^i}{\epsilon^s \epsilon_0 k_R} \frac{N_D - N_D^i}{N_D} \approx \frac{e N_A}{\epsilon^s \epsilon_0 k_R} \quad (\text{I-56})$$

ψ est le déphasage entre le réseau de champ électrique de charge d'espace et le réseau d'illumination.

Au premier ordre, le champ de charge d'espace s'écrit donc :

$$\vec{E}(x) = \vec{E}_0 + \text{Re} \left(E_{1st} e^{j \vec{k}_R \vec{r}} \right) \frac{\vec{k}_R}{\|\vec{k}_R\|} \quad (\text{I-57})$$

Le champ $\vec{E}(x)$ conduit à une variation du tenseur de permittivité diélectrique relatif aux fréquences optiques que l'on peut écrire à partir des équations (I-9) et (I-52) :

$$\epsilon \approx_{NL} = \Delta\epsilon + \delta\epsilon \quad (\text{I-58})$$

$$\text{où } \Delta\epsilon \approx = - \epsilon \left[\underset{\approx}{R} \frac{\vec{E}_0}{\approx} \right] \epsilon \quad (\text{I-59})$$

$$\text{et } \delta\epsilon \approx = \chi \underset{\approx_0}{\approx} \text{Re} \left(E_{1st} e^{j \vec{k}_R \vec{r}} \right) \quad (\text{I-60})$$

$$\text{avec : } \chi \underset{\approx_0}{\approx} = - \epsilon \left[\underset{\approx}{R} \frac{\vec{k}_R}{\approx \|\vec{k}_R\|} \right] \epsilon \quad (\text{I-61})$$

$$\text{et : } \text{Re} \left(E_{1st} e^{j \vec{k}_R \vec{r}} \right) = \frac{E_{sc}}{2} \left[M e^{j (\vec{k}_R \vec{r} + \psi)} + cc \right] \quad (\text{I-62})$$

3.2. Interaction d'ondes se propageant dans le matériau

3.2.1. Equations d'ondes couplées

Nous allons étudier la propagation de deux ondes \vec{E}_1 et \vec{E}_2 dans le cristal. Par souci de simplicité, on suppose que deux ondes seulement se propagent dans le matériau, ce qui revient à négliger le couplage anisotrope [31]. \vec{E}_1 et \vec{E}_2 sont deux ondes propres identiques du matériau lorsque un champ \vec{E}_0 est appliqué selon la direction \hat{i} (selon les notations de la figure I-7). La résolution des équations s'effectue comme décrit dans la référence [32] et l'équation de propagation s'écrit :

$$\overrightarrow{\text{rot}} (\overrightarrow{\text{rot}} (\vec{E}_1 + \vec{E}_2)) = - \mu_0 \frac{\partial^2}{\partial t^2} \left[\underset{\approx}{\epsilon}_0 \underset{\approx}{\epsilon} (\vec{E}_1 + \vec{E}_2) \right] - \mu_0 \frac{\partial}{\partial t} \left[\underset{\approx}{\sigma} (\vec{E}_1 + \vec{E}_2) \right] \quad (\text{I-63})$$

$$\text{avec : } \underset{\approx}{\epsilon} = \underset{\approx}{\epsilon} + \underset{\approx}{\Delta\epsilon} + \underset{\approx}{\delta\epsilon}.$$

$\underset{\approx}{\epsilon}$ étant le tenseur de permittivité linéaire relatif aux fréquences optiques.

On fait l'hypothèse d'une enveloppe lentement variable, ce qui revient à négliger les termes en $\frac{\partial^2 \xi_i}{\partial z^2}$ et $\frac{\partial^2 \xi_i}{\partial t^2}$.

Le réseau inscrit est un réseau épais : seuls sont diffractés efficacement les ordres - 1 : selon la direction \vec{k}_1 pour l'onde \vec{E}_1 et \vec{k}_2 pour l'onde \vec{E}_2 . La conductivité σ est reliée à l'absorption α et à l'indice de réfraction par la relation $\left(\begin{matrix} \hat{e}_1^* \\ \approx \\ \hat{e}_1 \end{matrix} \right) = \frac{\alpha n}{\mu_0 c}$. Ce formalisme a été utilisé afin d'introduire facilement α dans les équations. Cependant, il est clair que pour les sillénites, l'absorption provient principalement des centres profonds.

En remplaçant $\delta\epsilon$ par l'expression de la modulation du tenseur de permittivité due à l'effet photoréfractif engendré par les ondes optiques (équation I-60) on obtient le système d'équations d'ondes couplées en amplitude suivant :

$$\begin{cases} \frac{\partial \xi_1}{\partial z} (z) = g M \xi_2 (z) - \frac{\alpha \xi_1 (z)}{2 \cos \theta} \\ \frac{\partial \xi_2}{\partial z} (z) = g^* M^* \xi_1 (z) - \frac{\alpha \xi_2 (z)}{2 \cos \theta} \end{cases} \quad (\text{I-64})$$

Le coefficient de couplage $g M$ se compose de M , la modulation complexe du réseau et g , un coefficient dont nous développerons l'expression dans ce qui suit. Selon que le réseau inscrit est dynamique ou statique le système (I-64) se résout de façon différente.

3.2.2. Cas du réseau dynamique [33]

Les ondes qui inscrivent le réseau sont également celles qui le lisent. Pour un réseau épais, les ondes issues du couplage anisotrope ne vérifient pas la relation de Bragg. Seul intervient donc le couplage isotrope.

En remplaçant g et M par leur valeur,

$$g = -j \frac{\omega}{c} \frac{E_{sc} e^{-j\psi}}{2 n \cos\theta} \left(\hat{e}_1^* \times_{\approx_0} \hat{e}_2 \right) \quad (I-65)$$

$$M(z) = \left(\hat{e}_1 \hat{e}_2^* \right) \frac{\xi_1(z) \xi_2^*(z)}{I(z)}$$

Le système (I-64) s'écrit :

$$\begin{cases} \frac{\partial \xi_1(z)}{\partial z} = -j \frac{\omega}{c} \frac{E_{sc} e^{-j\psi}}{n \cos\theta} \left(\hat{e}_1^* \times_{\approx_0} \hat{e}_2 \right) \left(\hat{e}_1 \cdot \hat{e}_2^* \right) \frac{I_2(z) \xi_1(z)}{2I(z)} - \frac{\alpha}{2\cos\theta} \xi_1(z) \\ \frac{\partial \xi_2(z)}{\partial z} = -j \frac{\omega}{c} \frac{E_{sc} e^{+j\psi}}{n \cos\theta} \left(\hat{e}_2^* \times_{\approx_0} \hat{e}_1 \right) \left(\hat{e}_1^* \cdot \hat{e}_2 \right) \frac{I_1(z) \xi_2(z)}{2I(z)} - \frac{\alpha}{2\cos\theta} \xi_2(z) \end{cases} \quad (I-66)$$

avec $I_i = \frac{1}{2} \xi_i \xi_i^*$.

Les ondes \vec{E}_1 et \vec{E}_2 ayant la même polarisation et \times_{\approx_0} étant hermitien, on peut écrire :

$$\left(\hat{e}_1^* \times_{\approx_0} \hat{e}_2 \right) = \left(\hat{e}_2^* \times_{\approx_0} \hat{e}_1 \right) \quad \text{et} \quad \left(\hat{e}_1 \cdot \hat{e}_2^* \right) = \left(\hat{e}_2 \cdot \hat{e}_1^* \right) .$$

Ceci conduit aux équations d'ondes couplées en intensité :

$$\begin{cases} \frac{\partial I_1}{\partial z}(z) = \frac{-\alpha}{\cos\theta} I_1(z) + G \frac{I_1(z) I_2(z)}{I(z)} \\ \frac{\partial I_2}{\partial z}(z) = \frac{-\alpha}{\cos\theta} I_2(z) - G \frac{I_1(z) I_2(z)}{I(z)} \end{cases} \quad (I-67)$$

G est le gain photoréfractif de mélange à deux ondes par unité de longueur :

$$G = - \frac{\omega}{nc \cos\theta} \left[\hat{e}_1^* \cdot \hat{e}_2 \right] \left(\hat{e}_2^* \times_{\approx_0} \hat{e}_1 \right) E_{sc} \sin \psi \quad (I-68)$$

La solution de ces équations est :

$$\left\{ \begin{array}{l} I_1(z) = \frac{I(0) e^{-\frac{\alpha z}{\cos\theta}}}{1 + \frac{I_2(0)}{I_1(0)} e^{-Gz}} \\ I_2(z) = \frac{I(0) e^{-\frac{\alpha z}{\cos\theta}}}{1 + \frac{I_1(0)}{I_2(0)} e^{+Gz}} \end{array} \right. \quad (\text{I-69})$$

Il existe donc une redistribution d'énergie entre les deux faisceaux qui dépend du rapport des intensités à l'entrée du cristal et dont le sens dépend du signe de G . Par contre, cette distribution est indépendante de l'illumination totale incidente sur le cristal.

3.2.3. Cas du réseau statique [32]

Dans certaines configurations expérimentales $\hat{e}_1 \times \hat{e}_2^* \approx_0$ n'est différent de zéro que pour des ondes propres de polarisation \hat{e}_1 et \hat{e}_2 orthogonales. La redistribution d'énergie par couplage isotrope est donc négligeable. Dans ce cas on s'intéresse plutôt à la lecture non destructive du réseau photoréfractif par un faisceau de longueur d'onde différente. Celui-ci doit être incident de façon à vérifier l'accord de Bragg.

Cette onde, \vec{E}_3 , dite de "lecture", a une longueur d'onde $\lambda_L = \frac{2\pi C}{\omega_L}$ choisie hors du domaine de photosensibilité du BGO de façon à ne pas affecter le réseau diffractant. Elle se diffracte en une onde \vec{E}_4 de polarisation orthogonale (\vec{E}_3 et \vec{E}_4 sont des ondes propres du matériau).

On note :

$$\begin{cases} \vec{E}_3 = \frac{1}{2} \left[\xi_3(z) \hat{e}_3 e^{-j(\vec{k}_3 \cdot \vec{r} - \omega_L t)} + cc \right] \\ \vec{E}_4 = \frac{1}{2} \left[\xi_4(z) \hat{e}_4 e^{-j(\vec{k}_4 \cdot \vec{r} - \omega_L t)} + cc \right] \end{cases} \quad (I-70)$$

Un raisonnement identique à celui du début de ce paragraphe conduit aux équations d'ondes couplées lorsque l'accord de Bragg est réalisé ($\vec{k}_1 - \vec{k}_2 = \vec{k}_3 - \vec{k}_5 = \vec{k}_R$) :

$$\begin{cases} \frac{\partial \xi_3}{\partial z}(z) = g M \xi_4(z) - \frac{\alpha_L \xi_3(z)}{2 \cos \theta_L} \\ \frac{\partial \xi_4}{\partial z}(z) = g^* M^* \xi_3(z) - \frac{\alpha_L \xi_4(z)}{2 \cos \theta_L} \end{cases} \quad (I-71)$$

où α_L est le coefficient d'absorption à la longueur d'onde λ_L , et g est le gain de couplage :

$$g = -j \frac{\omega_L}{n_L c} \frac{E_{sc} e^{-j\psi}}{4 \cos \theta_L} \left(\hat{e}_3^* \times \hat{e}_4 \right) \quad (I-72)$$

M est la modulation complexe du réseau inscrit par les ondes d'écriture \vec{E}_1 et \vec{E}_2 . Dans le cas discuté ici, cette modulation n'est pas affectée par l'interaction ($M(z) = \text{constante}$).

En prenant la condition initiale : $\xi_4(z=0) = 0$ la résolution du système conduit à l'expression de l'intensité de l'onde diffractée :

$$I_4(z) = I_3(z=0) e^{-\frac{\alpha_L z}{\cos \theta_L}} \sin^2(\lg M | z) \quad (I-73)$$

Et par définition de l'efficacité de diffraction d'un réseau on notera :

$$\eta = \frac{I_4(z=1)}{I_3(z=0)} = \sin^2 \left(\frac{\omega_L m E_{sc}}{4c n_L \cos \theta_L} \left| \begin{array}{c} \hat{e}_1^* \\ \times \\ \hat{e}_4 \\ \approx_0 \end{array} \right| 1 \right) \quad (\text{I-74})$$

3.2.4. Application aux deux configurations particulières :

a) *Champ de charge d'espace parallèle à [001]. Le vecteur réseau est parallèle à la direction [001] (voir figure I.8).*

En notation tensorielle, l'expression du tenseur électrooptique dans le repère cristallographique $(0, \hat{i}, \hat{j}, \hat{k})$ est :

$$R \approx r_{41} [\hat{i} \otimes \hat{j} \otimes \hat{k} + \hat{i} \otimes \hat{k} \otimes \hat{j} + \hat{j} \otimes \hat{k} \otimes \hat{i} + \hat{j} \otimes \hat{i} \otimes \hat{k} + \hat{k} \otimes \hat{i} \otimes \hat{j} + \hat{k} \otimes \hat{j} \otimes \hat{i}] \quad (\text{I-75})$$

$$\text{et} \quad R \approx \frac{\vec{k}_R}{\|k_R\|} = r_{41} [\hat{i} \otimes \hat{j} + \hat{j} \otimes \hat{i}] \quad (\text{I-76})$$

Nous considérerons le cas de deux polarisations propres elliptiques identiques, dans le repère des lignes neutres $\frac{1}{\sqrt{1+r^2}} (\hat{i}'' + jr\hat{j}'')$.

Dans le repère cristallographique, les polarisations s'expriment :

$$\left\{ \begin{array}{l} \hat{e}_1 = \frac{1}{\sqrt{r^2+1}} \left[(1+jr \sin\theta) \frac{\hat{i}}{\sqrt{2}} + (1-jr \sin\theta) \frac{\hat{j}}{\sqrt{2}} + jr \cos\theta \hat{k} \right] \\ \hat{e}_2 = \frac{1}{\sqrt{r^2+1}} \left[(1-jr \sin\theta) \frac{\hat{i}}{\sqrt{2}} + (1+jr \sin\theta) \frac{\hat{j}}{\sqrt{2}} + jr \cos\theta \hat{k} \right] \end{array} \right. \quad (\text{I-77})$$

comme $\varepsilon \hat{e}_i \approx n^2 \hat{e}_i$ quel que soit le repère considéré, un calcul immédiat donne :

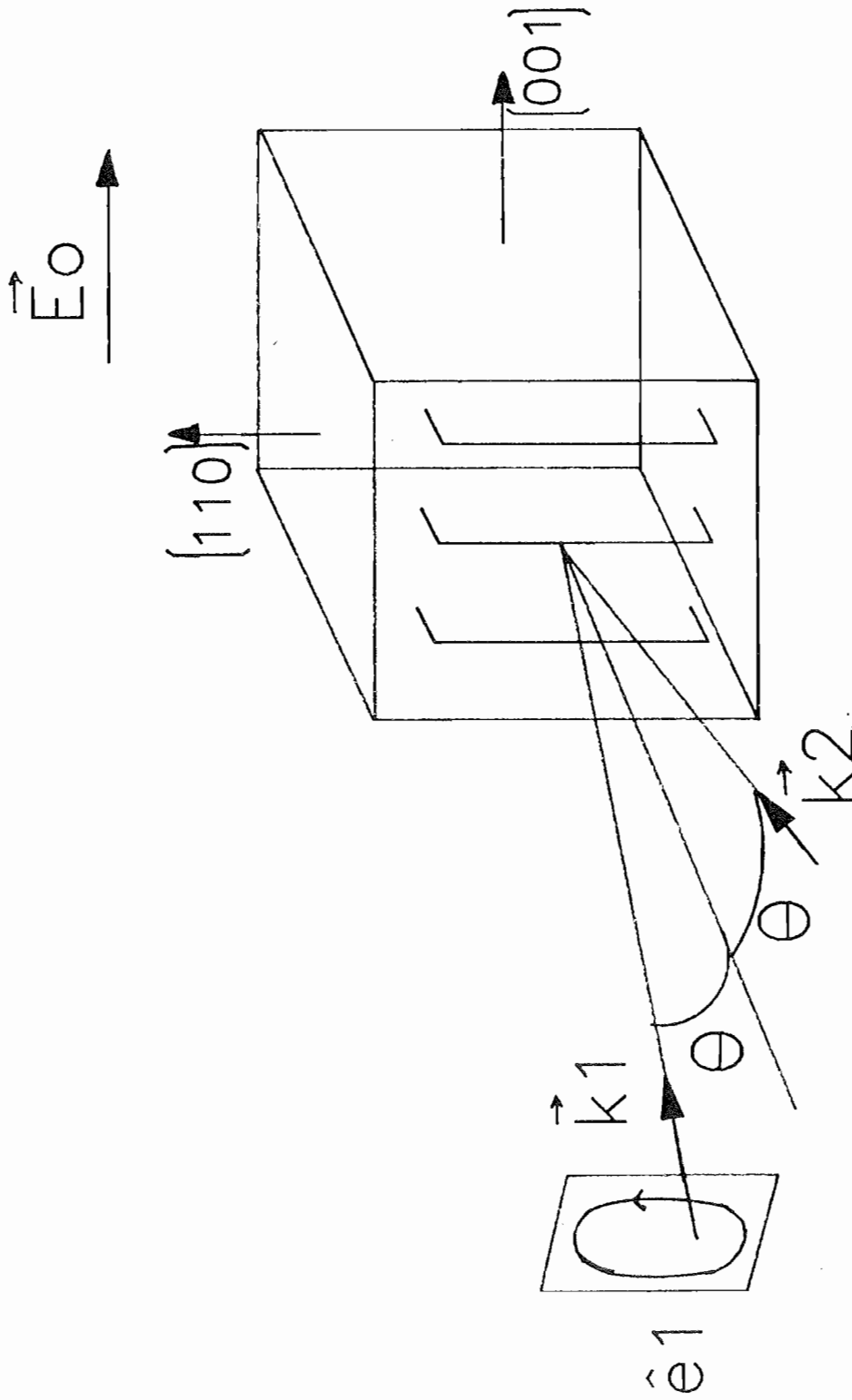


figure 1.8 : Configuration "couplage".

$$\hat{e}_2^* \underset{\approx_0}{\times} \hat{e}_1 = - \hat{e}_2^* \underset{\approx_0}{\varepsilon} \left[\underset{\approx_0}{R} \frac{\vec{k}_R}{\|\vec{k}_R\|} \right] \underset{\approx_0}{\varepsilon} \hat{e}_1 = - \frac{n^4 r_{41}}{r^2 + 1} (1 + r^2 \sin^2 \theta) \quad (\text{I-78})$$

et

$$\left(\hat{e}_2^* \cdot \hat{e}_1 \right) = (1 + r^2 \cos 2\theta) / (r^2 + 1) \quad (\text{I-79})$$

Le calcul se fait de façon analogue pour l'autre polarisation propre.

Le gain par unité de longueur sans champ électrique appliqué (ondes circulaires : $r = 1$) est donc :

$$G = \frac{\omega n^3}{2c} r_{\text{eff}} E_{\text{sc}} \sin \psi \quad (\text{I-80})$$

avec $r_{\text{eff}} = \frac{2}{n \cos \theta} \left(\hat{e}_2^* \underset{\approx_0}{\times} \hat{e}_1 \right) \left(\hat{e}_1^* \cdot \hat{e}_2 \right) = r_{41} (1 + \sin^2 \theta) \cos \theta \quad (\text{I-81})$

Dans cette configuration, le couplage isotrope entre \vec{E}_1 et \vec{E}_2 est maximal. Les ondes transmises et diffractées ayant même polarisation, il y a addition cohérente d'ondes. Cette configuration sera donc appropriée à des expériences d'amplification ou d'atténuation d'un faisceau par transfert d'énergie et est appelée "configuration couplage".

b) Champ de charge d'espace parallèle à [110]. Le vecteur réseau est parallèle à la direction [110] (voir figure I-9).

Dans cette configuration, pour les ondes de polarisations identiques, à faible champ appliqué, $\hat{e}_1^* \underset{\approx_0}{\times} \hat{e}_2 \simeq 0$. Il n'existe donc pas de transfert d'énergie des ondes d'écriture et la modulation d'indice reste constante au cours de la traversée du cristal.

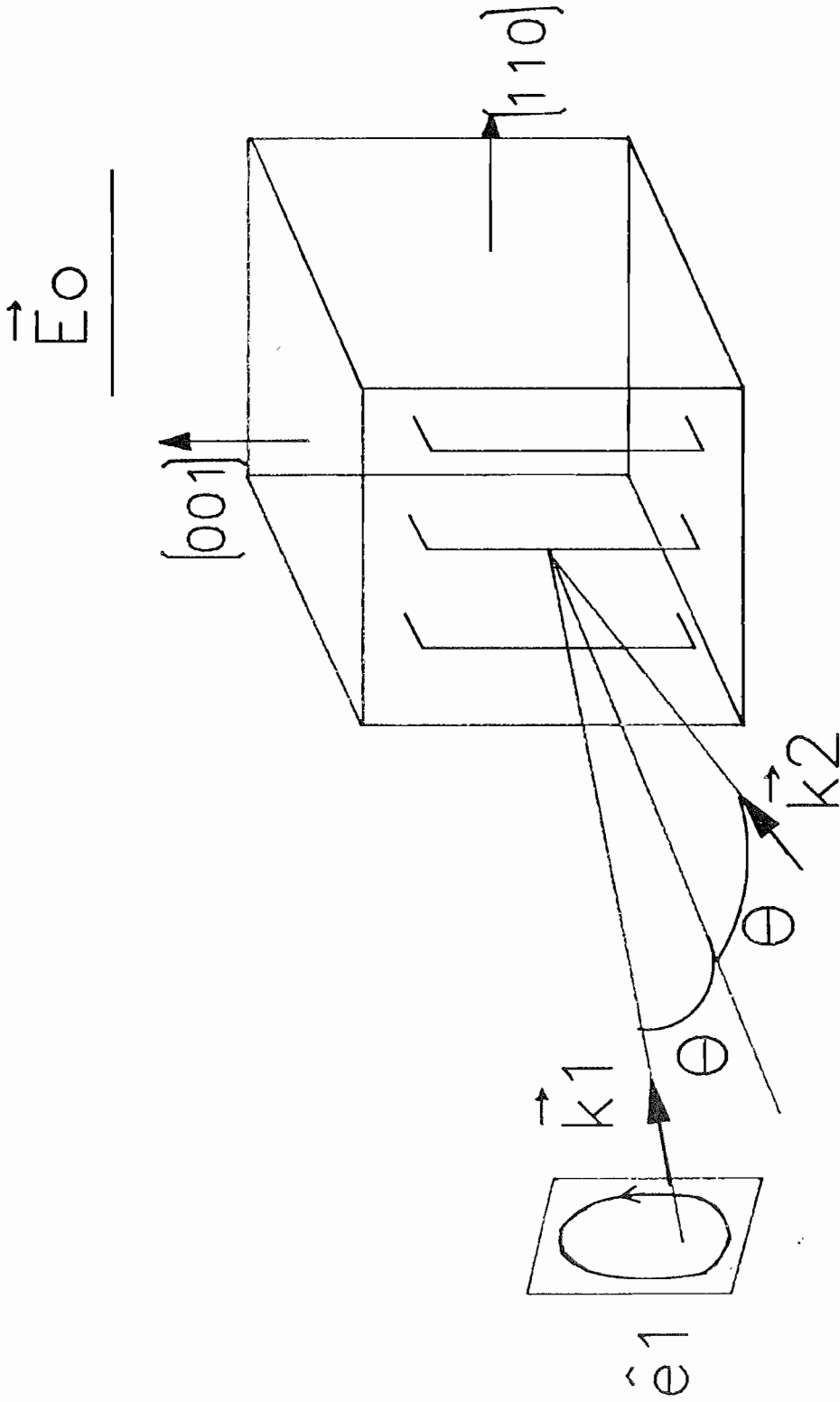


figure 1.9 : Configuration "rendement".

Cette configuration est tout indiquée pour l'étude du champ de charge d'espace et du mécanisme de transport des charges dans le matériau photoréfractif à l'aide d'une onde de lecture qui ne modifiera pas le réseau. Elle est généralement appelée "configuration rendement".

Calculons l'efficacité de diffraction pour une onde propre incidente dans un plan perpendiculaire à \hat{k} et faisant un angle θ_L avec la normale au cristal.

La polarisation $\hat{e}_3 = \frac{1}{\sqrt{1+r^2}} (r \hat{i}'' - j \hat{j}'')$ dans le repère des lignes neutres, s'écrit dans le repère cristallographique :

$$\hat{e}_3 = \frac{1}{\sqrt{1+r^2}} \left\{ \hat{i} \left[(r-j) \frac{\cos\theta_L}{2} - (r-j) \frac{\sqrt{2}}{2} \sin\theta_L \right] + \hat{j} \left[(r-j) \frac{\cos\theta_L}{2} + (r-j) \frac{\sqrt{2}}{2} \sin\theta_L \right] - \hat{k} \left[(j+r) \frac{\sqrt{2}}{2} \cos\theta_L \right] \right\} \quad (I-82)$$

et la polarisation de l'onde diffractée : $\hat{e}_4 = \frac{1}{\sqrt{1+r^2}} (\hat{i}'' + jr \hat{j}'')$, s'écrit dans le repère cristallographique :

$$\hat{e}_4 = \frac{1}{\sqrt{1+r^2}} \left\{ \hat{i} \left[(1+jr) \frac{\cos\theta_L}{2} + (1+jr) \frac{\sqrt{2}}{2} \sin\theta_L \right] + \hat{j} \left[(1+jr) \frac{\cos\theta_L}{2} - (1+jr) \frac{\sqrt{2}}{2} \sin\theta_L \right] + \hat{k} \left[(jr-1) \frac{\sqrt{2}}{2} \cos\theta_L \right] \right\} \quad (I-83)$$

Par ailleurs, on a :

$$\underset{\approx}{R} \frac{\vec{k}_R}{\|\vec{k}_R\|} = - \frac{r_{41}}{\sqrt{2}} [\hat{j} \otimes \hat{k} + \hat{k} \otimes \hat{j} + \hat{i} \otimes \hat{k} + \hat{k} \otimes \hat{i}] \quad (I-84)$$

le coefficient de couplage est alors :

$$\hat{e}_3^* \chi_0 \hat{e}_4 = - 2 r_{41} n_L^4 \frac{r}{1+r^2} \cos^2 \theta_L \quad (\text{I-85})$$

à champ nul ($r=1$) l'efficacité de diffraction est :

$$\eta = \sin^2 \left(\frac{\omega_L}{4C} n_L^3 r_{41} \cos \theta_L L m E_{sc} \right) \quad (\text{I-86})$$

4. CRITERES DE PERFORMANCE D'UN MATERIAU PHOTOREFRACTIF

4.1. Modulation d'indice

Le couplage et l'efficacité de diffraction dépendent directement du produit $n^3 r_{41} E_{sc}$. L'efficacité de diffraction dépend de plus de la modulation m . Deux cas de figure sont possibles pour les sillénites lorsque $E_D < E_0$.

α) Si le champ appliqué E_0 est nul ou faible devant le champ de diffusion E_D , alors $E_{sc} = E_D$. Si le champ appliqué est faible devant le champ de Debye E_0 mais grand devant E_D , alors $E_{sc} = E_0$.

Le champ de charge d'espace est alors fixé par les conditions expérimentales (pas du réseau ou champ appliqué). Le seul paramètre du matériau dont dépendent en régime stationnaire l'efficacité de diffraction et le couplage, est le coefficient électrooptique

effectif : $\frac{\hat{e}_i^* \times \hat{e}_j}{2 n \approx_0}$ ($i, j = 1$ ou $2 ; 3$ ou 4).

β) Lorsque E_0 est supérieur à E_D , alors $E_{sc} \approx E_0$. E_0 étant proportionnel à $\frac{N_A}{\epsilon^S \epsilon_0}$, les mécanismes dépendent cette fois de

$$n^3 \frac{N_A r_{41}}{\epsilon^S \epsilon_0}.$$

Pour un matériau donné, augmenter la densité de pièges N_A permet d'augmenter E_0 . La densité de pièges est donc un paramètre du matériau important et ce, d'autant plus que $n^3 \frac{r_{41}}{\epsilon^S \epsilon_0}$ est un rap-

port sensiblement constant pour tous les matériaux photoréfractifs [34].

4.2. Sensibilité

La sensibilité photoréfractive peut être définie comme la modulation d'indice créée par une densité d'énergie absorbée unité [34]. Elle permet de comparer les performances de matériaux de coefficients d'absorption différents.

$$s = \frac{1}{\alpha I} \left. \frac{d\delta n}{dt} \right|_{t \approx 0} \quad (\text{I-87})$$

où α est le coefficient d'absorption et I l'intensité lumineuse. La cinétique d'établissement du champ de charge d'espace, $f(t)$, sera établie dans la partie II. Pour la variation d'indice, nous écrivons simplement :

$$\delta n(t) = - \frac{n^3}{2} r_{41} m E_{sc} f(t) \quad (\text{I-88})$$

Aux temps t faibles devant la constante d'établissement τ de l'effet photoréfractif, $f(t)$ est une fonction linéaire du temps :
 $f(t) \approx \frac{-t}{\tau}$.

On définira d'autre part la longueur de diffusion L des charges libres par :

$$L^2 = \frac{\mu}{\gamma_R N_A} \frac{1}{E_D k_R} \quad (\text{I-89})$$

En introduisant la constante de temps de relaxation diélectrique $\tau_{di} = \frac{\epsilon^s \epsilon_0}{\mu n_0 e}$ dans (I-89) et en remplaçant la densité de charges

libres n_0 par sa valeur (équation (I-49)), on obtient :

$$L^2 = \frac{\varepsilon^S \varepsilon_0}{\tau_{di} E_D k_R e} \frac{1}{S(N_D - N_A)} \quad (I-90)$$

où $S(N_D - N_A) = \frac{\alpha Q}{\hbar \omega}$ est le taux de génération de porteurs libres par unité d'intensité lumineuse, Q le nombre de charges excitées par photon incident, \hbar la constante de Planck divisée par 2π , ω la pulsation de l'onde. La sensibilité s'écrit donc :

$$s = \frac{1}{2} (m E_D k_R e) n^3 \frac{r_{eff}}{\varepsilon^S \varepsilon_0} E_{sc} L^2 \frac{Q}{\hbar \omega} \frac{\tau_{di}}{\tau} \quad (I-91)$$

- $n^3 \frac{r_{eff}}{\varepsilon_0 \varepsilon^S}$ varie très peu d'un matériau photoréfractif à un autre ;

- E_{sc} est soit indépendant des paramètres du matériau, soit dépendant de N_A (voir équations (I-52) à (I-56)) ;

- $\frac{\tau_{di}}{\tau}$ dépend uniquement de N_A et L (comme nous le montrerons au chapitre II-2-1).

La sensibilité photoréfractive dépend donc principalement de N_A et L .

5. CONCLUSION

L'étude du mécanisme de transport des charges et de la propagation des ondes dans les matériaux photoréfractifs permet d'exprimer l'efficacité de diffraction du réseau d'indice et le gain de couplage d'ondes. Dans le cadre d'un modèle à un type de porteurs de charge et un type de centres photoexcitables, ces grandeurs sont entièrement déterminées par deux paramètres physiques : N_A , la densité de centres ionisés dans le noir, L la longueur de diffusion des porteurs de charge. Nous montrerons que la connaissance d'un paramètre supplémentaire, la photoconductivité σ' , permet de déterminer également la cinétique de l'effet photoréfractif. L'étude qui suit porte principalement sur la détermination expérimentale par méthode optique de ces trois paramètres.

<p style="text-align: center;">PARTIE II</p> <p style="text-align: center;">CARACTERISATION PHOTOREFRACTIVE PAR DIFFRACTION</p> <p style="text-align: center;">D'ONDE SUR UN RESEAU EPAIS INSCRIT DANS LE BGO</p>
--

Dans le but d'optimiser l'effet photoréfractif dans le BGO pour des applications diverses, il est nécessaire de déterminer les propriétés optiques du matériau, en particulier en ce qui concerne les paramètres photoréfractifs.

Les grandeurs physiques caractéristiques de l'effet sont la photoconductivité, la longueur de diffusion des porteurs de charge, la densité de centres ionisés dans le noir, le signe des porteurs de charge majoritaires, le temps de mémorisation. Par caractérisation systématique d'échantillons de cristallogénèse voisine nous cherchons l'influence du dopant sur les propriétés du matériau. Cette étude s'insère dans le cadre d'une collaboration avec différents laboratoires : le Laboratoire de Chimie du Solide du CNRS à Talence, le Laboratoire de Spectroscopie et d'Optique du Corps Solide du CNRS à Strasbourg, le Laboratoire Central de Recherches de Thomson à Corbeville et le Centre National d'Etudes et Télécommunications à Lannion.

Certains aspects de la cristallogénèse seront évoqués dans cette partie, suivis de la description de la méthode expérimentale et des résultats obtenus.

1. PRESENTATION DU $\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$

1.1. Cristallogénèse des cristaux de BGO

Les sillénites sont obtenus par action sur l'oxyde de Bismuth Bi_2O_3 d'oxydes tels que GeO_2 , SiO_2 , TiO_2 , Li_2O , ZnO . Leurs propriétés physiques sont voisines et nous étudierons plus particulièrement ici l'oxyde de Bismuth Germanium ($\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$) synthétisé à Talence.

La méthode employée est celle de Czochralski : un germe monocristallin orienté est mis en contact avec un bain fondu d'oxydes à 1000°C en proportions stoechiométriques. Ce germe est tiré verticalement de façon continue en même temps qu'il tourne sur lui-même. Une boule est obtenue dans laquelle sont découpés les échantillons à caractériser. La technique de fabrication, entièrement automatisée, contrôle la température d'un four 2 zones (50°C entre le haut et le bas du four), les dimensions du cristal, les vitesses de rotation et de translation du porte germe, l'asservissement des consignes de température. Ces améliorations de la technique de tirage ont permis d'obtenir des cristaux présentant une qualité optique et une homogénéité accrues à l'échelle de l'échantillon (environ 1 cm^3).

Il reste cependant des variations de concentration en impuretés entre le haut et le bas d'une même boule. Par exemple, la teneur en fer - élément toujours présent même dans les cristaux de BGO non dopés - varie parfois d'un facteur 3 entre le haut et le bas de la boule [35].

Le BGO, comme le BSO ou le BTO, cristallise dans une structure cubique centrée. Les travaux reportés dans la référence [36], décrivent la structure cristalline des sillénites : La maille du BGO représentée figure II-1, comporte deux motifs élémentaires avec un paramètre de maille qui varie pour nos cristaux de 1,0145 à 1,0148 nm entre le haut et le bas de la boule. Des cations Ge^{4+} situés au centre et au sommet d'un cube, sont entourés par 4 atomes d'oxygène constituant des tétraèdres parfaits (figure II-2). Ils sont liés à des groupements Bi_2O_8 assurant la cohésion de la maille.

Une analyse par résonance paramagnétique électronique a montré que le fer sous forme d'ion Fe^{3+} est présent en site germanium dans la plupart des cristaux. Lors du dopage, des oxydes V_2O_5 , Cr_2O_3 , Fe_2O_3 ou Nd_2O_3 sont introduits dans le bain fondu. Le chrome et vanadium, au degré d'oxydation V, se substituent au germanium en site tétraédrique. Le néodyme à l'état trivalent est localisé en site octaédrique à la place de Bi^{3+} . Il existe aussi une surstoéchiométrie en bismuth qui a été analysée par sonde PIXE. Ceci correspond à des substitutions d'ions Ge^{4+} par des ions Bi^{5+} . Considérant les défauts intrinsèques du cristal de BGO, on aboutit finalement à la formule chimique suivante :



où \square représente des lacunes de germanium.

Les échantillons que nous avons caractérisés à l'Institut d'Optique ont été dopés de façon à affecter soit les sites octaédriques (cas du cristal excédentaire en bismuth et celui dopé au néodyme) soit les sites tétraédriques (cas du dopage au chrome), soit de façon à affecter les sites tétraédriques sans

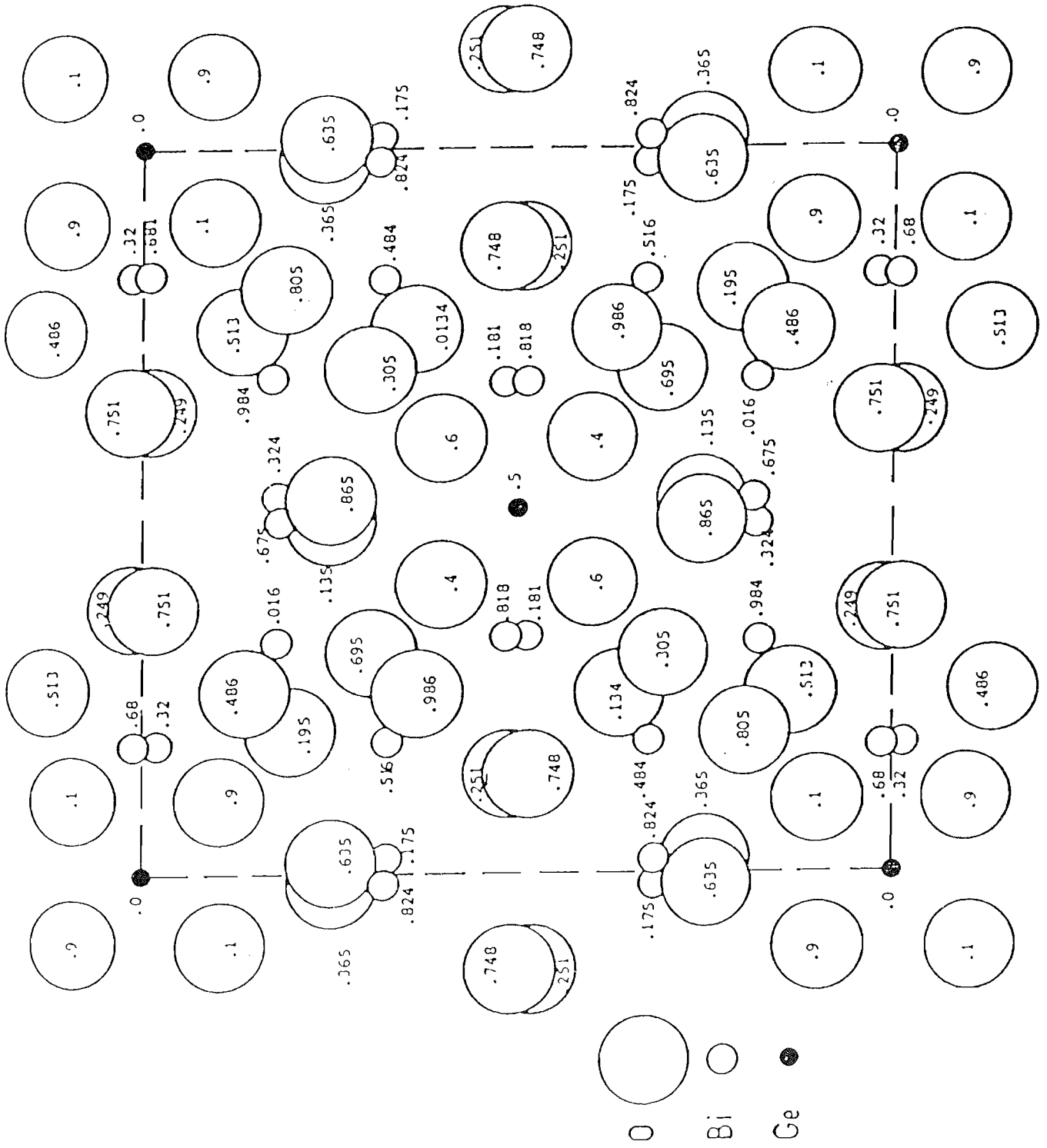


figure II.1 : Projection de la structure de $\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$ sur le plan (001).

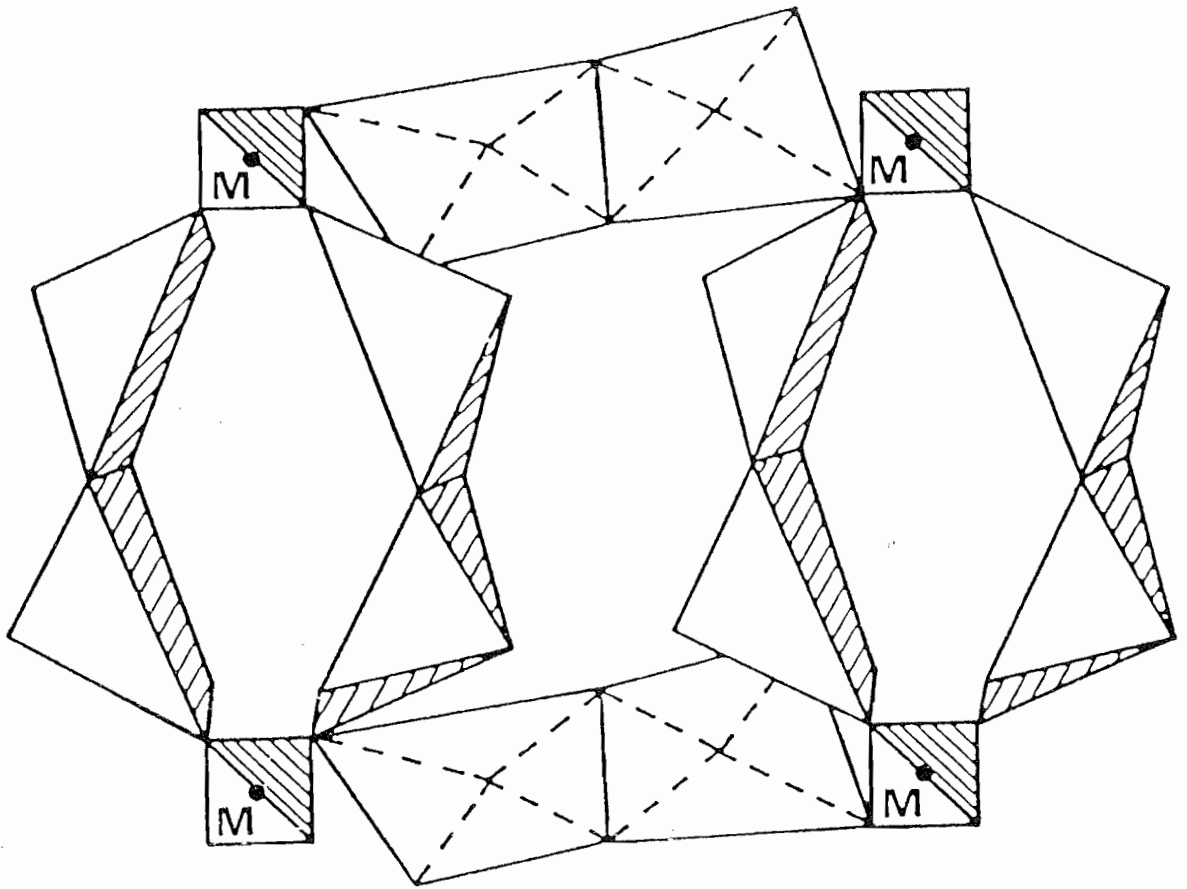
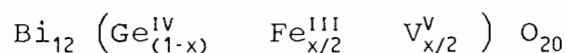


figure II.2 : Enchaînement des polyèdres Bi_2O_8 et des tétraèdres MO_4 dans le réseau sillénite.

créer de lacunes d'oxygène (cas du dopage au fer-vanadium). Dans ce dernier cas, le composé est :



Un échantillon non dopé, recuit sous oxygène à 850°C, sert de référence. Les divers paramètres mesurés sur nos échantillons sont reportés dans le tableau II-1.

nom	9	19-2-2 R H ou B	46-6-1 R H ou B	37-9-2 BR	42-5 HR
dopage	non dopé recuit	excès de Bi recuit	Nd	Fe-V	Cr
dopant ppm (bain)	non	excès de 36 %	500	Fe : 22 V : 20	90
maille nm	-	1,0148	-	1,0146	1,0148
fer ppm (échantillon)	traces	traces	-	5,7	-
Bi/Ge	13,3	12,3	-	11,9 ± 0,3	12,6 ± 0,2

Tableau II.1 (Laboratoire de Chimie du Solide de Talence)[35]

1.2. Schéma de bandes

Les sillénites présentent une large bande d'absorption comprise entre 2,3 et 3,2 eV, qui explique sa couleur jaune. La largeur de bande interdite de 3,2 eV est attribuée aux motifs de BiO de la maille [36,37].

Les avis divergent sur l'origine des niveaux présents dans la bande interdite et de nombreuses études ont été menées par la méthode des courants stimulés thermiquement [38], thermoluminescence [35], photoluminescence [39] ou spectroscopie des transitoires photoinduits [40].

Un épaulement de la courbe d'absorption dans le bleu-vert correspondant à une zone de forte photoconductivité conduit à penser qu'il existe des centres - que nous noterons A - ayant un niveau d'énergie minimal à 2,2 eV sous la bande de conduction et susceptibles de libérer un électron [37]. Ils auraient pour origine un défaut de la maille cristalline : un atome trivalent de bismuth se substitue à un atome tétravalent de germanium en site tétraédrique et s'accompagne de la perte d'un électron issu des atomes d'oxygène environnants. Ces centres ont une concentration de $6 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ pour le BGO ($2 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ pour le BSO). Des centres - dits centres B - en densité proche de 10^{16} cm^{-3} situés à 1,3 eV sous la bande de conduction sont susceptibles d'accepter un électron. Une série de centres situés entre 0,2 et 0,70 eV sous la bande de conduction ont également été mis en évidence [42,43].

Dans le modèle de l'effet photoréfractif décrit au chapitre I-3-1 les centres A et B (thermiquement stables) ont été regroupés en un type de centres dits "profonds" de densité $N_D \simeq 10^{19} \text{ cm}^{-3}$. Une proportion de ces centres $N_D^i \simeq 10^{15} - 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ existe dans le noir à l'état ionisé. Les centres situés entre 0,2 et 0,7 eV - dits centres "peu profonds" - sont excitablement thermiquement. Leur densité et leur section efficace sont en général peu élevées [43] et ils n'ont pas d'influence dans les expériences de diffraction en régime quasi continu. Cependant pour l'un de nos cristaux nous serons amenés à les prendre en considération comme nous l'exposons au chapitre II-3.

1.3. Caractéristiques optiques des cristaux étudiés

Indice de réfraction :

L'indice de réfraction du BGO varie entre 2,3 et 2,7 du vert au rouge. La figure II-3 représente la variation d'indice en fonction de la longueur d'onde pour des cristaux de dopage varié dont certains seront caractérisés dans cette étude. L'indice peut varier notablement entre le haut et le bas de la boule. Nous prendrons une valeur moyenne de $n = 2,6$ à $\lambda = 514$ nm.

Dureté :

L'indice de dureté du BGO est faible et variable en fonction des échantillons. Le polissage délicat de ce matériau est effectué à l'Institut d'Optique et permet d'obtenir un parallélisme à la teinte plate ainsi qu'une planéité meilleure que $\lambda/4$.

Coefficient d'absorption :

Les valeurs du coefficient d'absorption à $\lambda = 514$ nm pour les cristaux que nous allons étudier sont présentées dans le tableau suivant :

crystal	9	19	37	42	46
α (cm^{-1}) à 514 nm	1,6	0,85	1,3	20	1,1

La figure II-4 représente le coefficient d'absorption en fonction de la longueur d'onde pour des échantillons de dopage varié dont certains seront caractérisés dans ce travail. Excepté pour le BGO n° 42 dopé au chrome, les spectres d'absorption de ces matériaux sont assez semblables.

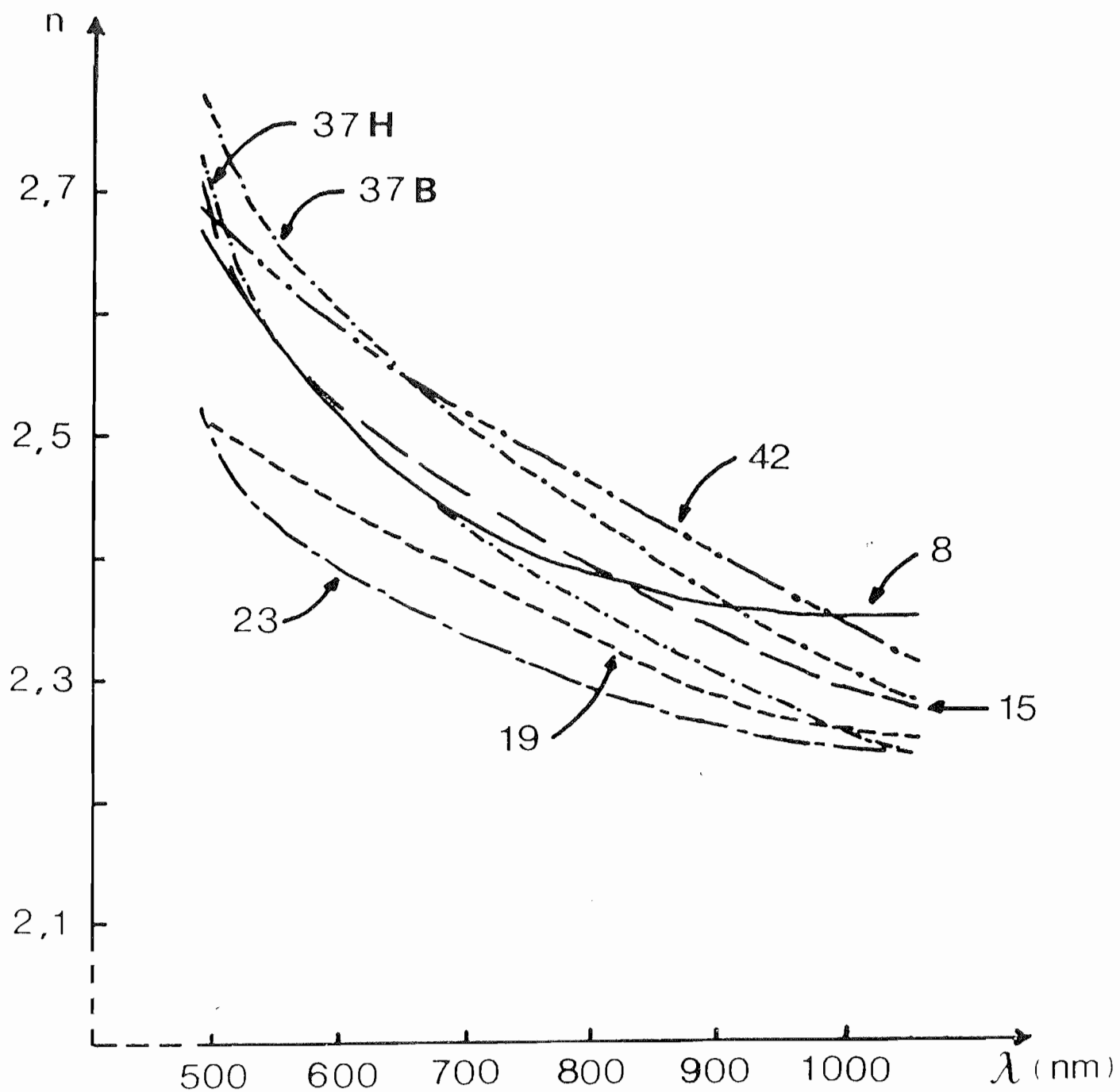


figure II.3 : Variation de l'indice de réfraction en fonction de la longueur d'onde pour des cristaux dopés (15,19,37,42) ou intrinsèques (8,23). Courbes du laboratoire de chimie du solide de Talence [35].

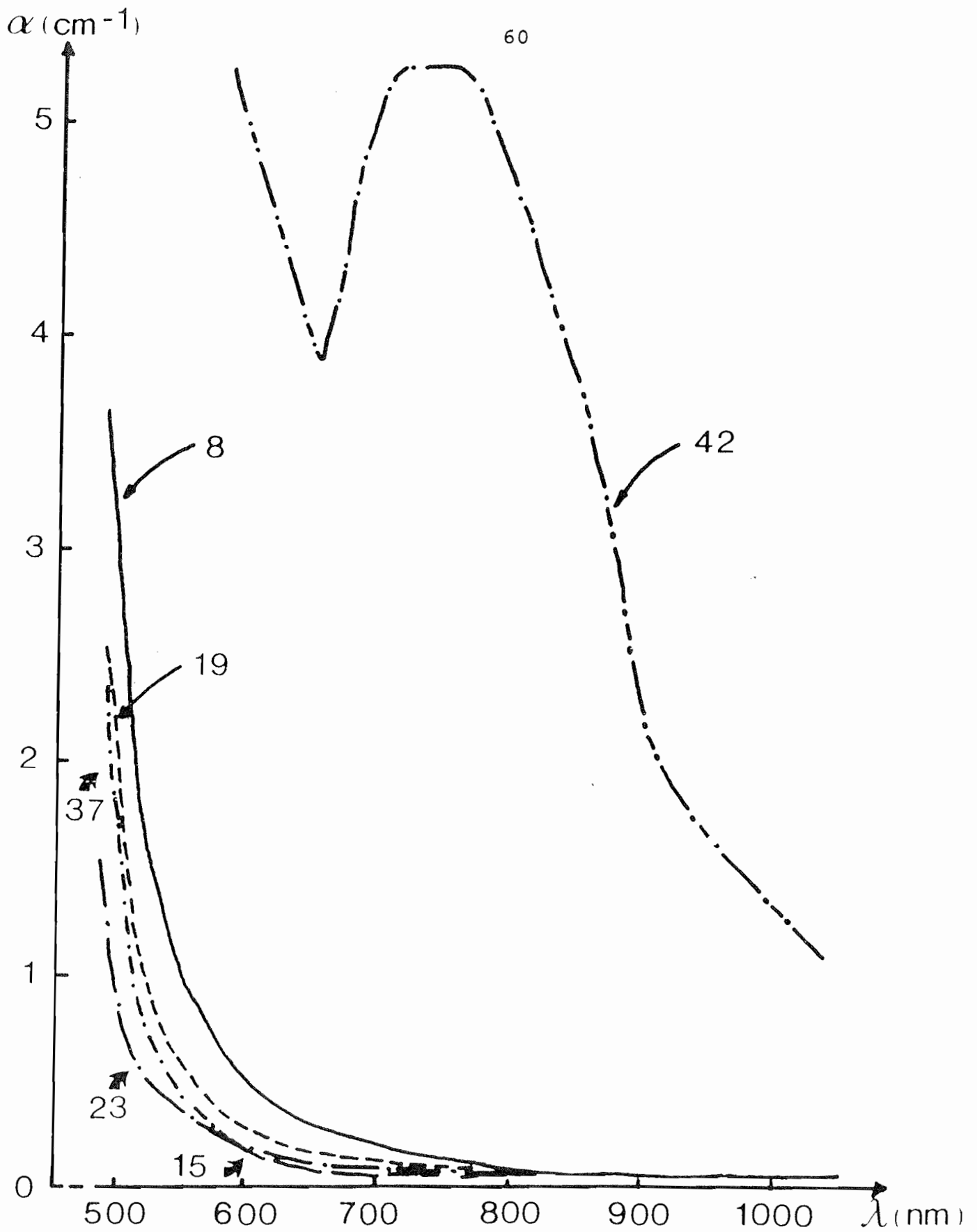


figure II.4 : Spectre d'absorption des cristaux purs ou dopés.
 Courbes du laboratoire de chimie du solide de Talence 1351.

Une étude détaillée du photocourant I_p pour les longueurs d'ondes comprises entre 500 et 1000 nm est représentée figure II-5. La photosensibilité varie notablement d'un échantillon à l'autre : à 514 nm, la photoconductivité du BGO n° 37 est 16 fois supérieure à celle du BGO n° 19. Pourtant, la photosensibilité dans le rouge reste toujours faible en comparaison de celle dans le vert : la photoconductivité de l'échantillon n° 37 est 50 fois supérieure à 514 nm qu'à 633 nm et 200 fois pour l'échantillon n° 19. La lecture à $\lambda = 633$ nm d'un hologramme inscrit dans le BGO l'affectera donc peu.

Par ailleurs la conductivité dans le noir du BGO contribue très peu à la photoconductivité du matériau lorsqu'il est éclairé. Typiquement pour une intensité I à $\lambda = 514$ nm :

$$\sigma \left|_{\Omega^{-1} \text{ cm}^{-1}} = 3 \cdot 10^{-14} + 6 \cdot 10^{-8} I \right|_{\text{W cm}^{-2}}$$

Pour une illumination $I = 1 \text{ mW/cm}^2$ la photoconduction est de 3 ordres de grandeurs supérieure à la conduction dans le noir.

Constante diélectrique statique :

La constante diélectrique "statique" ϵ^s a été mesurée à température ambiante entre 100 et 10000 Hertz [35]. Elle varie peu que les échantillons soient dopés ou non. Les valeurs obtenues sont reportées dans le tableau qui suit :

crystal	19	37	42
ϵ^s	48 ± 2	$47,7 \pm 0,8$	$48,9 \pm 0,8$

Pour nos travaux, nous adopterons la valeur moyenne $\epsilon^s = 48$.

$E_a = 5 \text{ kV/cm}$ $I = 10^{14} \text{ photons/cm}^2$

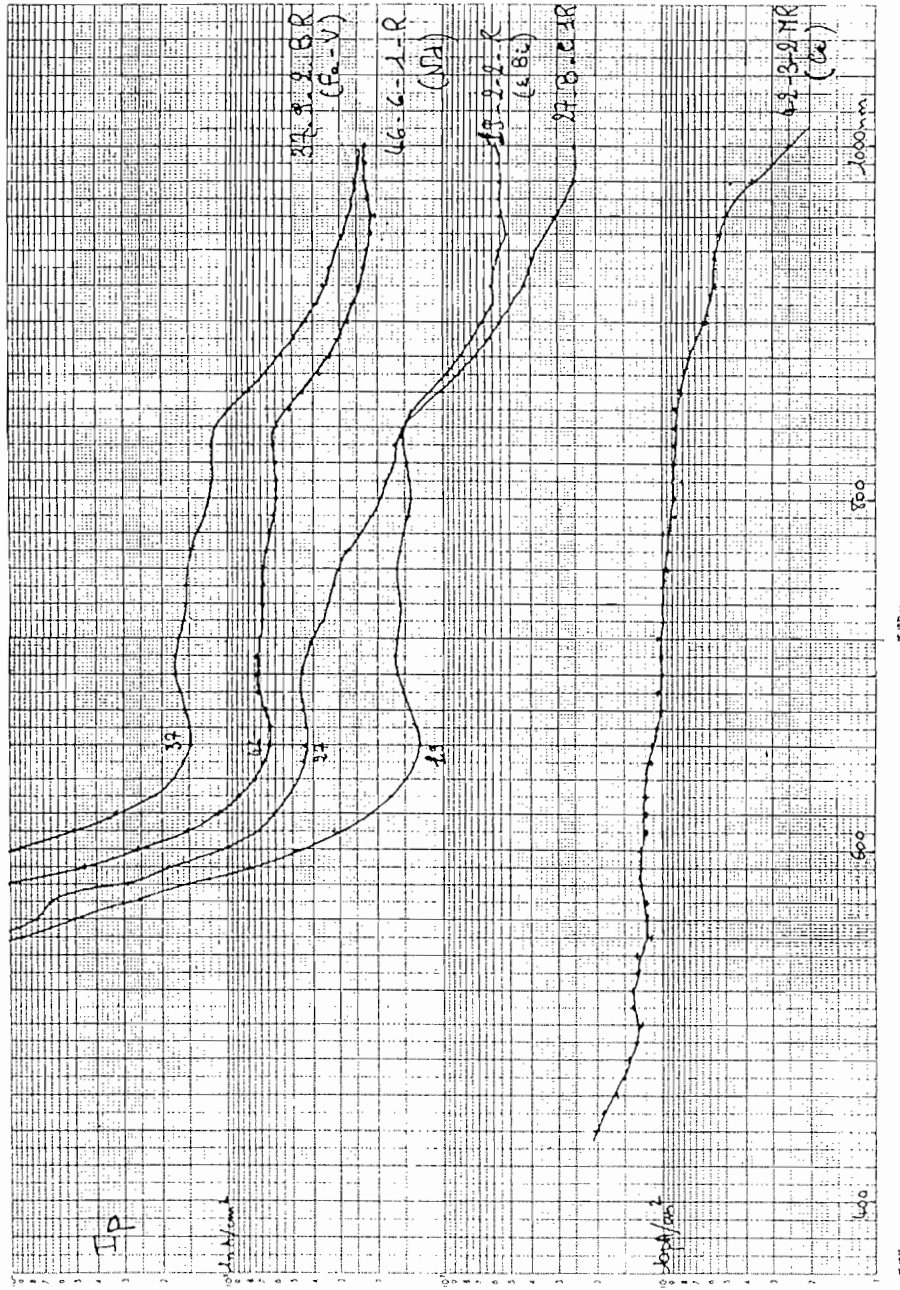


figure II.5 : Photoconductivité entre 500 nm et 1000 nm de cristaux purs (27) et dopés (19,37,42,46).
 Courbes du C.N.E.T. Lannion.

2. CARACTERISATION PHOTOREFRACTIVE DU MATERIAU

Cette caractérisation sera effectuée en se basant sur la méthode présentée dans la référence [44].

2.1. Les paramètres photoréfractifs du matériau définissant le module et la cinétique du champ de charge d'espace

Cinétique du champ de charge d'espace :

Nous étudions ici la cinétique de la modulation d'indice liée au champ de charge d'espace (relation (I-60)). Le cristal soumis à un champ électrostatique \vec{E}_0 est brusquement illuminé, soit par une intensité uniforme soit par une figure d'interférence.

L'évolution du réseau est analysée par observation de l'intensité du faisceau de lecture diffracté. Celui-ci a bien entendu une longueur d'onde située hors du domaine de photosensibilité du matériau (par exemple $\lambda = 633$ nm).

Pour cette étude, il est indispensable de se placer dans les hypothèses du modèle décrit dans la partie I-3-1 et en particulier à faible modulation d'illumination. Dans le cas d'un champ appliqué statique et pourvu que la densité de porteurs excités par l'illumination reste faible devant la densité de centres ionisés (i.e. l'effet n'est pas limité par le nombre de centres recombinants) les constantes de temps de l'équation d'évolution :

$$\frac{d^2 E_1(t)}{dt^2} + \frac{\partial E_1(t)}{\partial t} \left(\frac{1}{\tau_+} + j\omega_+ + \frac{1}{\tau_-} + j\omega_- \right) + (E_1(t) - E_{1st}) \times \left(\frac{1}{\tau_+} + j\omega_+ \right) \left(\frac{1}{\tau_-} + j\omega_- \right) = 0 \quad (\text{II-1})$$

s'expriment en fonction des paramètres du matériau. Pour la constante de temps rapide :

$$\begin{cases} \frac{1}{\tau_+} = \frac{1}{\tau_{di}} + \frac{1}{\tau_I} + \frac{1}{\tau_R} + \frac{1}{\tau_D} \\ \omega_+ = -\frac{1}{\tau_E} \end{cases} \quad (\text{II-2})$$

Pour la constante lente :

$$\begin{cases} \frac{1}{\tau_-} = \frac{1}{\tau_{di}} \frac{\left(1 + \frac{\tau_R}{\tau_D} + \frac{\tau_R}{\tau_{di}} + \frac{\tau_R}{\tau_I} \right) \left(1 + \frac{\tau_R \tau_{di}}{\tau_D \tau_I} \right) + \left(\frac{\tau_R}{\tau_E} \right)^2 \left(\frac{\tau_{di}}{\tau_I} \right)}{\left(1 + \frac{\tau_R}{\tau_D} + \frac{\tau_R}{\tau_{di}} + \frac{\tau_R}{\tau_I} \right)^2 + \left(\frac{\tau_R}{\tau_E} \right)^2} \\ \omega_- = \frac{1}{\tau_{di}} \frac{\frac{\tau_R}{\tau_E} \left(\frac{\tau_{di}}{\tau_I} + \frac{\tau_R}{\tau_I} + \frac{\tau_R \tau_{di}}{\tau_I^2} - 1 \right)}{\left(1 + \frac{\tau_R}{\tau_D} + \frac{\tau_R}{\tau_{di}} + \frac{\tau_R}{\tau_I} \right)^2 + \left(\frac{\tau_R}{\tau_E} \right)^2} \end{cases} \quad (\text{II-3})$$

avec :

τ_R la constante de temps de recombinaison des charges

τ_{di} la constante de temps de relaxation diélectrique : $\tau_{di} = \frac{\epsilon_0 \epsilon^s}{e \mu n_0}$

τ_D la constante de temps de diffusion : $\tau_D = \frac{e}{\mu k_B T k_R^2}$

τ_E la constante de temps d'entraînement sous champ : $\tau_E = \frac{1}{\mu k_R E_0}$

$$\tau_I = \frac{1}{SI + \gamma_R n_0}.$$

L'équation (II-1) peut se résoudre directement et l'évolution du champ de charge d'espace est bi-exponentielle. Pour nos valeurs d'illuminations et de champs électriques, l'ordre de grandeur de $\frac{1}{\tau_+} + j\omega_+$ est déterminé par τ_D ou τ_R tandis que $\frac{1}{\tau_-}$ et ω_- sont au plus égaux à $\frac{1}{\tau_{di}}$. Dans les expériences que nous mènerons, la densité de charges libres n_0 est faible devant la densité effective de centres $N_E = N_A \frac{N_D - N_A}{N_D}$.

Sous champ continu, la constante de temps rapide ne sera pas détectable aux échelles de temps de notre étude. L'équation (II-1) peut donc se simplifier de la façon suivante :

$$\frac{dE_1(t)}{dt} + (E_1(t) - E_{1st}) \left(\frac{1}{\tau_-} + j\omega_- \right) = 0 \quad (\text{II-4})$$

Dans ce cas, la cinétique du champ de charge d'espace est mono-exponentielle.

Par ailleurs, en raison de la faible illumination, $\frac{1}{\tau_{di}}$ et $\frac{1}{\tau_I}$ sont négligeables devant $\frac{1}{\tau_R}$. Les expressions (II-3) se simplifient en fonction des grandeurs suivantes :

la longueur de diffusion :

$$L = (\kappa)^{-1} = \left(\mu \frac{k_B T \tau_R}{e} \right)^{1/2} \quad (\text{II-5})$$

la longueur d'écran de Debye :

$$L_o = (k_o)^{-1} = \left(\frac{\epsilon_o \epsilon^s k_B T}{N_E e^2} \right)^{1/2} \quad (\text{II-6})$$

On obtient alors les expressions suivantes :

$$\left\{ \begin{array}{l} \tau = \tau_{di} \left(\frac{k_o}{\kappa} \right)^2 \frac{(\kappa^2 + k_R^2)^2 + \left(\frac{k_R e}{k_B T} E_o \right)^2}{(k_R^2 + \kappa^2) (k_R^2 + k_o^2) + \left(\frac{k_R e}{k_B T} E_o \right)^2} \\ \omega = \frac{1}{\tau_{di}} \left(\frac{\kappa}{k_o} \right)^2 \frac{(\kappa^2 - k_o^2) \left(\frac{k_R e}{k_B T} E_o \right)}{(\kappa^2 + k_R^2)^2 + \left(\frac{k_R e}{k_B T} E_o \right)^2} \end{array} \right. \quad (\text{II-7})$$

Par conséquent, dans ces conditions expérimentales, la cinétique du champ de charge d'espace sous illumination continue est reliée à deux paramètres expérimentaux :

- le champ appliqué E_o
- le pas du réseau $\Lambda = \frac{2\pi}{k_R}$

et à trois paramètres du matériau :

- le nombre de sites effectifs N_E (par k_o)
- la longueur de diffusion $L = \frac{1}{\kappa}$
- la constante de relaxation diélectrique τ_{di} .

Remarquons dès à présent que les ordres de grandeur de N_A et N_D donnés dans la partie II-1-2 permettent d'écrire $N_E \simeq N_A$.

A l'écriture du réseau, la condition initiale sera $E_1(t=0) = 0$ et l'état stationnaire $E_{1st} = m E_{sc} e^{i\psi}$. L'équation

d'évolution temporelle du champ de charge d'espace en réponse à une "marche" d'illumination est :

$$E_1(t) = m E_{sc} e^{i\psi} \left(1 - e^{-t \left(\frac{1}{\tau_c} + j\omega_c \right)} \right) \quad (\text{II-8})$$

A l'effacement du réseau sous illumination uniforme, $E_1(t=0) = m E_{sc} e^{i\psi}$ et $E_{1st} = 0$. L'évolution du champ de charge d'espace s'écrit alors :

$$E_1(t) = m E_{sc} e^{i\psi} e^{-t \left(\frac{1}{\tau_c} + j\omega_c \right)} \quad (\text{II-9})$$

Cinétique de l'efficacité de diffraction :

La cinétique du champ de charge d'espace est observable par diffraction d'une onde de lecture sur le réseau d'indice résultant de ce champ. Au chapitre I-3, nous avons établi la relation entre l'efficacité de diffraction (i.e. l'intensité de l'onde diffractée) et le champ de charge d'espace lorsque le cristal est en configuration "rendement".

Pour de faibles valeurs de l'efficacité de diffraction (de l'ordre du pourcent dans nos expériences) il est possible d'approximer l'équation (I-86) par :

$$\eta = \left(\frac{\omega_l \ell \cos\theta}{4c} \left| n_l^3 r_{41} \right| \left| E_1(t) \right| \right)^2 \quad (\text{II-10})$$

En reportant les expressions (II-8) et (II-9) dans l'équation (II-10), on voit que l'efficacité de diffraction s'établit avec une oscillation amortie et s'efface sans cette oscillation. Dans ce dernier cas, la constante de temps de l'efficacité de diffraction τ est reliée à τ_c par la relation simple : $\tau = \frac{\tau_c}{2}$. La figure

II-6 montre l'intensité du faisceau diffracté au cours d'un cycle inscription-effacement.

L'équation (II-9) montre qu'il existe une relation de phase entre le réseau de champ de charge d'espace - donc d'indice - et le réseau d'illumination. L'inscription sera donc très sensible à une variation de phase d'un faisceau d'écriture par rapport à l'autre (vibrations, variation de température...). Pour cette raison, il sera préférable d'étudier la cinétique du réseau à son effacement.

Méthode de détermination des paramètres :

L'efficacité de diffraction dépend donc de N_A , L et τ_{di} lorsque E_0 et k_R sont fixés.

Nous avons choisi de faire varier l'amplitude du champ appliqué [45] et non la période [46] du réseau inscrit. Cette période est fixée de façon à avoir un effet maximum du champ électrique sur la cinétique du champ de charge d'espace. Cette technique évite de modifier le montage à chaque mesure au prix d'une contrainte supplémentaire qui est la détermination du champ effectif à l'intérieur du cristal. En effet, le champ interne n'est en général pas égal au rapport de la tension appliqué à la distance inter-électrode : l'indice élevé du BGO (voir II-1-2) est responsable de réflexions internes importantes qui viennent interférer avec la figure d'illumination. Il peut en résulter des zones d'ombres près des électrodes, zones à faible photoconductivité qui contribuent à abaisser le champ total interne.

L'étalonnage du champ est effectué par des mesures simultanées de la photoconductivité et de l'efficacité de diffrac-

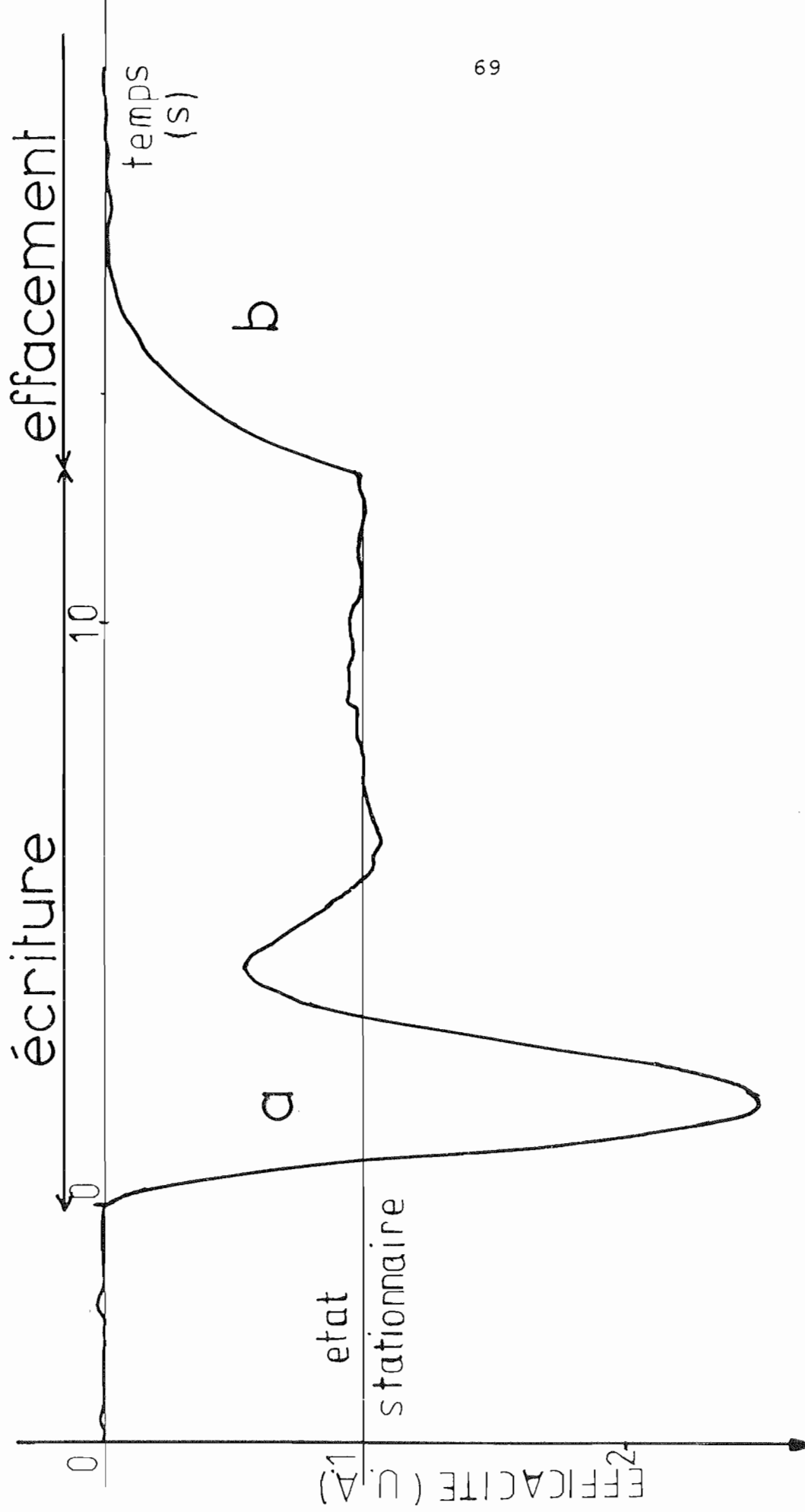


figure 11.6 : Exemple de cinétique de l'efficacité de diffraction sous un champ $E_a=2,4$ kV/cm : (a) écriture du réseau , (b) effacement du réseau.

tion à champs faibles. Une fois l'étalonnage effectué la détermination de τ_{di} est obtenue par des mesures de photocourant.

Les autres paramètres (N_A , L) sont déterminés à partir du tracé de la variation de la constante de temps en fonction du carré du champ. Les mesures de l'efficacité de diffraction à l'état stationnaire et la constante de temps du champ de charge d'espace à faibles champs électriques permettent de déterminer la longueur de diffusion L . Les mesures de la constante de temps de l'efficacité de diffraction à forts champs électriques permettent d'estimer la valeur de N_A .

2.2. Montage

Le dispositif expérimental est représenté figure II-7. La raie à 514 nm d'un laser argon - longueur d'onde située dans la zone de photosensibilité du BGO est utilisée pour l'inscription et l'effacement du réseau photoréfractif.

Le faisceau est divisé en deux parties :

- la première voie (écriture) est commandée par un obturateur acousto-optique dont le temps de réponse est inférieur à la microseconde. Cette modulation temporelle fournit les cycles d'écriture effacement. Ces faisceaux (E_1 et E_2) passent par un filtrage spatial afocal et interfèrent sur le cristal avec un angle choisi. L'ensemble de la lame séparatrice S2 et du miroir M2 constitue une ligne à retard qui permet d'égaliser les chemins optiques.

- la seconde voie (effacement) passe également par un filtrage spatial avant d'être séparée en deux faisceaux (F_1 et F_2). Ceux-ci éclairent le cristal par la face avant et la face arrière.

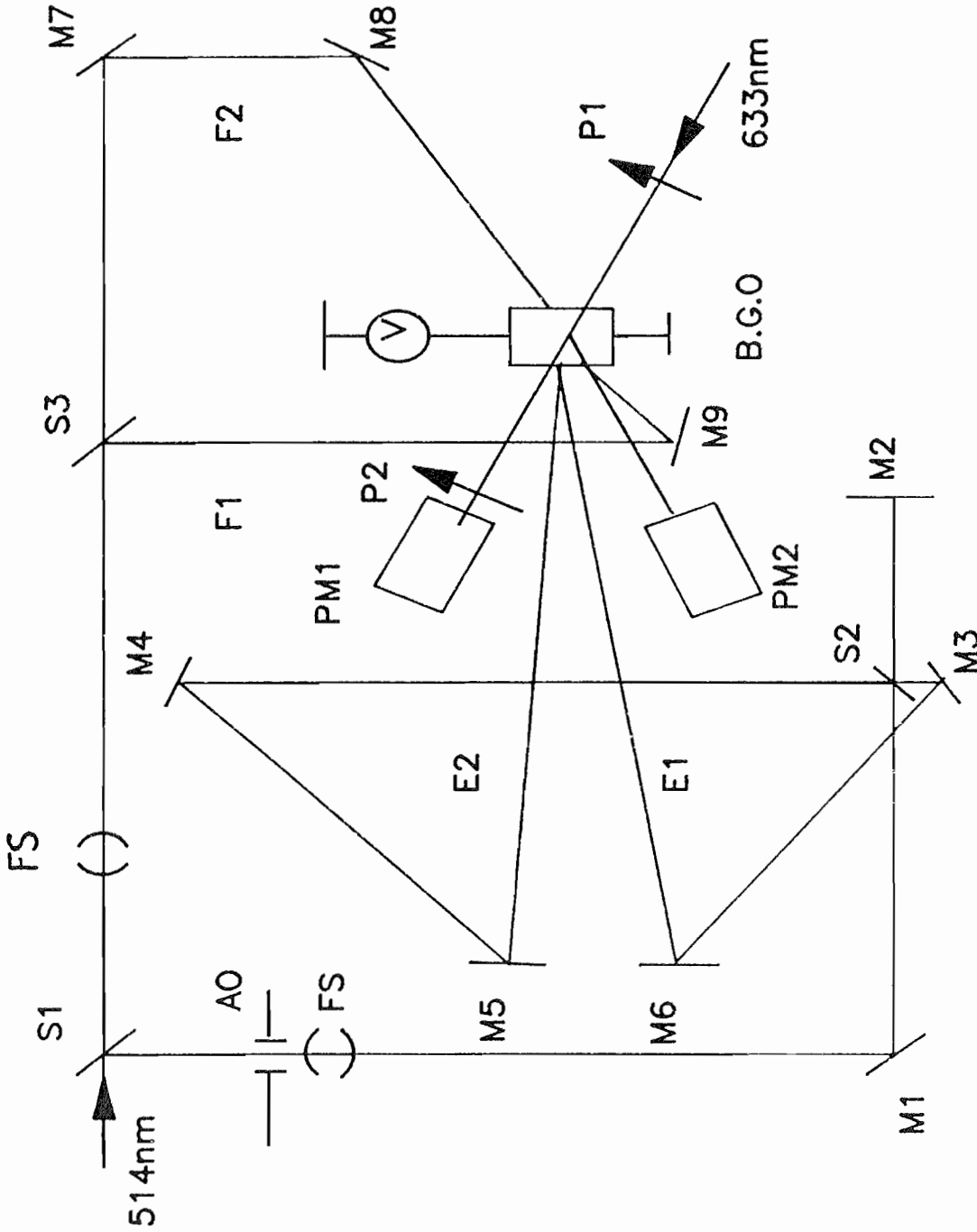


figure II.7 : Dispositif expérimental pour la caractérisation de cristaux photoréfractifs.
M : miroirs , S:lames séparatrices , P :polariseurs , FS :filtrages spatiaux,
AO :cuve acousto-optique , PM :photomultiplicateurs.

F_1 et F_2 effacent le réseau lorsque E_1 et E_2 sont éteints (obturateur fermé). Leur intensité est grande devant celle de la voie d'écriture assurant d'une part une faible modulation de l'illumination et d'autre part une variation négligeable de l'illumination totale au cours d'un cycle inscription effacement. Ce point important est destiné à conserver n_0 constant (modèle quasi continu) ainsi qu'un champ électrique constant à l'intérieur du cristal au cours du cycle comme nous le verrons par la suite.

Enfin, parce qu'ils sont contrepropageants, ces faisceaux maintiennent une illumination uniforme dans le volume du matériau dont l'absorption n'est pas négligeable à 514 nm. Ainsi, l'illumination dont dépend la cinétique du champ de charge d'espace, sera identique sur toute l'épaisseur du cristal (voir figure II-8). L'obturateur commande les cycles d'inscription effacement : {écriture : $E_1 E_2 F_1 F_2 =$ ouverts} , effacement : { $E_1 E_2 =$ fermés et $F_1 F_2 =$ ouverts}.

L'étude de l'évolution du réseau est effectuée avec un laser Hélium-Néon ($\lambda_1 = 633$ nm) dont l'orientation est ajustée à l'incidence de Bragg sur le réseau inscrit. Ce faisceau est étendu et polarisé rectilignement. La lumière diffractée est recueillie sur un photomultiplicateur PM2 dont le signal est observé sur un oscilloscope à mémoire. Le faisceau transmis, passe à travers un analyseur A réglé à l'extinction en l'absence de champ appliqué au cristal. Lorsque une tension électrique est appliquée, le photomultiplicateur PM1, placé après P_2 permet grâce à l'effet électrooptique de contrôler le champ appliqué. Dans cette expérience, le champ électrique appliqué au cristal est parallèle à direction cristallographique [110]. Les contacts sont réalisés sur toute la face du cristal par de la laque à l'argent.

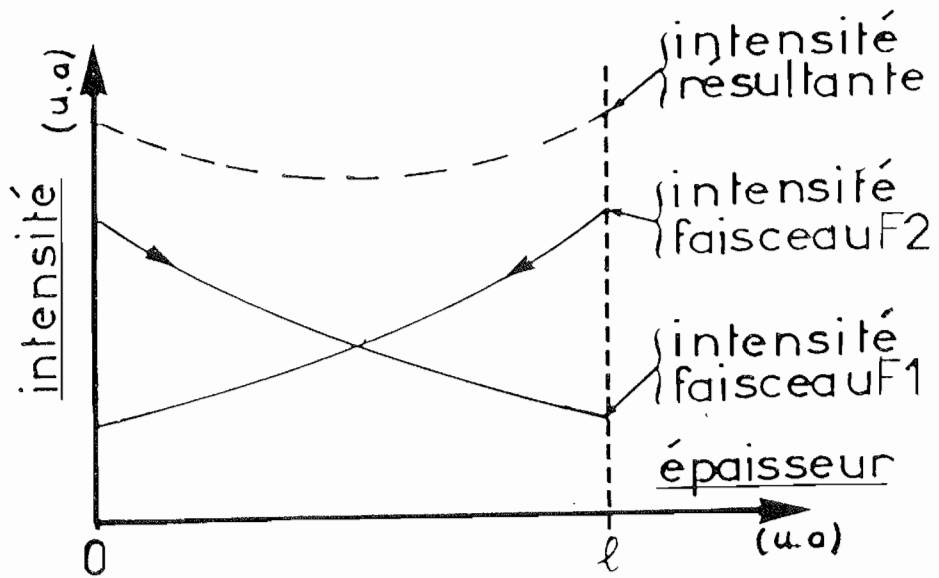


figure 11.8 : Intensité lumineuse dans le cristal éclairé par F1 et F2.

2.3. Contrôle des conditions d'expériences

Pour assurer la cohérence des résultats expérimentaux avec les prévisions théoriques, un certain nombre de contrôles des conditions expérimentales doivent être effectués. Ces contrôles sont de trois types :

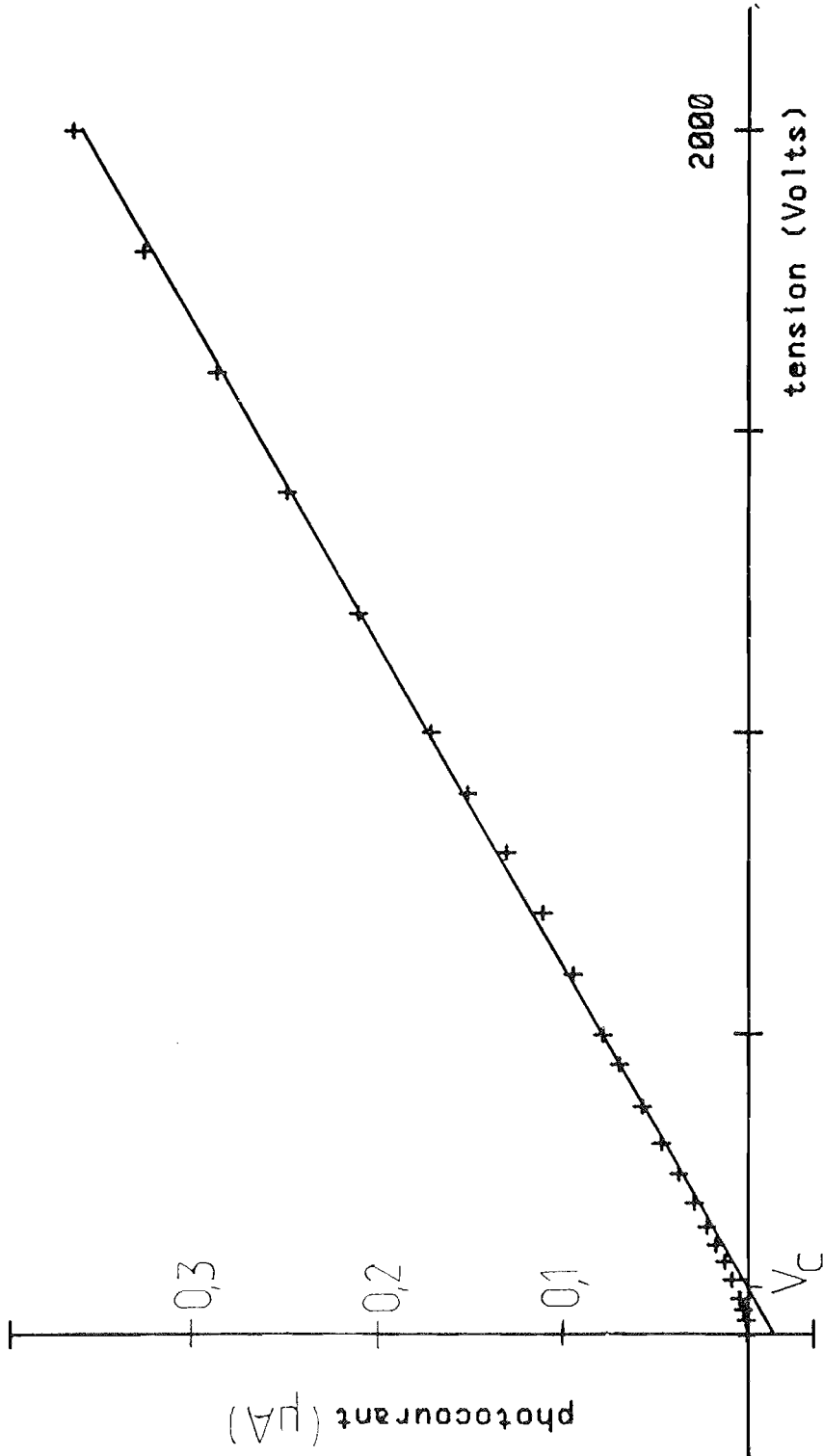
- des mesures de photocourant,
- des mesures de l'effet électrooptique,
- des mesures de cinétique du faisceau diffracté à l'écriture du réseau.

2.3.1. Le photocourant

Nous vérifions d'abord que la constante de temps rapide correspondant principalement à la cinétique du réseau de porteurs libres est bien négligeable devant la constante de temps du champ de charge d'espace. Pour cela, nous mesurons la constante de temps de recombinaison des porteurs libres τ_R et nous nous plaçons à une illumination telle que $\tau_R \ll \tau_L$.

Le principe de la mesure est le suivant :

- Lorsqu'une tension est appliquée au cristal, on détecte le photocourant sous forme d'une différence de potentiel aux bornes d'une résistance R en série avec le cristal. Nous vérifions que la relation courant-tension est linéaire au-dessus d'une tension coude V_c égale à quelques dizaines de volts. Un exemple de caractéristiques de courant tension est représenté figure II-9. Par suite, la densité de courant photoinduite par l'éclairement uniforme du cristal soumis à un champ \vec{E}_0 continu s'écrit :



B.G.O 9

Etalonnage du photocourant d'écriture sur 18 points
Tension de coude $V_c = 74V$

figure II.9 : Exemple de caractéristique courant-tension.

$$\vec{j} = \sigma \vec{E}_0 \quad (\text{II-11})$$

Dès les faibles illuminations ($100 \mu\text{W}/\text{cm}^2$ environ), la conductivité est:

$$\sigma = \sigma' I + \sigma_{\text{noir}} \simeq \sigma' I \quad (\text{II-12})$$

Si n_0 est la densité de charges libres créées par l'éclairement I , on a :

$$\sigma' I = e \mu n_0 \quad (\text{II-13})$$

Ainsi, la tension recueillie aux bornes d'une résistance R placée en série avec le cristal de BGO vaut :

$$v = e \mu n_0 R S E_0 \quad (\text{II-14})$$

où S représente la surface du cristal mesurée perpendiculairement à la direction du flux de courant.

Si E_0 ne varie pas durant l'expérience, les variations temporelles de v reproduisent celles de la densité de charge photoexcitées n_0 . Pour un créneau d'illumination, l'expression de n_0 déduite des équations (I-38) à (I-41) est :

$$n_0(t) = \tau_R S I (N_D - N_A) \left(1 - e^{-t/\tau_R}\right) \quad (\text{II-15})$$

La constante de temps d'établissement de v donne donc une mesure directe de τ_R .

Pour les cristaux que nous avons caractérisés les valeurs de τ_R varient de quelques dizaines à quelques centaines de microsecondes.

des. L'illumination sera donc choisie pour qu'au minimum τ_{di} soit de l'ordre de la dizaine de milliseconde.

2.3.2. Biréfringence du matériau

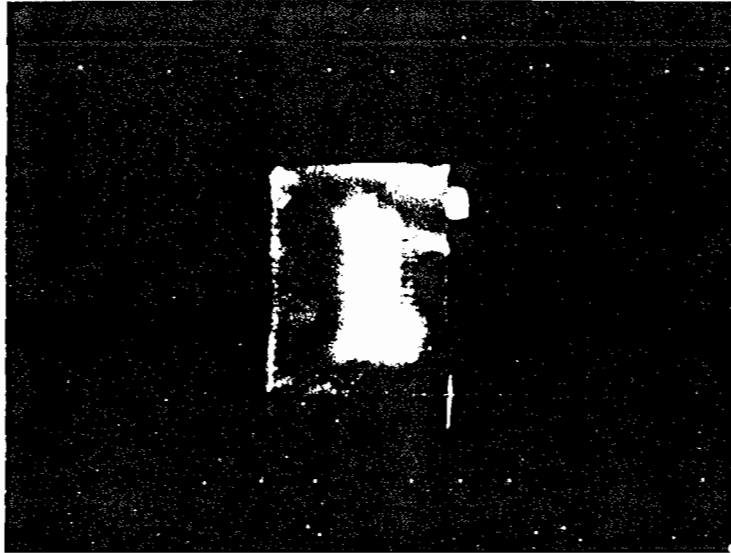
Le faisceau à $\lambda_l = 633$ nm est étendu et incident sur le cristal placé entre polariseurs. L'analyseur placé derrière le cristal est ajusté à l'extinction de façon à compenser la rotation de la polarisation (rectiligne) due à l'activité optique du BGO.

Mise en évidence des biréfringences accidentelles :

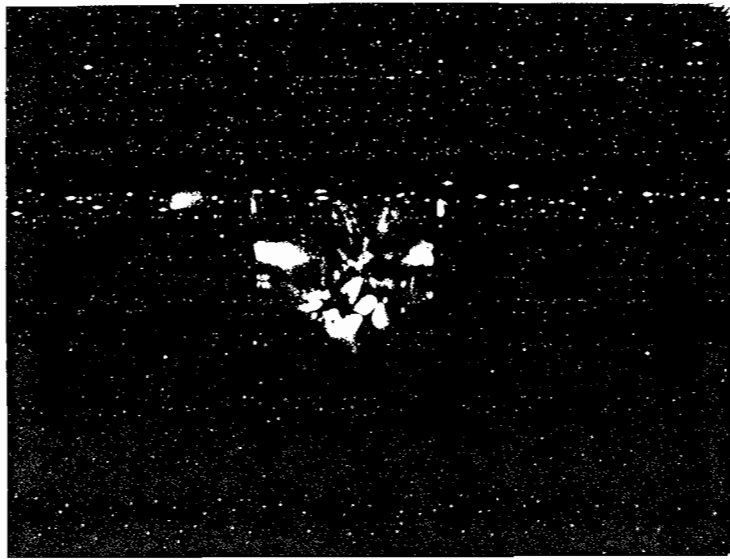
Si l'échantillon comporte des biréfringences accidentelles provenant de contraintes ou des conditions de croissance du cristal, l'extinction ne sera pas uniforme. On observe de cette façon une valeur moyenne de la biréfringence sur l'épaisseur de l'échantillon. Cette "carte" des biréfringences naturelles du matériau permet d'évaluer la fiabilité des mesures optiques à venir. Deux exemples de la transmission du système cristal entre polariseurs à l'extinction sont représentés figures II-10.a et II-10.b pour un cristal dopé au bismuth et au fer vanadium respectivement. Dans ce dernier cas, les biréfringences accidentelles sont trop importantes et variables d'un point à un autre pour que le cristal puisse être caractérisé.

Mesure du pouvoir rotatoire :

Le polariseur P1 et l'analyseur P2 sont tout d'abord croisés. L'introduction du cristal, entre eux, fait tourner la direction de vibration de l'onde émergente d'un angle $\rho\ell$. On rétablit l'extinc-



a



b

figure II.10 : Observation de la biréfringence naturelle dans B.G.O.
(a) cristal dopé au bismuth (n°19).
(b) cristal dopé au fer et au vanadium (n°37).

tion en tournant l'analyseur, d'un angle ϕ . L'ordre de grandeur ($\rho \approx 21^\circ \text{ mm}^{-1}$ à 633 nm) du pouvoir rotatoire du BGO permet de lever l'ambiguïté sur son sens (sauf si $\rho\ell = 90^\circ$). S'il tourne dans le sens inverse des aiguilles d'une montre en étant face à la source nous conviendrons qu'il est lévogyre et sera noté positivement.

Champ interne en fonction de la tension appliquée :

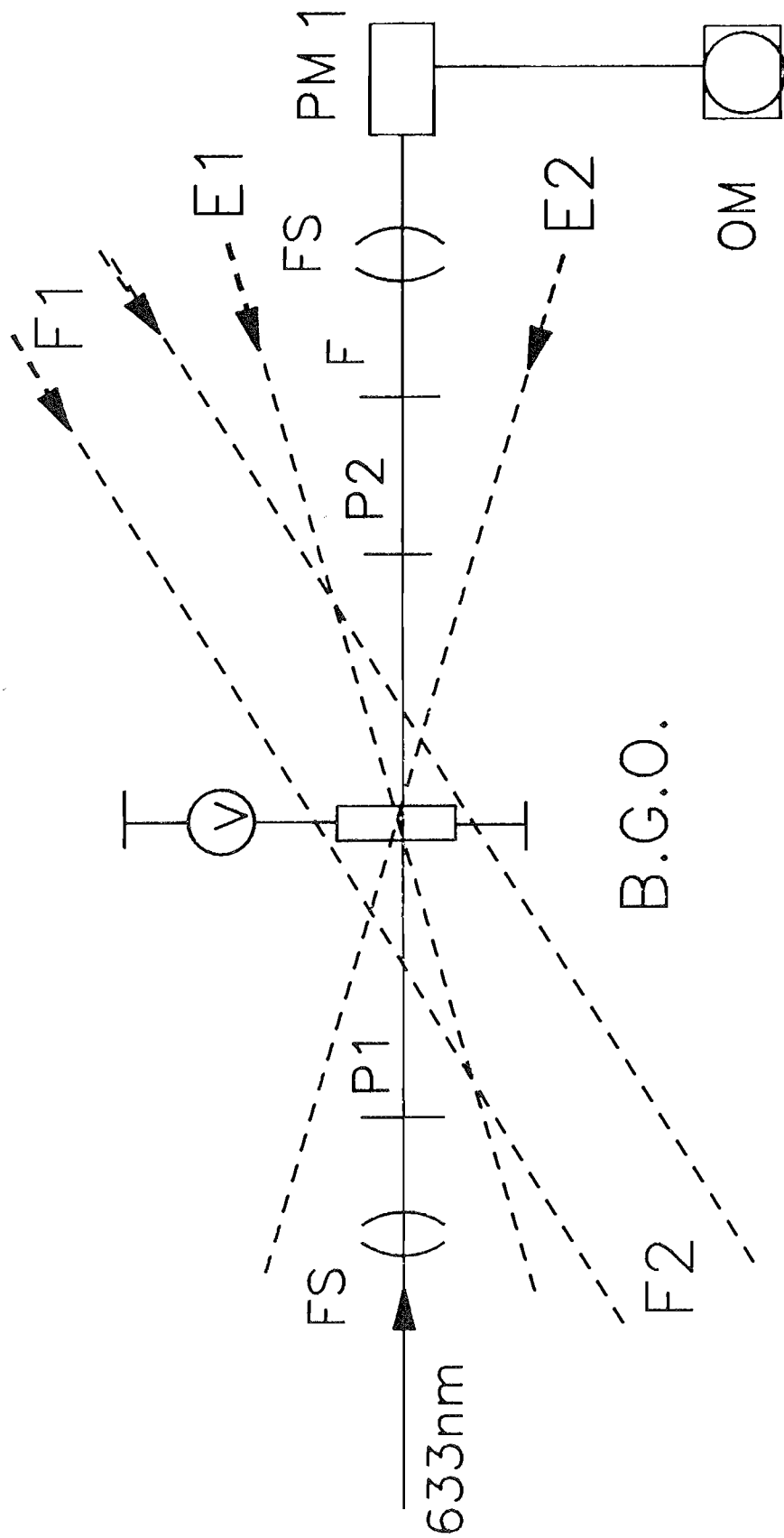
Lorsqu'un champ électrique est appliqué à l'échantillon, nous avons montré au chapitre I-2-3 que la transmission T du système cristal entre polariseurs pouvait être ajustée de façon à être proportionnelle au carré de la modulation d'indice. En configuration "rendement", la modulation d'indice vue par une onde incidente à l'angle θ_l avec la normale au cristal est $\delta n = n^3 r_{41} \cos\theta_l E_o$. La transmission du système est proportionnelle au carré du champ interne :

$$T = \left(\frac{\omega}{2c} \ell \frac{\sin\phi'}{\phi'} n^3 r_{41} \right)^2 E_o^2 \quad (\text{II-16})$$

avec $\phi' = \frac{\omega}{2c} \frac{\ell\Gamma}{\cos\theta_l}$.

En observant l'intensité du faisceau transmis recueillie sur le photomultiplicateur PM1 (voir figure II-11), on détermine la tension appliquée maximale V_l pour laquelle cette intensité est proportionnelle à la tension appliquée V_a au carré. La figure II-12 représente un exemple de relevé de la transmission en fonction de la tension au carré. Pour cette plage de tension, en vertu de l'équation (II-16), le champ interne sera proportionnel à V_a .

En théorie, connaissant Γ , r_{41} et d la distance inter-électrode, la pente p de la courbe $T = f((V_a - V_c)^2)$ permet de mesu-



P1,P2:polariseurs FS:filtrage spatial OM:oscilloscope à mémoire
 F:filtre

figure II.11 : Détail du montage représenté sur la figure II.7 pour la mesure de l'effet électro-optique pendant la caractérisation.

Intensité transmise (UA)

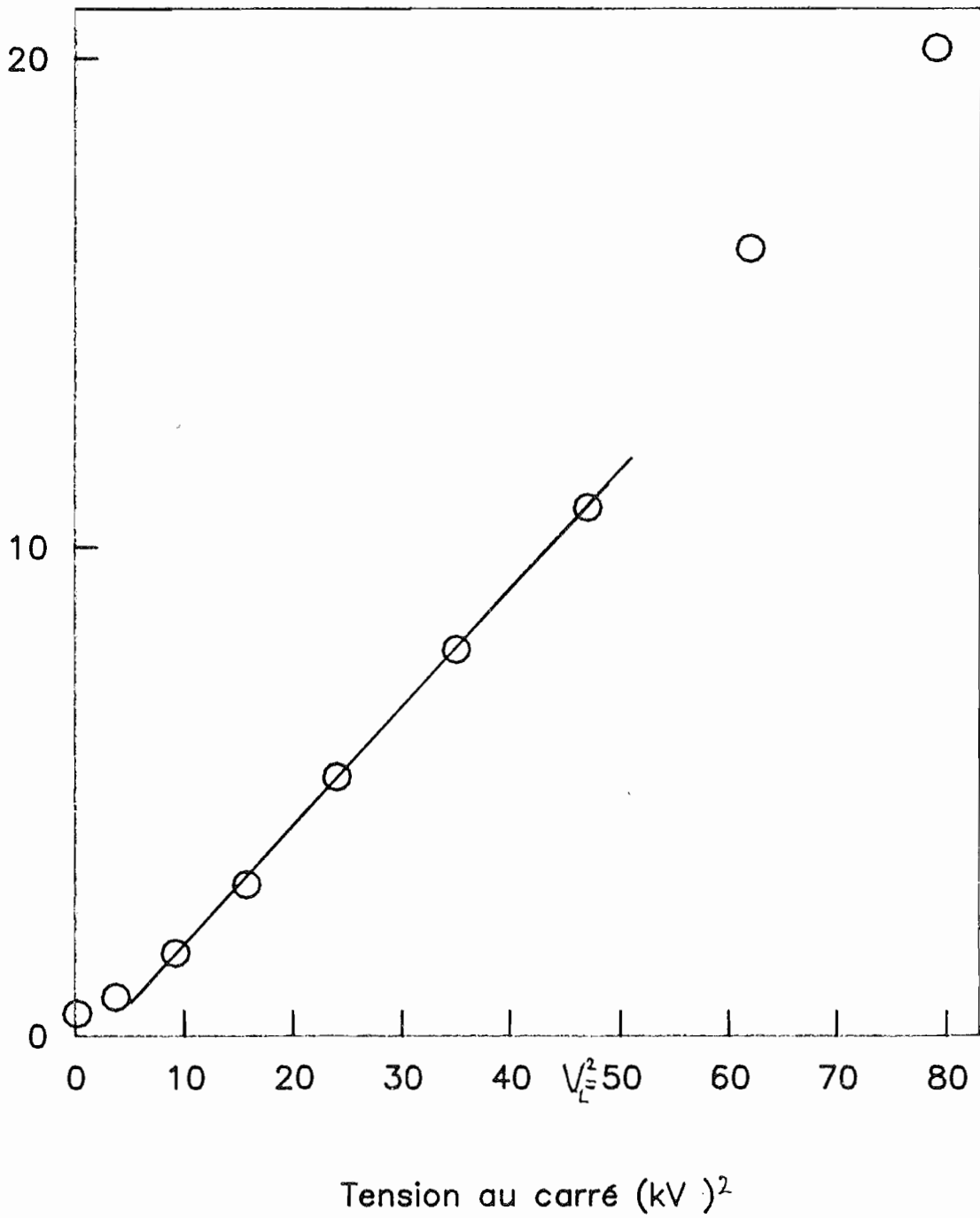


figure II.12 : Variation de l'intensité transmise par le cristal placé entre polariseurs en fonction de la tension appliquée.

rer le rapport $A = E_0 / [(V_a - V_c) / d]$ puisque :

$$p = \left(\frac{\omega}{2c} \ell \frac{\sin \phi'}{\phi'} n^3 r_{41} \right)^2 \left(\frac{A}{d} \right)^2 \quad (\text{II-17})$$

Cependant, étant donné la diversité des valeurs du coefficient électrooptique fournies par la littérature (voir au chapitre I-2-1) nous calculerons le champ interne par une autre méthode dont l'exposé sera donné au paragraphe II-2-4-2. Le tracé de cette courbe ne nous est nécessaire que pour déterminer la zone dans laquelle le champ est proportionnel à la tension appliquée .

Variations temporelles du champ interne :

Les éventuelles fluctuations du champ interne au cours du temps sont visualisées sur l'oscilloscope à mémoire. La "visualisation" du champ interne a lieu pendant toute la caractérisation à l'endroit du cristal où le champ de charge d'espace est étudié et dans les mêmes conditions d'illumination.

Il est important que le champ interne ne varie pas au cours d'un cycle inscription effacement. Si l'intensité de F_1 et F_2 est trop faible, la variation d'illumination entre l'écriture et l'effacement modifiera suffisamment la photoconduction pour que le champ interne ne soit plus constant. Chaque fois que cela est possible nous l'éviterons en augmentant l'intensité de F_1 et F_2 . Sinon nous relevons le rapport E_0 (écriture)/ E_0 (effacement). Cette mesure permettra l'étalonnage du champ interne en phase d'effacement.

2.3.3. Cinétique d'établissement de l'efficacité de diffraction.

L'amplitude de la suroscillation du faisceau diffracté à l'établissement du réseau photoréfractif décroît avec la modulation de l'illumination. Lorsque $m = 1$ la suroscillation n'existe plus.

L'observation de la cinétique d'établissement est donc un moyen de contrôle de la modulation. En tout cas, une suroscillation faible doit alerter l'expérimentateur en lui révélant que les hypothèses du régime quasi-continu ne sont plus vérifiées. En effet, si l'intensité lumineuse varie dans l'épaisseur du cristal (par exemple si les intensités de F_1 et F_2 sont très différentes ou trop faibles), le faisceau de lecture se diffractera sur des réseaux évoluant à des vitesses différentes et sa cinétique ne sera plus celle d'un oscillateur harmonique unique. La présence d'une suroscillation à l'établissement du réseau est une condition nécessaire pour que les caractérisations soient valables par le modèle décrit au chapitre I. La figure II-6 représente une suroscillation typique.

2.4. Détermination des paramètres

Les contrôles sur l'illumination, la modulation et le champ interne décrits du chapitre précédent assurent que les conditions expérimentales pour lesquelles la théorie a été développée au chapitre II-1 sont remplies. Nous pouvons maintenant étudier la constante de temps de décroissance du champ de charge d'espace en fonction du champ électrique afin de mesurer les paramètres N_A , L et τ_{di} .

2.4.1. Cinétique d'effacement du réseau en fonction du champ électrique

Sous illumination uniforme, on enregistre la cinétique du faisceau diffracté au cours de l'effacement du réseau pour diverses valeurs de la tension appliquée. Ces relevés sont moyennés à l'oscilloscope à mémoire sur au moins 8 cycles inscription-effacement. Puisque l'efficacité est faible, les courbes sont décrites par une monoexponentielle décroissante que nous ajustons par :

$$\eta(E_0, t) = P_0(E_0) + P_1(E_0) e^{-P_2(E_0) t} \quad (\text{II-18})$$

en prenant l'origine des temps au début de l'effacement et où P_0 prend en compte le bruit de fond. On détermine alors l'efficacité de diffraction :

$$\eta(E_0, 0) - \eta(E_0, \infty) = \eta(E_0) = P_1(E_0) \quad (\text{II-19})$$

et la constante de temps du champ de charge d'espace :

$$\tau_c(E_0) = \frac{2}{P_2(E_0)} \quad (\text{II-20})$$

Le tracé de $\ln(\eta(E_0, t) - P_0(E_0))$ en fonction du temps permet de visualiser si la courbe est ou non exponentielle et éventuellement d'évaluer les écarts avec la courbe théorique. Un exemple de décroissance mono-exponentielle et de courbe \ln associée est représenté sur les figures II-13 a et b.

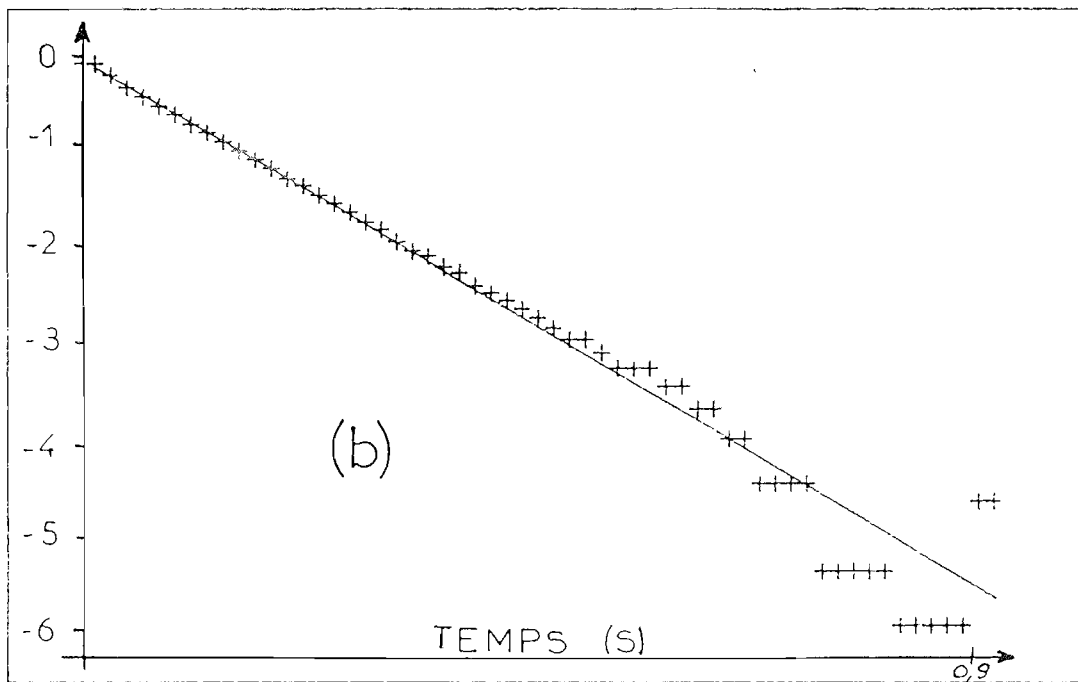
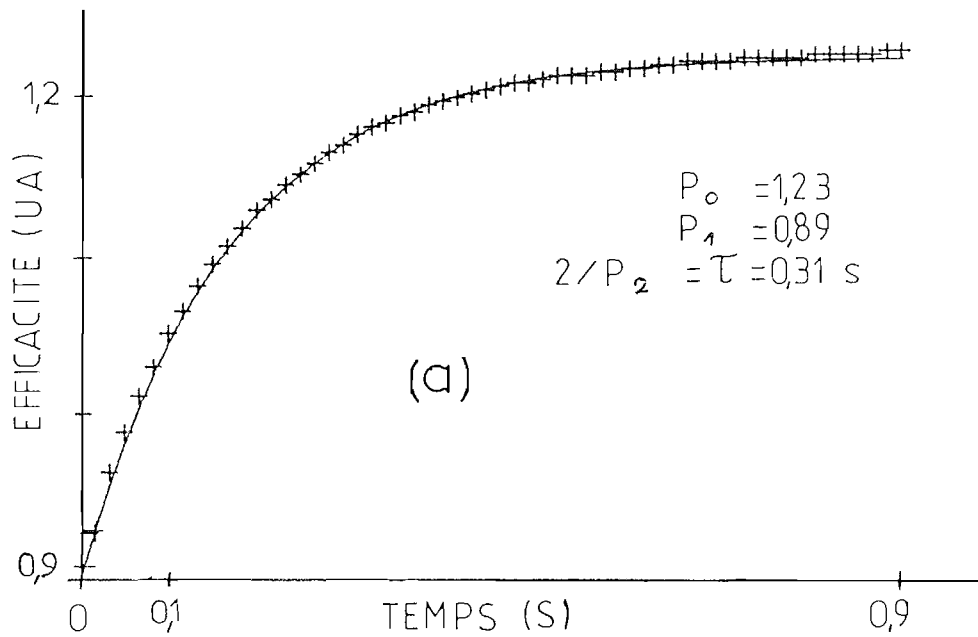


figure II.13 : Cinétique d'effacement de l'efficacité de diffraction sous champ continu en fonction du temps.

(a) (+) points expérimentaux.

(-) ajustement par $P_0 + P_1 \exp(-P_2 t)$

(b) courbes Ln associées:

(+) $\text{Ln}(\eta(t) - P_0)$

(-) $\text{Ln}(P_1) - P_2 t$

2.4.2. Etalonnage du champ interne et mesure de la photoconductivité.

Au-dessous d'une valeur de la tension notée V_E et pour de grands pas du réseau (tels que $k_R^2 \ll k_0^2$), les tracés des courbes de l'efficacité de diffraction $\eta(E_0)$ en fonction du carré de la tension appliquée sont des droites. En effet pour les faibles valeurs de l'efficacité de diffraction, celle-ci est proportionnelle au carré du champ de charge d'espace [47]. Cette constante de proportionnalité est indépendante du champ interne E_0 tant que la biréfringence linéaire Δn est négligeable devant la biréfringence circulaire Γ . Lorsque le champ interne est très faible devant E_0 (champ maximal que l'on peut photoinduire), l'efficacité de diffraction s'écrit :

$$\eta(E_0) = \eta(E_0 = 0) \left(1 + \frac{E_0^2}{E_0^2} \right) \quad (\text{II-21})$$

ceci donne une mesure du champ interne :

$$E_0 = E_0 \sqrt{\frac{\eta(E_0)}{\eta(E_0 = 0)} - 1} \quad (\text{II-22})$$

Le champ peut donc être déterminé en phase d'écriture du réseau par la mesure de l'efficacité de diffraction pour toutes valeurs de la tension inférieure à V_E . On calcule alors le rapport $A = E_0 / [(V_a - V_c) / d]$ ainsi que la photoconductivité à l'écriture à partir de l'équation :

$$\frac{I_e}{S} = \sigma_e E_0 \quad (\text{II-23})$$

I_e étant le photocourant en phase d'écriture du réseau,
 S la surface des électrodes.

On note A_e et B_e la pente et l'ordonnée à l'origine des courbes de l'efficacité de diffraction divisée par l'efficacité de diffraction à champ nul en fonction du carré du photocourant pour les faibles tensions. A partir des équations (II-21) et (II-23) on obtient:

$$\sigma_e = \sqrt{\frac{B_e}{A_e}} \frac{1}{S E_0} \quad (\text{II-24})$$

$$A = \frac{I_e}{S \sigma_e} / \frac{V_a - V_c}{d} \quad (\text{II-25})$$

Le champ interne E_0 étant constant au cours d'un cycle écriture-effacement, on calcule également la conductivité à l'effacement σ_d :

$$\sigma_d = \frac{I_d}{S} \frac{1}{E_0} = \frac{\sigma_e I_d}{I_e} \quad (\text{II-26})$$

I_d étant le photocourant à l'effacement du réseau.

Remarque : Lorsque le champ interne varie entre les phases d'écriture et d'effacement le rapport des équations (II-23) et (II-26) permet de calculer σ_d (le rapport des champs interne à l'écriture et à l'effacement étant connu).

En étendant la loi d'Ohm aux fortes valeurs du champ, on peut donc étalonner le champ interne pour toute valeur de la tension appliquée dans la gamme pour laquelle ces deux grandeurs sont proportionnelles ($V_a \leq V_l$). La conductivité permet de calculer la constante de temps diélectrique à l'effacement du réseau :

$$\tau_{di} = \frac{\epsilon_0 \epsilon^s}{\sigma_d} \quad (\text{II-27})$$

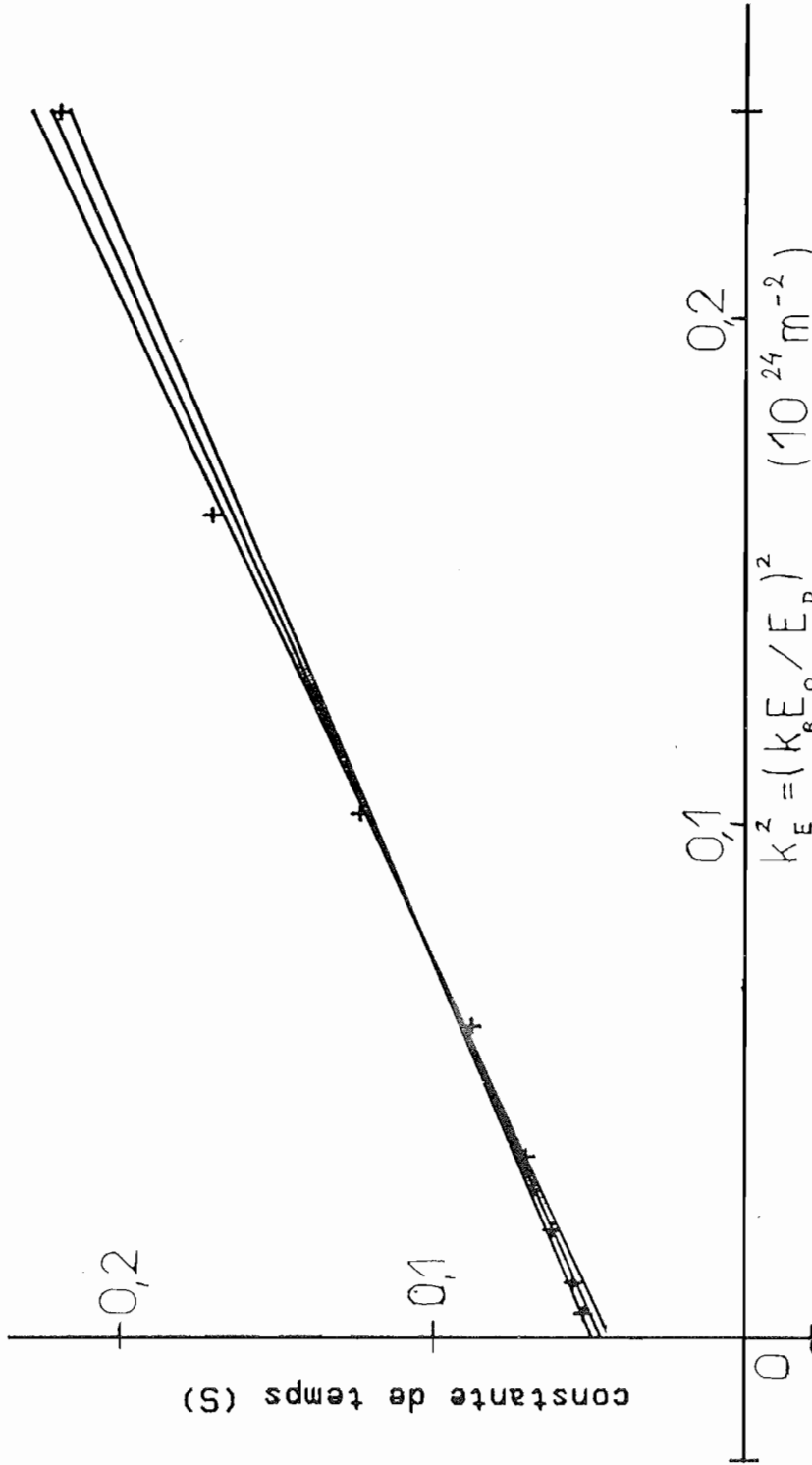


figure II.14 : Régression linéaire sur la constante de temps d'effacement du champ de charge d'espace en fonction de k_E^2 , pour des tensions $V_a < V_E$. Les deux pentes extrêmes représentent l'erreur calculée par la méthode de Student. Le champ maximal interne représenté ici est 380 V/cm.

2.4.4 Incertitudes

Les incertitudes sur les régressions linéaires ainsi que les erreurs systématiques de mesures sont cumulées pour calculer les carrés d'erreur sur la courbe représentant l'évolution de la constante de temps avec le carré de k_e (voir figure II-15-a). Les barres d'erreurs sur k_0 sont estimées à partir de cette courbe en faisant varier τ_{di} et L dans la limite des barres d'erreur tout en conservant un écart quadratique inférieur à $0,02 \text{ s}^2$ pour le B.G.O. n°19 et inférieur à $0,005 \text{ s}^2$ pour les autres cristaux.

Pour le B.G.O. n°19, la courbe $\tau_i = f(k_e^2)$, obtenue par ajustement de k_0 se situe hors des carrés d'erreur (voir figure II-15-b). Il semble que la pente à l'origine pour les points expérimentaux, A_τ , soit incompatible avec les valeurs de τ_i mesurées à forts champs électriques. Nous effectuons alors un ajustement des points expérimentaux sur trois paramètres (τ_{di} , κ et k_0) afin d'estimer la valeur τ_{max} vers laquelle évolue la courbe à forts champs. Pour le B.G.O. n°19 la valeur de k_0 ainsi estimée diffère d'au plus 60% de celle estimée par ajustement sur k_0 seul. Il en sera tenu compte dans les barres d'erreur. Pour les autres cristaux la valeur de k_0 déterminée dans les deux cas est identique.

2.5. Signe des porteurs de charge

Des expériences de photocourant [37] montrent que selon le taux de dopage d'un cristal en ions aluminium, les porteurs majoritaires sont soit des électrons (cristaux faiblement dopés) soit des trous (cristaux fortement dopés). Des mesures optiques [48] ont également mis en évidence soit des électrons soit des

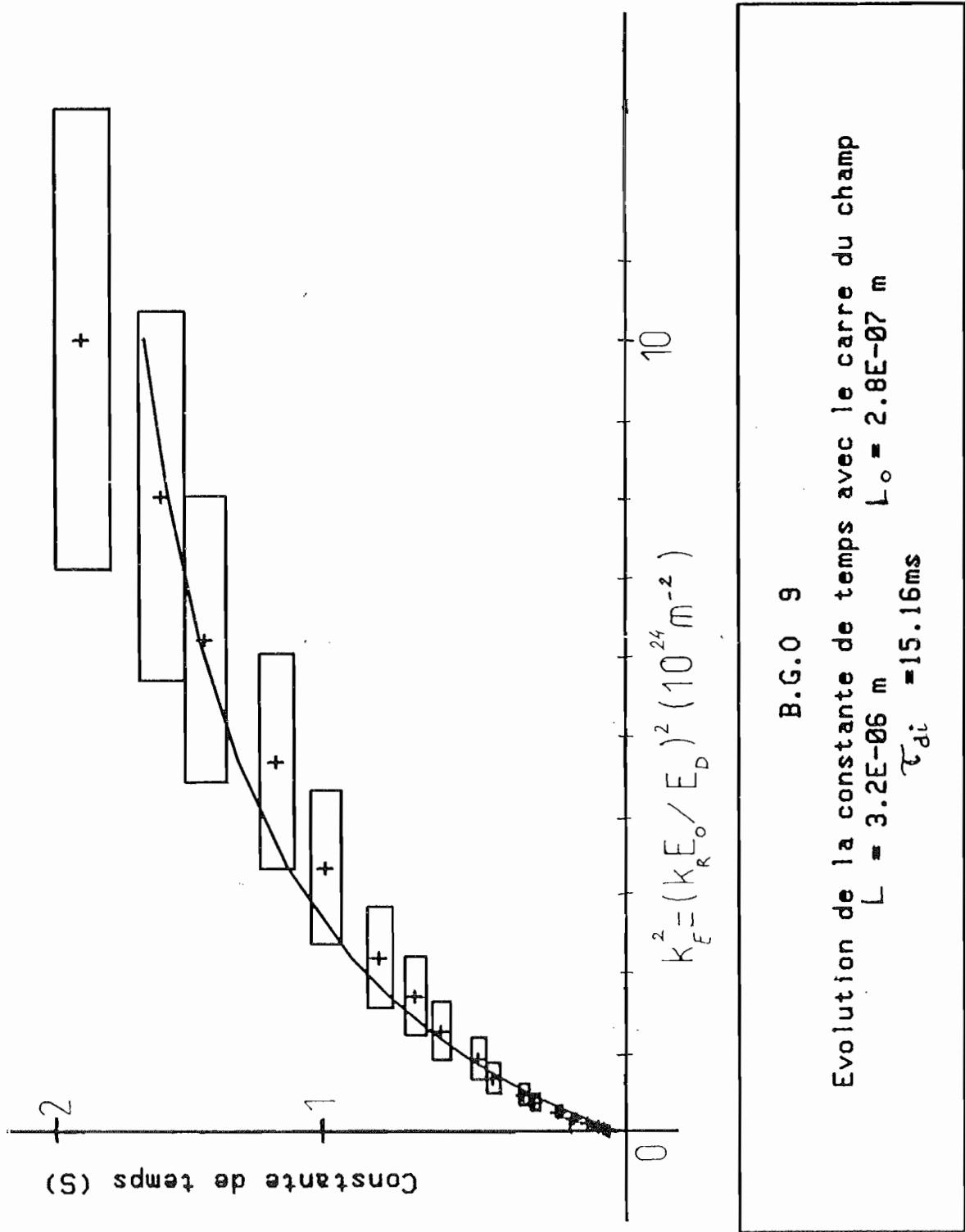


figure II.15 : B.G.O. n°9 : Evolution de la constante de temps de décroissance du champ de charge d'espace avec le carré du champ normalisé:
 (+) points expérimentaux. Le champ maximal appliqué est ici 2510 V/cm.
 (-) courbe ajustée par variation du paramètre $k_0=1/L_0$.

trous comme porteurs majoritaires dans des cristaux non dopés et dopés au fer.

Le modèle d'évolution temporelle de l'effet photoréfractif développé au chapitre II-2-1 supposait que les porteurs de charge étaient des électrons. Un développement identique peut être effectué lorsque ces porteurs sont des trous. Toutes choses restant égales par ailleurs, l'équation d'évolution du réseau de champ de charge d'espace est déduite des équations (II-1) à (II-3) en remplaçant j par $-j$. Cela conduit à changer le signe de $\sin\psi$ dans l'équation (I-68) .

Le signe des porteurs libres ne peut être déterminé par l'observation de l'efficacité de diffraction qui dépend du module au carré du champ de charge d'espace . Par contre il peut être déterminé par des mesures du couplage d'onde, sensible au signe du déphasage ψ .

Sens de transfert d'énergie :

Si ψ désigne le déphasage total entre le champ de charge d'espace et la figure d'interférence, le déphasage ψ' du réseau d'indice par rapport à cette même figure d'interférence vaut ψ ou $\psi + \pi$ selon le signe du produit $\left[\begin{matrix} R \\ \approx \end{matrix} \right] \frac{\vec{k}_R}{\|\vec{k}_R\|}$ dans l'équation (I-61). Par ailleurs, nous avons vu (equation (I-80)) que le gain de couplage a pour expression :

$$G = \frac{\omega n^3}{2 c} E_{sc} r_{eff} \sin\psi = \frac{\omega n^3}{2c} E_{sc} |r_{eff}| \sin\psi' \quad (\text{II-32})$$

Lorsque le vecteur réseau est $\vec{k}_R = \vec{k}_1 - \vec{k}_2$ et avec les conventions de la figure II-16, l'onde \vec{E}_1 (dite "sonde") est amplifiée si G est positif (voir chapitre I-3-2). Sans champ appliqué

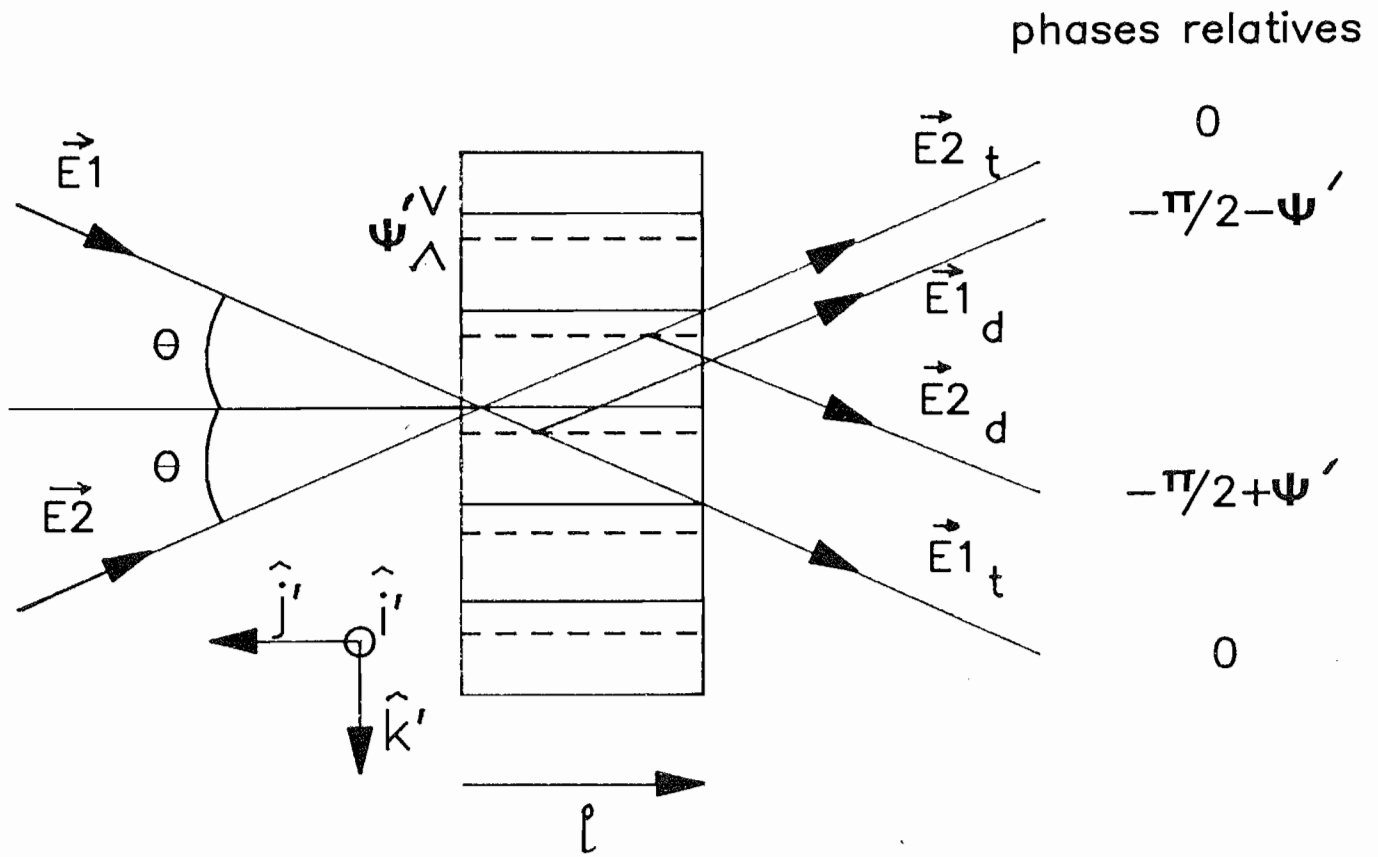


figure II.16 : Schéma de principe du couplage entre deux ondes.

$r_{\text{eff}} = r_{41} (1 + \sin^2 \theta) \cos \theta$ et le signe de r_{eff} est celui de r_{41} .

Si $r_{41} > 0$ ($\psi = \psi'$) et lorsque l'onde sonde est amplifiée, cela signifie $\psi' = + \frac{\pi}{2}$: les porteurs de charge sont des trous.

Une expérience de couplage d'onde permet de déterminer le sens de transfert d'énergie. Le signe de r_{41} n'est pas connu a priori. Il peut être déterminé par une analyse de la polarisation de l'onde transmise par le cristal.

Signe du coefficient électrooptique :

L'application d'un champ électrique \vec{E}_0 selon $\hat{k}' \parallel (001)$ induit une biréfringence $\delta n = - \frac{n^3 r_{41} E_0}{2}$ (chapitre I-2-2) dont le signe est opposé à celui de r_{41} . En étudiant les propriétés de polarisation d'une onde transmise par le cristal soumis au champ \vec{E}_0 on obtient le signe de δn par rapport à l'axe \hat{k}' (voir figure II-17).

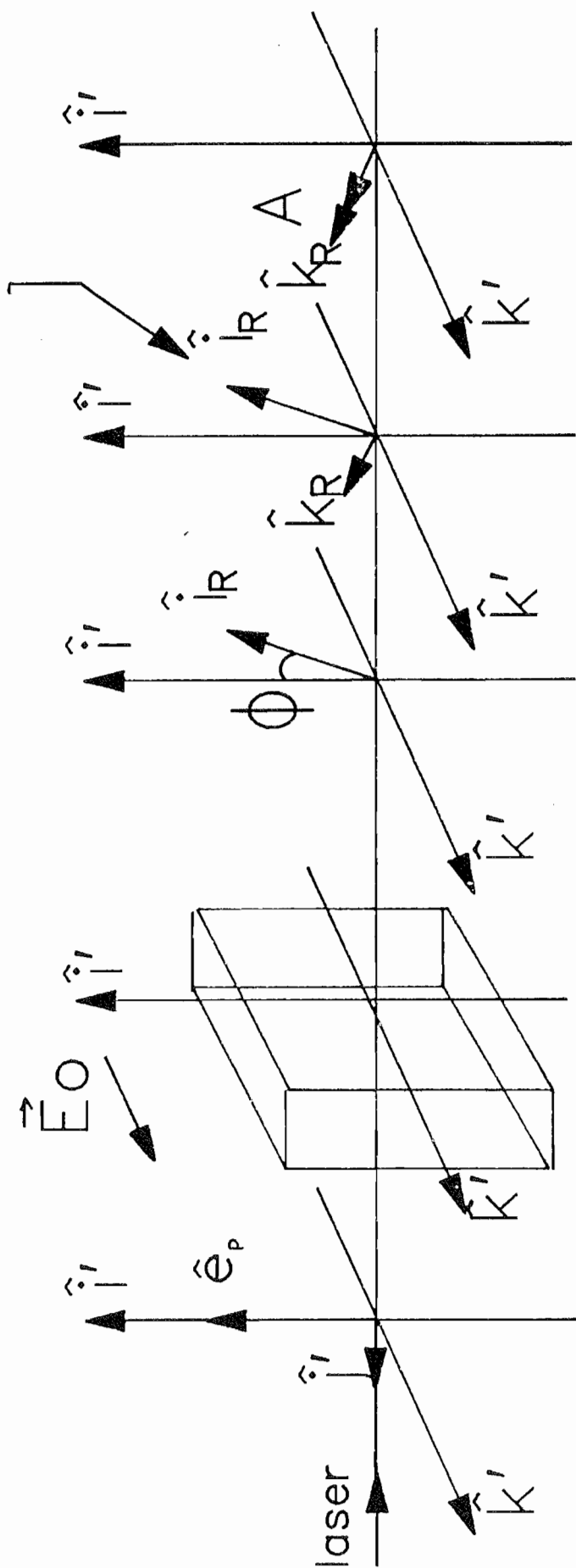
Pour une onde se propageant dans la direction \hat{j}' , la matrice de transfert dans le repère $(0, \hat{i}', \hat{k}')$, s'écrit :

$$M = \begin{bmatrix} \cos \phi - j \frac{1 - r^2}{1 + r^2} \sin \phi & \frac{-2r}{1 + r^2} \sin \phi \\ \frac{2r}{1 + r^2} \sin \phi & \cos \phi + j \frac{1 - r^2}{1 + r^2} \sin \phi \end{bmatrix} \quad (\text{II-33})$$

r étant l'ellipticité des ondes propres et ϕ le déphasage introduit par le cristal d'épaisseur ℓ dont les expressions ont été données au chapitre I-2-3.

Lorsqu'on se limite aux faibles valeurs du champ électrique appliqué, la biréfringence linéaire est faible devant la biréfrin-

axe rapide



polariseur B.G.O.

lame $\lambda/4$ analyseur

figure II.17 : Montage destiné à la mesure du signe du coefficient électro-optique r_{41} par rapport à l'axe \hat{k}' . Le cristal est en configuration "couplage".

gence circulaire. Par suite au premier ordre en $\frac{\delta n}{\Gamma}$, on a i) $\phi \simeq \phi'$, ϕ' représentant le déphasage dû à l'activité optique ii) $\frac{1-r^2}{1+r^2} \simeq \frac{\delta n}{\Gamma}$ et iii) $\frac{2r}{1+r^2} \simeq 1$.

Dans la base $(0, \hat{i}_R, \hat{k}_R)$ déduite de $(0, \hat{i}', \hat{k}')$ par rotation d'angle ϕ' , la matrice de transfert s'écrit alors :

$$M' = \begin{bmatrix} 1 - j \frac{\delta n}{\Gamma} \sin\phi' \cos\phi' & j \frac{\delta n}{\Gamma} \sin^2\phi' \\ j \frac{\delta n}{\Gamma} \sin^2\phi' & 1 + j \frac{\delta n}{\Gamma} \sin\phi' \cos\phi' \end{bmatrix} \quad (\text{II-34})$$

Une onde incidente polarisée rectilignement selon \hat{i}' aura, après traversée du cristal dans le repère $(0, \hat{i}_R, \hat{k}_R)$, une polarisation de composantes :

$$\begin{cases} 1 - j \frac{\delta n}{\Gamma} \sin\phi' \cos\phi' \\ j \frac{\delta n}{\Gamma} \sin^2\phi' \end{cases} \quad (\text{II-35})$$

Comme $\frac{\delta n}{\Gamma} \ll 1$, c'est une onde polarisée elliptiquement de grand axe selon \hat{i}_R .

Après traversée d'une lame quart d'onde dont l'axe rapide est orienté parallèlement à \hat{i}_R , la polarisation de l'onde est rectiligne. Ses composantes dans le repère $(0, \hat{i}_R, \hat{k}_R)$ sont :

$$\begin{cases} 1 \\ \frac{\delta n}{\Gamma} \sin^2\phi' \end{cases} \quad (\text{II-36})$$

L'analyse de cette vibration permet de déterminer le signe de δn et donc du coefficient électrooptique r_{41} .

2.6. Décroissance dans le noir

La conductivité électrique dans le noir, σ_{noir} , est généralement négligeable devant la photoconductivité des cristaux de BGO et n'intervient pas dans la dynamique d'inscription du réseau photoréfractif. Cependant σ_{noir} gouverne l'évolution du réseau dans le noir et définit la durée de mémorisation τ_m ou temps de stockage du réseau photoréfractif. La mesure de $\tau_m = \frac{\epsilon^s \epsilon_0}{\sigma_{\text{noir}}}$ est effectuée de la façon suivante :

- on enregistre un réseau à l'aide des faisceaux à la longueur d'onde $\lambda = 515$ nm sous un champ de 3 kV/cm. Lorsque le régime permanent est atteint ($t \gg \tau$), on éteint les faisceaux.

- la lecture quasi non destructive de ce réseau est effectuée à des instants différents, pendant des durées brèves, au moyen d'un faisceau de faible puissance à la longueur d'onde $\lambda_L = 633$ nm.

- l'efficacité de diffraction ainsi mesurée décroît avec une constante de temps égale à $\tau_m/2$.

Si la mesure s'avère légèrement destructive, le réseau est réinscrit après chaque lecture et il est stocké dans le noir pendant des intervalles de temps croissants, avant d'être testé.

D'un point de vue microscopique, une explication de la conductivité dans le noir serait la désexcitation thermique des centres profonds de densité N_0 de la bande interdite [37]. Les porteurs de charge migrent dans la bande de conduction ou de valence sous l'effet du champ de charge d'espace puis sont repiégés, réunifor-

misant la distribution spatiale de charges. Dans ce cas, la décroissance du réseau suit une loi exponentielle de constante de temps $\frac{\tau_m}{2}$. Cependant, ainsi que l'ont noté d'autres auteurs [41], nous avons observé que la décroissance n'est jamais monoexponentielle. Il semble qu'un modèle faisant intervenir des centres proches des bandes de conduction ou de valence décrirait mieux le processus de conduction dans le noir et expliquerait la décroissance multiexponentielle du réseau.

3. RESULTATS ET DISCUSSION

3.1. Résultats

Le tableau II-2 regroupe les divers résultats de mesures.

α est le coefficient d'absorption à 514 nm, ρ est le pouvoir rotatoire à 633 nm. L et σ' sont respectivement les longueurs de migration des charges libres et la photoconductivité pour une illumination d'un Watt par cm^2 . L_0 est la longueur d'écran de Debye et N_A la densité de centres dans le noir déduites des mesures de cinétique de décroissance de l'efficacité de diffraction à forts champs électriques. A représente le rapport du champ électrique réel au champ électrique appliqué : $A = E_0 / [(V_a - V_c)]$. τ_m est la constante de temps diélectrique dans le noir. τ_R est la constante de temps de décroissance du photocourant sous un créneau d'illumination. τ_p sont les constantes de temps de décroissance du photocourant après illumination par une impulsion nanoseconde.

Les erreurs sont estimées à partir des incertitudes relatives suivantes :

$$\frac{\Delta \Lambda}{\Lambda} = \pm 5 \% \quad ; \quad \frac{\Delta \ell}{\ell} = \frac{\Delta d}{d} = \frac{1}{2} \frac{\Delta S}{S} = \pm 2 \% \quad ; \quad \frac{\Delta I}{I} = \pm 10 \%$$

$$\frac{\Delta V_a}{V_a} = \pm 0,5 \% \quad ; \quad \frac{\Delta I_e}{I_e} = \pm 0,5 \% \quad ; \quad \frac{\Delta \eta}{\eta} = \pm 5 \%$$

$$\frac{\Delta \tau_{\cdot}}{\tau_{\cdot}} = \pm 5 \% \quad .$$

L'étude menée sur les cristaux de BGO de dopage différent, permet de dégager les quatre points suivants :

cristal	9	19	46	37	42	15*
dopage	recuit sous O ₂	excès Bi	Nd	Fe V	Cr	Fe
α cm-1	1,6	0,85	1,1		20	0,6
ρ °/mm	20,9	20,6	2,1	20,7		20,8
L μ m	3,2	3,9	3,7			2,8
	+/- 10%	+/- 10%	+/- 10%			+ / - 30 %
σ' 10 +6	2,3	5,5	2,8	7	5 10 -7	4,5
cm Ω -1 W-1	+/- 20%	+/- 20%	+/- 20%	+/- 33%		+/- 20 %
Lo μ m	0,28	0,15	0,23			0,13
	(0,1;0,3)	(0,1;0,2)	(0,17;0,3)			(0,10;0,16)
Na 10 -15	0,9	3	1,3			4
cm -3	(0,7;2)	(2;5,5)	(0,7;2,5)			(3;7)
A	0,7	0,9	0,8			
	+/- 20%	+/- 20%	+/- 20%			
sgn. porteurs	+	-			+	+
Tm	16 h	31 h	25 j		10 j	100 s
Tr μ s	40	140	50 à 60			640
Tp	25 μ s	35 μ s	15 μ s	100 à 200 μ s		
	17 ns	30 ns	20 ns	10 ns		

tableau II.2 : Résultats obtenus pour différents échantillons. Les valeurs entre parenthèses indiquent le domaine d'incertitude .

* : paramètres d'un cristal dopé au fer mesurés dans la référence I471 .

a) Tous les cristaux ont un comportement ohmique pour les champs supérieurs à 100 V/cm comme le montrent les courbes de la figure II-18. L'illumination étant quasi constante dans le matériau, on a représenté la densité de courant par unité d'illumination au centre du cristal en fonction du champ interne.

La photoconductivité par unité d'éclairement σ' permet de classer les cristaux par ordre de photoconductivité croissante :

$$9 < 46 < 19 < 37$$

Ces mesures sont en accord avec celles réalisées à Thomson CSF sur des cristaux dopés identiquement et provenant également de Talence mais issus soit de boules différentes, soit d'un autre endroit de la boule ; La photoconductivité du matériau dépend donc du dopage.

b) Les longueurs de migration L varient peu d'un cristal à l'autre. Elles se situent aux alentours de 3 à 4 μm . Nous avons calculé la valeur théorique de la longueur de migration L_{th} déduite de l'équation (I-90) :

$$L_{\text{th}} = \left(\frac{1}{E_0 k_R e} \frac{\hbar\omega}{\alpha Q} \sigma' \right)^{\frac{1}{2}} \quad (\text{II-37})$$

Pour ce calcul d'ordre de grandeur, on suppose que chaque photon absorbé génère un porteur de charge ($Q = 1$). Les valeurs ainsi calculées sont en bon accord avec nos mesures de la longueur de migration. Une valeur de Q égale à 1 est sans doute un peu élevée mais reste raisonnable si on la compare à celle parfois obtenue par d'autres auteurs ($Q = 1,6$ dans la référence [41]).

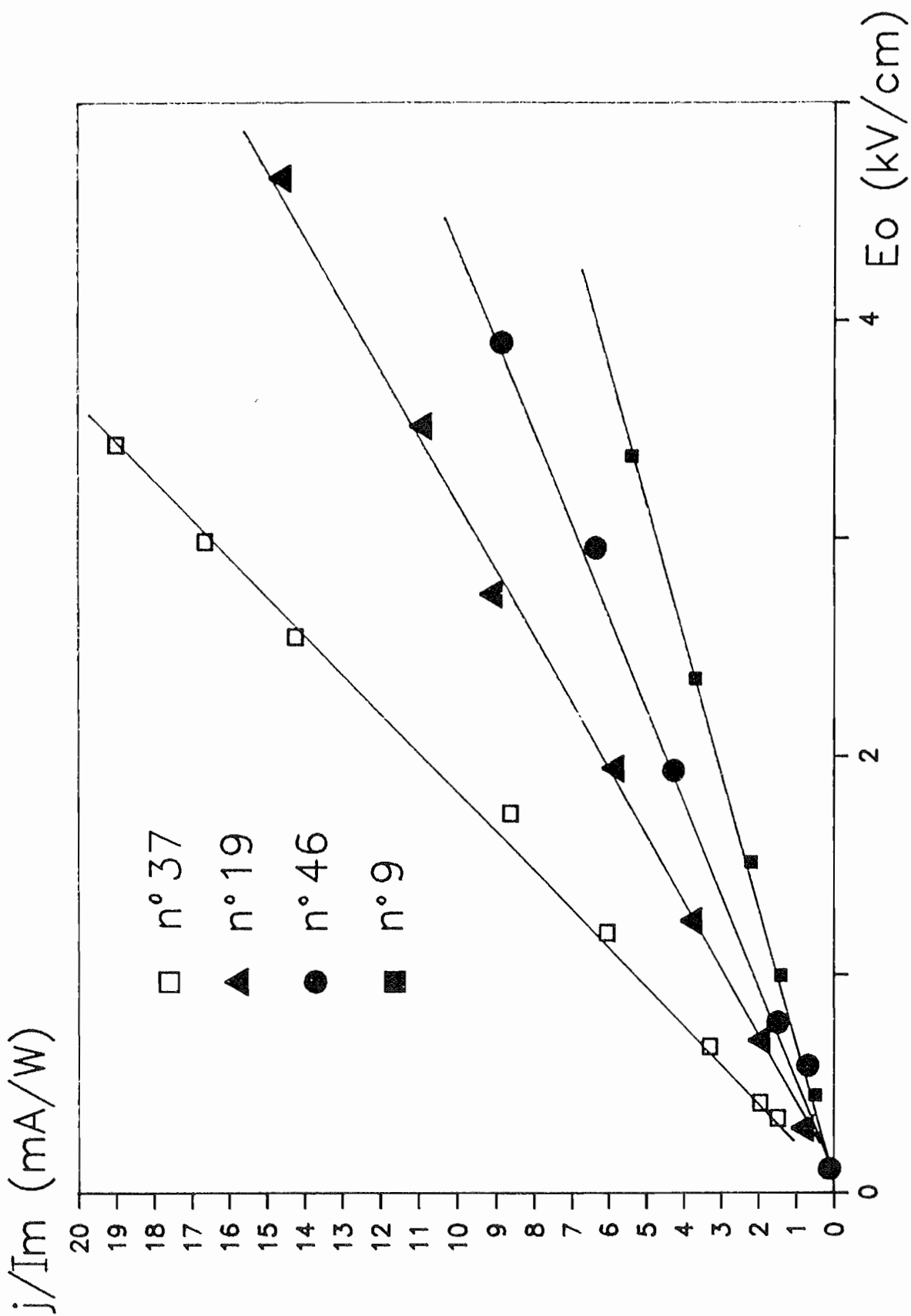


figure 11.18 : Densité de courant j divisée par l'illumination moyenne au centre du cristal Im , en fonction du champ réel interne E_o : photoconductivité comparée du cristal non dopé (9) et des cristaux dopés (19,37,46). Les valeurs de champ interne du B.G.O. n°37 ont été estimées en prenant $A=E_o/((V_a-V_c)/d)=0,8$.

c) la densité de centres effectifs, N_A , est de l'ordre de 10^{15} cm^{-3} . Le cristal n° 19, excédentaire en bismuth, possède environ 3 fois plus de centres que le cristal n° 9, non dopé. Cette valeur est proche de celle mesurée sur un cristal dopé au fer lors d'une étude identique menée au laboratoire de l'Institut d'Optique [47]. Cependant cette concentration de centres effectifs varie peut avec le dopage.

d) Les porteurs de charge qui déterminent le sens du transfert d'énergie sont soit des électrons (n° 19) soit des trous (n° 9 et n° 42). Il convient de noter que les porteurs majoritaires pour l'effet photoréfractif ne sont pas systématiquement les porteurs majoritaires pour la photoconductivité.

3.2. Observations

Au cours de cette étude, deux cristaux n'ont pas pu être caractérisés pour les raisons suivantes :

a) BGO n° 37 : L'observation du cristal entre polariseurs croisés a révélé d'importantes variations spatiales de la biréfringence comme le montre la photo de la figure II-10 b. Celles-ci proviennent sans doute de contraintes exercées lors de la croissance du cristal. En ombroscopie (étude de l'image du cristal en lumière blanche) une virgule sombre est visible au centre du cristal. Une zone d'homogénéité a été cherchée en vain. Ces variations de biréfringence affectent localement le réseau d'indice vu par l'onde de lecture et interdisent toute mesure fiable de l'efficacité de diffraction. Même s'il est possible d'estimer l'ordre de grandeur de la constante de temps de décroissance de

l'efficacité de diffraction, sa valeur à l'état stationnaire ne peut pas servir à étalonner le champ interne.

La cinétique du photocourant présente un comportement nouveau : l'établissement du photocourant sous illumination continue n'est pas exponentiel mais multiexponentiel (visible sur les figures II-19 a et b). Les constantes de temps que nous avons observées sont comprises entre quelques secondes et quelques millisecondes pour des illuminations allant de $80 \mu\text{W}/\text{cm}^2$ à $1,3 \text{ mW}/\text{cm}^2$. Elles varient avec l'illumination. Les constantes de temps lentes sont de trois ordres de grandeur supérieures aux valeurs habituellement observées (50 à 500 μs) et sont de l'ordre de grandeur des temps de croissance ou de décroissance de l'effet photoréfractif. Comme le champ interne ne présente pas de telles constantes de temps, celles-ci proviennent des variations de densité des porteurs de charge libres $n_0(t)$. Nous ne sommes plus, pour ce cristal, dans les conditions imposées par le modèle puisque le temps de recombinaison de charges n'est pas rapide devant le temps de croissance de l'effet photoréfractif. On ne peut donc pas tirer de conclusions quantitatives de ces mesures.

Le cristal présente cependant un comportement ohmique entre 100 V/cm et 4 kV/cm. Ceci permet d'estimer sa photoconductivité en supposant qu'il existe un facteur $A = 0,8$ (valeur moyenne estimée sur les trois cristaux caractérisés) entre le champ appliqué $\frac{V_a - V_c}{d}$ et le champ réel interne. Sous illumination continue ce cristal est parmi les plus conducteurs à 514 nm.

b) BGO n° 42 : La photoconductivité de cet échantillon est au contraire très faible ($\sigma' < 5 \cdot 10^{-13} \text{ cm } \Omega^{-1} \text{ W}^{-1}$) et ne permet pas l'étalonnage du champ interne.

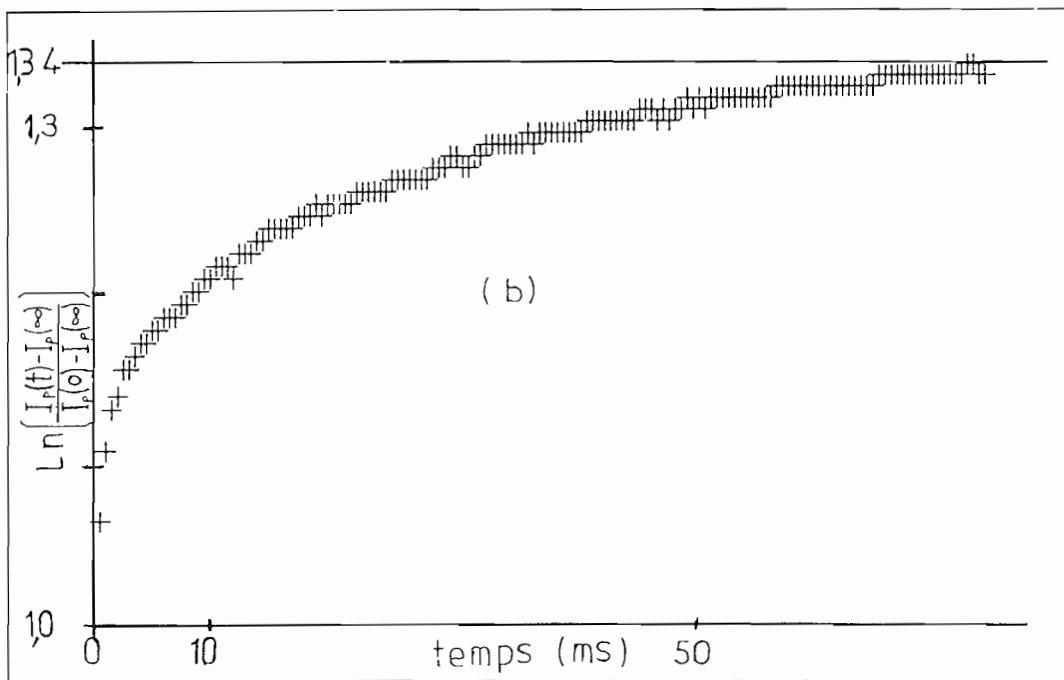
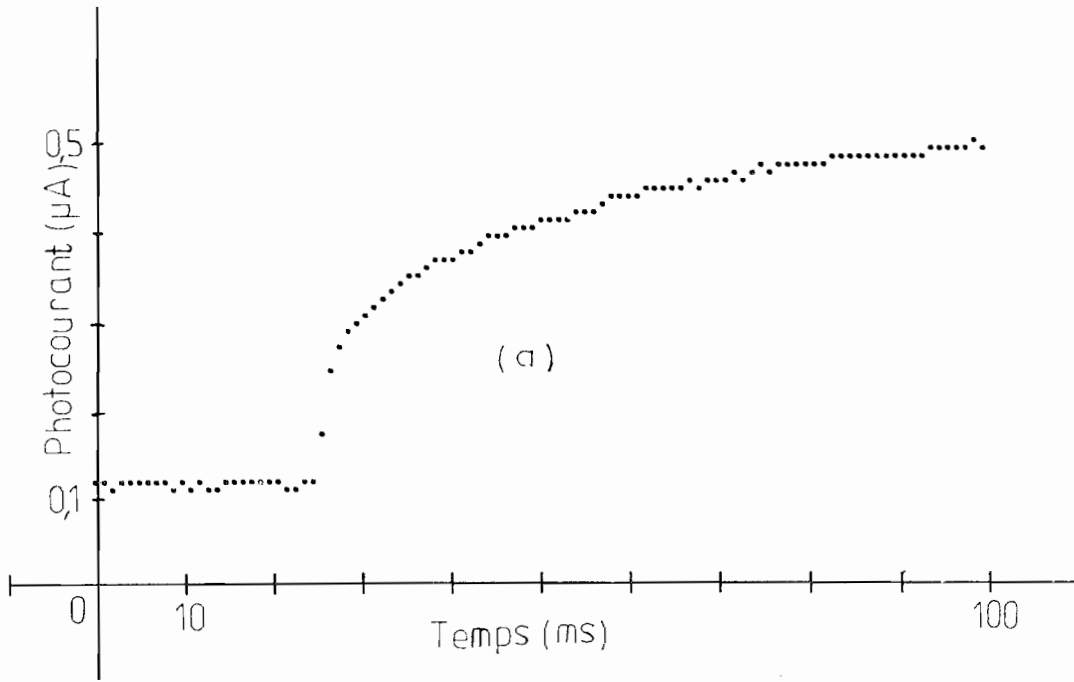


figure II.19 : B.G.O. n°37 : (a) exemple de cinétique d'établissement du photocourant I_p et (b) courbe $\ln \left(\frac{I_p(t) - I_p(\infty)}{I_p(0) - I_p(\infty)} \right)$, sous un champ électrique $E_a = 830 \text{ kV/cm}$ et une illumination incidente $I = 520 \text{ } \mu\text{W/cm}^2$.

De plus, une absorption importante à 514 nm ($\alpha > 20 \text{ cm}^{-1}$), est source de deux inconvénients :

- Même en présence des faisceaux contrepropageants F_1 et F_2 , à la traversée du cristal, l'intensité lumineuse décroît d'un facteur 3 et entraîne une variation dans le même rapport de la constante de temps d'évolution de l'efficacité de diffraction. La figure II-20 représente la cinétique d'établissement du réseau qui est très perturbée puisqu'elle ne présente aucune suroscillation.

- la modulation d'intensité lumineuse varie d'une valeur égale à 30 % à l'entrée du cristal à 5 % en sortie ce qui conduit à intégrer des réseaux d'indice d'amplitude variable.

Ce cristal présente un bon effet photoréfractif. En effet, en dépit de sa faible longueur d'interaction (1,3 mm), l'efficacité de diffraction moyenne est inférieure d'un ordre de grandeur seulement par rapport aux autres échantillons.

On remarquera que le coefficient d'absorption dans le rouge de ce cristal est d'un ordre de grandeur supérieur à ceux des autres échantillons. Les cristaux dopés au chrome présentent un épaulement entre 650 nm et 800 nm visible sur la figure II-21. Il n'est cependant pas possible d'en déduire pour cette seule mesure si les centres absorbants correspondants à cet épaulement sont impliqués dans l'effet photoréfractif.

c) BGO n° 46 : Pour l'échantillon n° 46, la décroissance du réseau sous illumination uniforme n'est pas monoexponentielle. La faible pente au début de la décroissance ne correspond pas à l'évolution ultérieure (voir figures II-22 a et b).

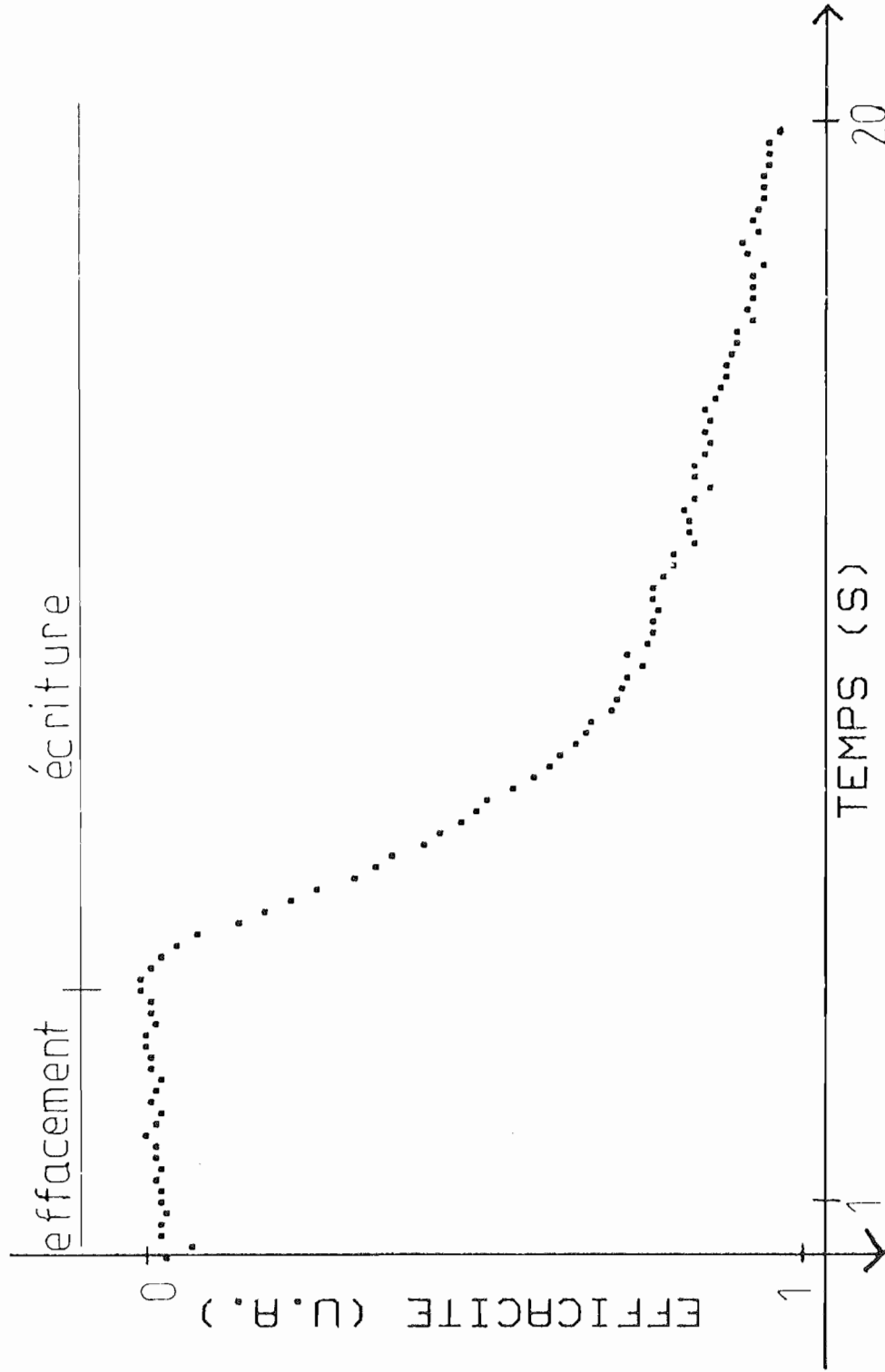


figure II.20 : B.G.O. n°42 : Cinétique d'établissement du signal diffracté à l'inscription du réseau sous un champ appliqué $E_a=9,2$ kV/cm.

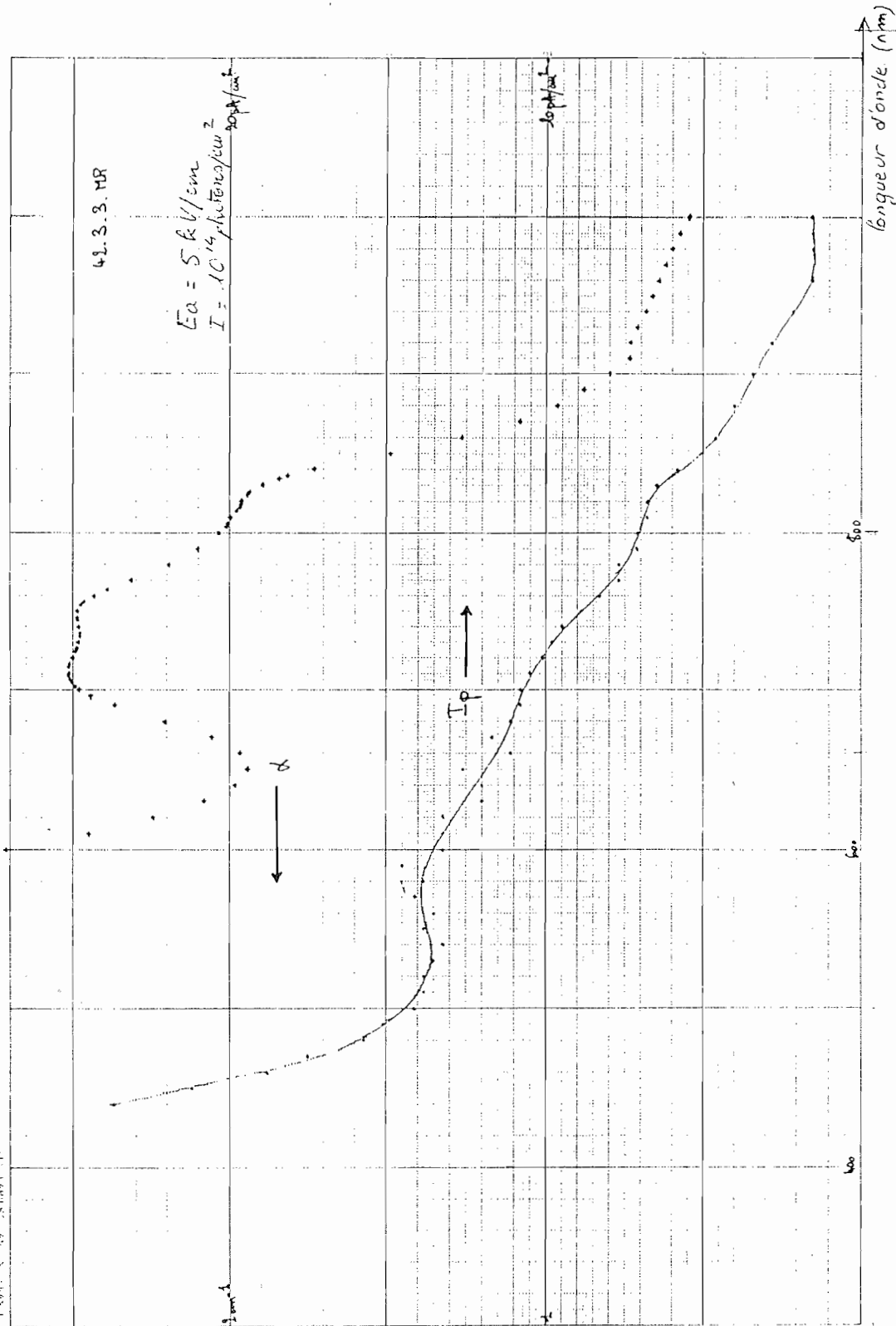


figure II.21 : Coefficient d'absorption α et photocourant I_p , en fonction de la longueur d'onde pour un B.G.O. dopé au chrome issu de la même boule que l'échantillon n°42 étudié dans cette partie.
 Courbes du C.N.E.T. Lannion.

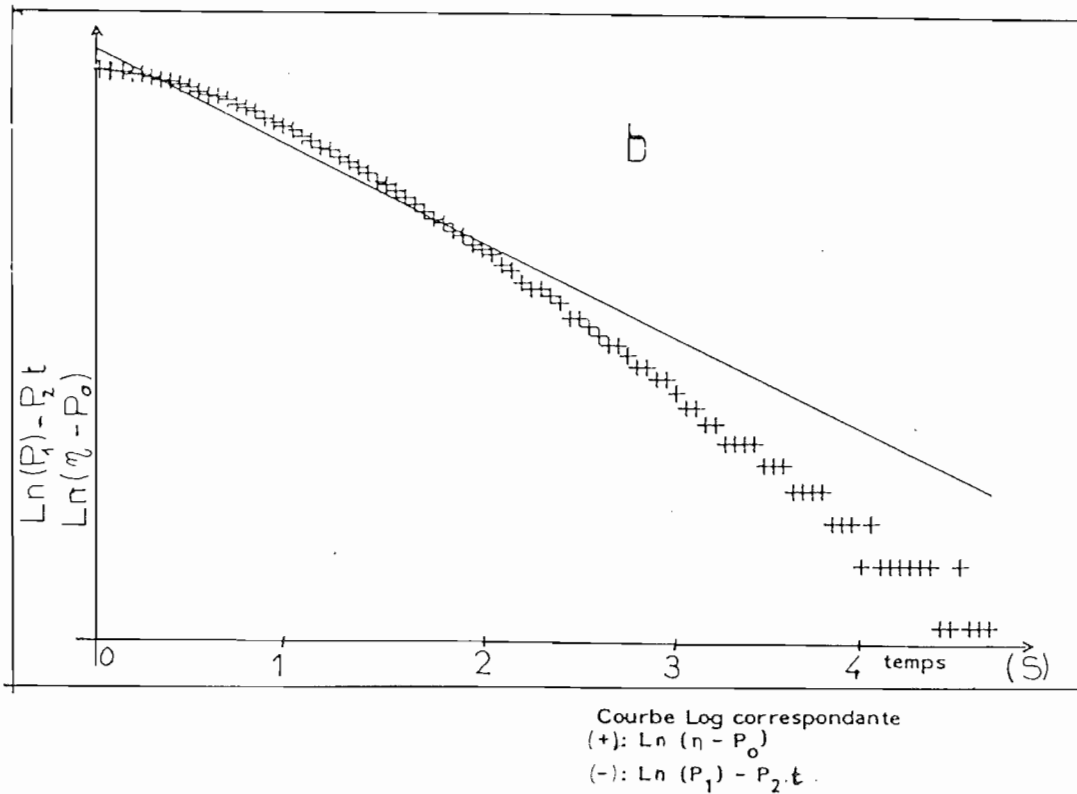
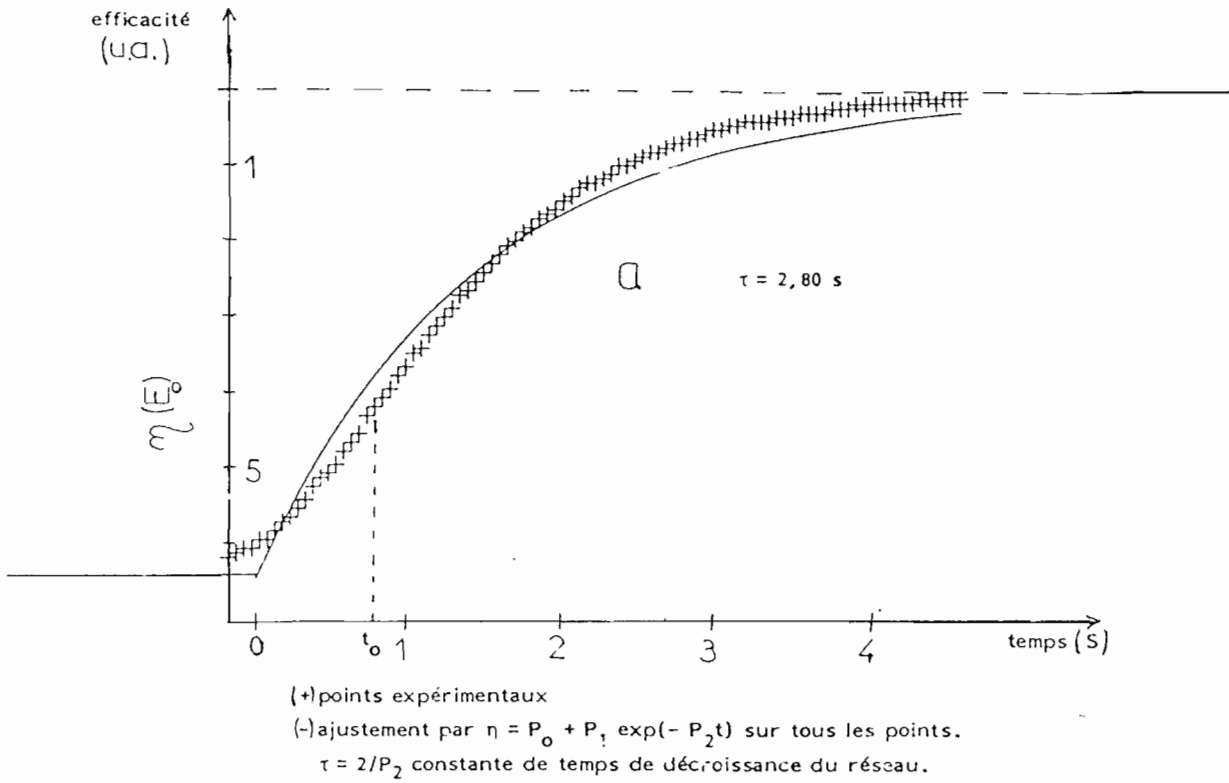


figure II.22 : B.G.O. n°46 : (a) cinétique de décroissance de l'efficacité de diffraction sous un champ $E_a=5,9$ kV/cm . (b) courbe Ln .

La continuité de la densité de charges libres modulée (équation I-50) implique que la dérivée du champ de charge d'espace est nulle à l'origine. Une décroissance en "S" pourrait être expliquée si on considère que la constante de temps rapide τ_+ n'est plus négligeable devant la constante de temps lente τ_- (équations (II-2) et (II-3)). Autrement dit la constante de relaxation diélectrique τ_{di} devrait être du même ordre de grandeur que le temps de recombinaison des porteurs de charge τ_R . Nos mesures de photoconductivité ayant montré qu'il existe deux ordres de grandeur entre ces deux valeurs cette hypothèse est peu probable dans le cadre du modèle à un type centres ionisables que celui-ci soit à un type de porteurs de charge ou à deux [49,50] .

De telles décroissance multiexponentielles ont été observées par d'autres auteurs [41,47]. Le cas d'un cristal dopé au fer, signalé dans la référence [47] , met également en évidence une décroissance bi-exponentielle de l'efficacité de diffraction. Les constantes de temps sont nettement séparées (voir figure II-23). Un modèle à deux types de centres profonds (non excitables thermiquement), proposé dans les références [51,52], conduit à une décroissance bi-exponentielle du champ de charge d'espace. Ceci pourrait expliquer la cinétique en "S" de l'efficacité de diffraction observée sur le B.G.O. n°46 .

Pour notre cristal les constantes de temps sont peu séparées. nous avons estimé l'une d'elles en supprimant le début de la cinétique. L'ajustement par une mono-exponentielle est alors possible comme le montrent les figures II-24 a et b. La contribution à l'effet photoréfractif correspondant à cette mono-exponentielle étant prépondérante, nous avons pu de cette façon, déduire les paramètres photoréfractifs donnés au tableau II-2.

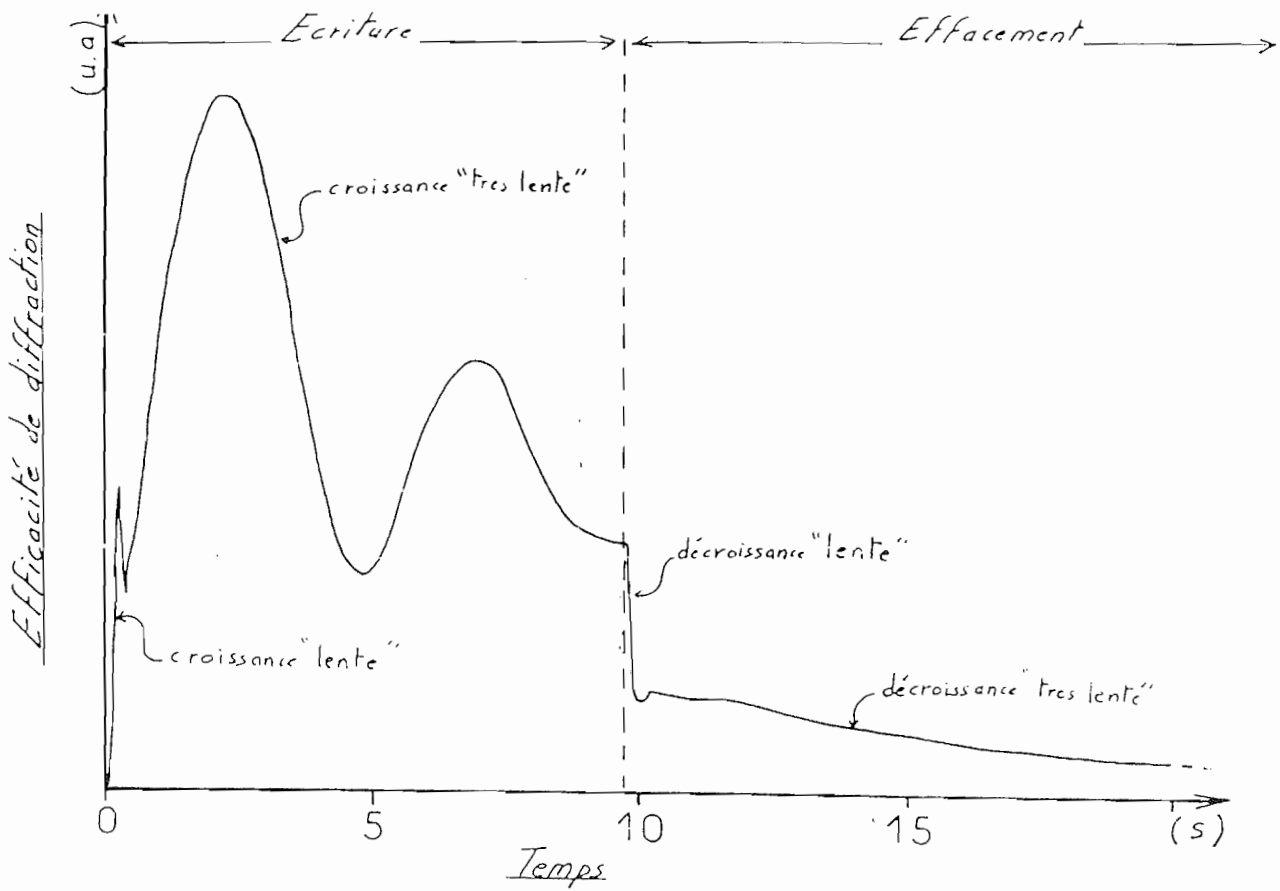


figure II.23 : Cinétique de l'efficacité de diffraction d'un B.G.O. non dopé présentant deux constantes de temps nettement séparées [47].

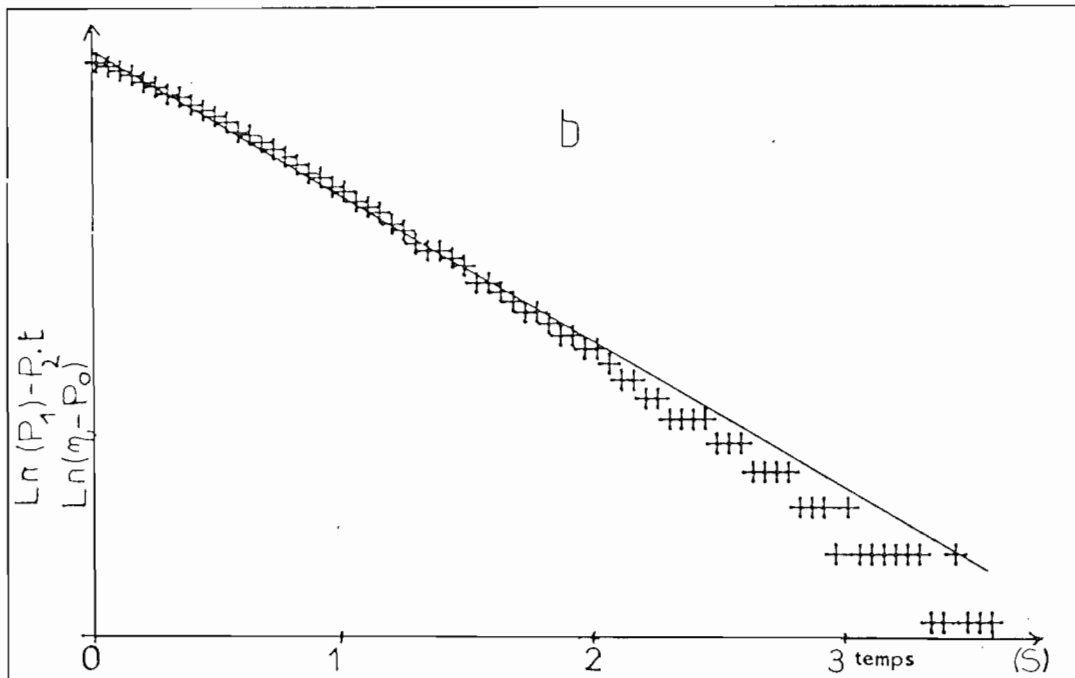
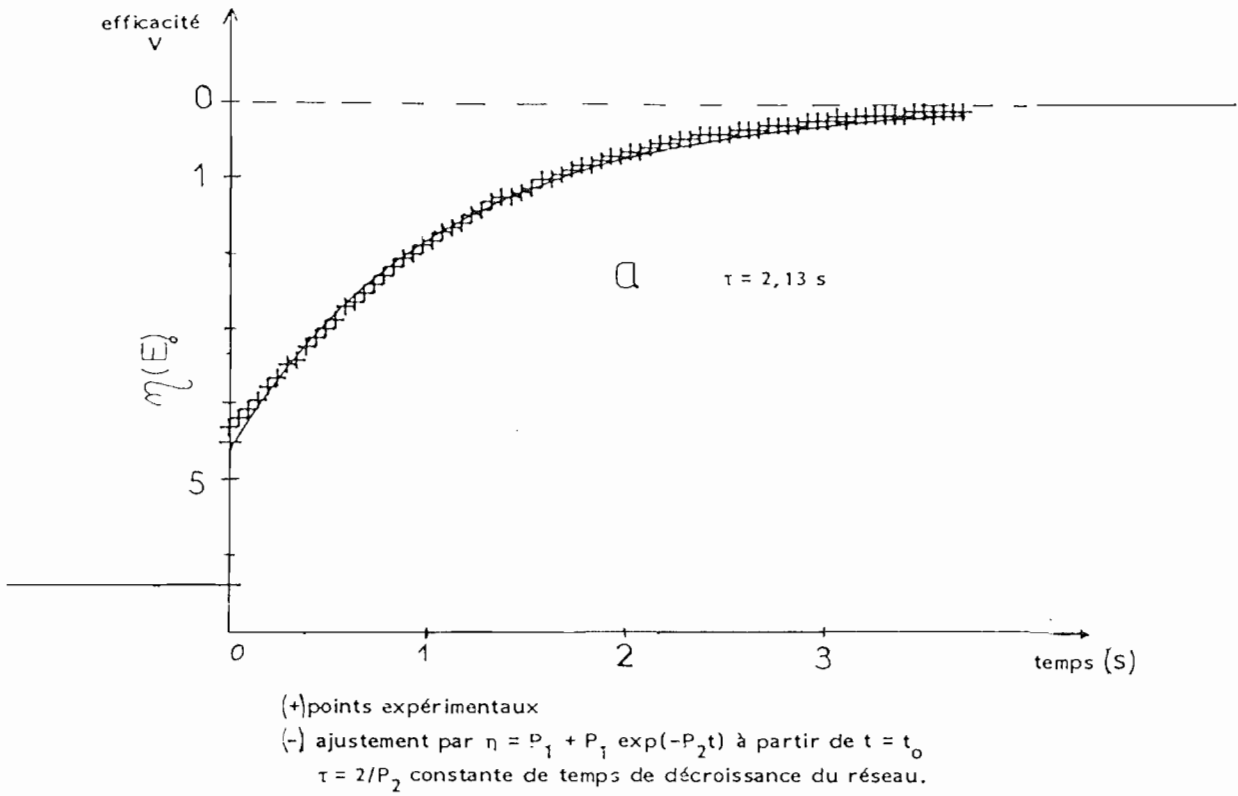


figure II.24 : B.G.O. n°46 : (a) cinétique de l'efficacité de diffraction sous un champ $Ea=5,9$ kV/cm : ajustement en supprimant le début de la décroissance. (b) courbe Ln correspondante.

3.3. Présence des pièges peu profonds

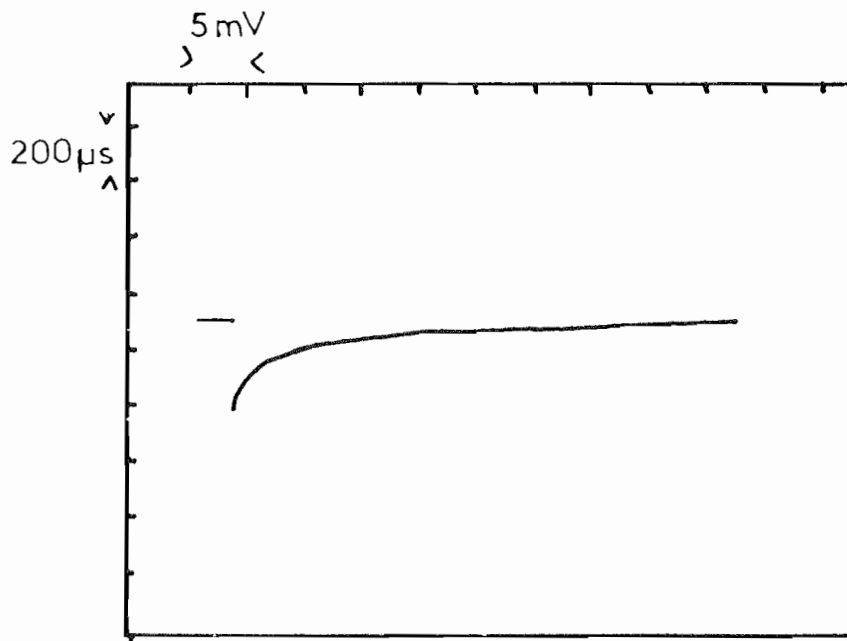
Comme nous l'avons signalé au chapitre II-2-6, la décroissance du réseau dans le noir n'est pas monoexponentielle comme le laisserait supposer un modèle à un type de centres. Ceci peut s'expliquer par la présence de pièges excitables thermiquement (dits pièges "peu profonds"), mis en évidence dans le BSO et le BGO dès 1973 [37]. L'influence des pièges peu profonds sur la cinétique d'effacement du réseau dans le noir a été étudiée récemment dans le BSO [41] à l'Université de Californie du Sud. Dans le noir et à l'équilibre thermique, les pièges profonds (excitables par la lumière principalement) sont partiellement peuplés et les pièges peu profonds sont vides. Sous illumination, les porteurs de charge peuplent les pièges peu profonds. Après la phase d'écriture du réseau, si le cristal est laissé dans le noir, l'équilibre thermique n'est plus réalisé et les charges peuplant les pièges peu profonds se redistribuent petit à petit dans les pièges profonds.

Ces charges constituent des réservoirs qui effacent le réseau d'ions dans le noir. Sa cinétique est donc directement affectée par la densité des centres peu profonds et les constantes de réexcitation thermique de ces sites ne donnent pas à priori une décroissance monoexponentielle du réseau d'ions. D'autres expériences de type pompe ($\lambda = 532 \text{ nm}$) et sonde ($\lambda = 1,06 \text{ }\mu\text{m}$) en régime nanoseconde menées au laboratoire de l'I.O.T.A. [53,54] ont montré le piégeage temporaire des charges photoexcitées dans les pièges peu profonds.

Dans le B.G.O. aussi, ces centres sont parfois présents en forte concentration. Nous avons étudié la cinétique du photocourant lors du passage d'une impulsion lumineuse à 532 nm d'une durée de 10 ns. Comme décrit au paragraphe II-2-3-1, le relevé de la tension aux bornes d'une résistance en série avec le cristal reflète la cinétique de la densité moyenne de porteurs dans la bande de conduction. Tous les cristaux étudiés dans ce mémoire présentent au moins deux constantes de temps τ_p très différentes, l'une de l'ordre de la dizaine de nanoseconde, l'autre de la dizaine ou la centaine de microseconde, comme indiqué dans le tableau II-2. La première correspondrait au piégeage par les pièges peu profonds des charges libérées par les centres profonds. Après réexcitation thermique, la recombinaison dans les centres profonds a lieu : la deuxième constante de temps correspond à ce processus. Des temps de recombinaison très rapides (inférieurs à 1 ns) ont aussi été observés dans des mesures de photocourant sous impulsion picoseconde [55].

Dans le cas du BGO n° 37, voir figure II-25 on observe un faible photocourant pendant l'impulsion lumineuse et la conductivité est importante après le passage de l'impulsion. En considérant que le processus de photo-ionisation ne varie pas notablement d'un cristal à un autre (même section efficace d'ionisation), le faible pic de photocourant serait lié à la recombinaison rapide des charges dans les centres peu profonds pendant l'impulsion. La majeure partie de la conduction proviendrait donc d'une réexcitation thermique.

Une étude de la structure de bande pour les niveaux d'énergie compris entre 0 et 1 eV a été menée au laboratoire de spectroscopie et d'optique du corps solide à Strasbourg. Des mesures P.I.C.T.S. ont été effectuées sur des cristaux également synthétisés à Talence, de dopage variés : non dopés, dopés au



a

b

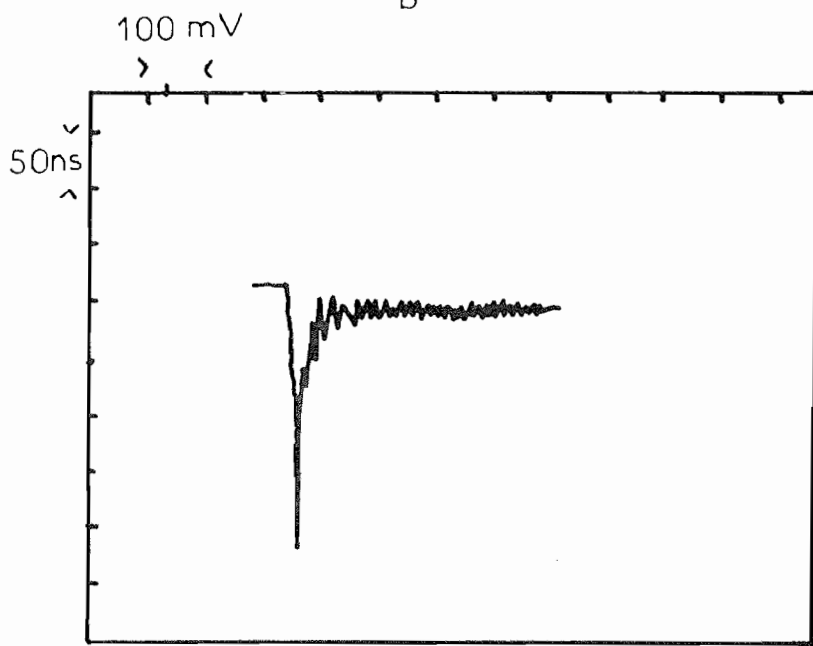


figure II.25 : photocourant du B.G.O. n°37 (a) et du B.G.O. n°19 (b) lors d'une illumination de durée 10 ns sous un champ appliqué $E_a=1$ kV/cm.

bismuth, dopés au fer et vanadium. Certains des échantillons sont issus de la même boule que les autres (échantillons n° 19 et 37) mais provenant d'une zone voisine. Leur concentration en dopant doit donc être identique à celle de nos échantillons d'après les études présentées dans la référence [40].

La méthode PICTS [56] consiste en l'étude de l'évolution des transitoires de courants induits par la relaxation stimulée thermiquement des pièges en fonction de la température. Ces pièges ont été remplis par la capture de porteurs générés par une impulsion lumineuse.

Les différents cristaux, dopés ou non, présentent tous une dizaine de niveaux communs en concentration variable. Le dopage n'introduit pas de nouveaux niveaux. Il existe une distribution quasi continue de niveaux dont l'énergie d'ionisation est comprise entre 0,15 et 0,4 eV. Leurs sections efficaces de capture sont faibles (10^{-18} à 10^{-16} cm²) et leur concentration est au maximum égale à 10^{15} cm⁻³. Entre 0,6 et 0,8 eV, il existe une autre distribution de niveaux dont les sections efficaces varient de 10^{-16} à 10^{-13} cm², avec des concentrations allant jusqu'à 10^{16} cm⁻³.

Les énergies d'ionisation thermique et les sections efficaces de capture des centres peu profonds mesurés sur des échantillons issus de la même boule que ceux étudiés ici sont donnés dans le tableau II-3. Par rapport aux autres échantillons, le cristal n° 37 présente peu de centres situés au-dessous de 0,4 eV mais une forte concentration de centres situés entre 0,6 et 0,8 eV (10^{16} cm⁻³) avec une section efficace de capture élevée (10^{-13} cm²). Cette constatation va dans le même sens que nos observations du photocourant sous impulsion nanoseconde. De plus, d'après la référence [41], la présence des pièges peu profonds a pour effet

niveau n°	BGO non dopé	19	37	ΔE eV	St cm ²
1	10+13	6 10+13	-	0,16	10-16
2	10+13	10+14	7 10+13	0,18	10-17
3	-	4 10+13	-	0,21	2 10-18
4	-	10+14	-	0,31	10-17
5	10+12;10+13	-	-	0,41	2 10-16
6	-	3 10+13	10+15;10+16	0,6	10-13
7	10+12	-	-	0,7	9 10-14
8	-	-	10+15	0,61	2 10-16
9	3 10+12	5 10+12	-	0,72	7 10-17
10	-	-	-	0,83	-

tableau II.3 : Concentration (en cm⁻³) des niveaux peu profonds pour 3 cristaux ,énergies d'ionisation thermique ΔE et sections efficaces de capture St de centres pour des échantillons issus des memes boules que ceux caractérisés dans ce mémoire (excepté le B.G.O. non dopé).
Données du laboratoire de spectroscopie et d'optique de Strasbourg 1431.

d'augmenter le temps de vie moyen τ_R des charges dans la bande de conduction. Une grande densité de pièges peu profonds pourrait donc être à l'origine de la lenteur de l'établissement du photocourant sous illumination continue.

3.4. Conclusion

Au cours de cette étude, nous avons mis en évidence deux phénomènes : d'une part la cinétique multiexponentielle à l'effacement du réseau du BGO dopé du néodyme (n° 46), d'autre part, la cinétique multiexponentielle du photocourant du BGO dopé au fer vanadium (n° 37). Pour ce dernier, nous pensons que le photocourant est modifié par la présence d'une grande densité de niveaux recombinants situés entre 0,6 et 0,8 eV.

Ces observations confirment que le modèle à un type de porteurs de charge et un type de centre est approximatif. Cependant, le mécanisme de l'effet photoréfractif semble suffisamment bien décrit par ce modèle pour le BGO non dopé (n° 9) et le BGO excédentaire en bismuth (n° 19).

Les mesures de la densité de centres ionisés dans le noir N_A et de la longueur de migration L montrent qu'aucune variation notable ne survient entre les différents échantillons caractérisés (n° 9, 19, 46). L'introduction de néodyme en concentration du même ordre de grandeur que celle des centres photoionisables N_0 ou l'introduction de bismuth en excès, n'affecte pas notablement les performances de l'effet photoréfractif. L'étude d'échantillons moins dopés en chrome ou dopés au cuivre est en cours.

PARTIE III
INTENSIFICATION DE L'EFFET PHOTOREFRACTIF PAR APPLICATION
D'UN CHAMP ALTERNATIF

Pour de nombreuses applications, il est intéressant de disposer d'amplificateurs optiques de faisceaux modulés ou non spatialement : commutation optique [57] ; compensation des pertes dans les boucles [12, 58] ... L'avantage d'un traitement tout optique réside dans le fait qu'on peut traiter parallèlement un grand nombre d'informations (image ou matrice) [59], à l'aide d'un seul amplificateur et que l'on peut combiner la fonction d'amplification avec une fonction sélection d'intensité [15,16].

Comme nous l'avons montré dans la première partie de ce travail, l'effet photoréfractif permet d'amplifier des signaux par transfert cohérent d'énergie. Parallèlement à l'étude de propriétés physiques du BGO décrite dans la deuxième partie, nous avons étudié et réalisé sur ce matériau des expériences d'amplification à l'aide d'un champ électrique alternatif. Cette technique permet d'intensifier le gain de couplage.

Après une présentation du mécanisme, objet d'un premier chapitre, nous établissons au second chapitre, l'expression du gain de couplage sous champ créneau. Nous discutons des conditions optimales d'illumination, de pas du réseau, de champ appliqué. Les expériences portant sur la dépendance du gain en fonction de la fréquence du champ électrique et de l'illumination sont décrites au troisième chapitre. Nous donnons quelques valeurs de gain obtenues et les résultats sont comparés aux prédictions théoriques. Un pic de résonance non prévu est mis en évidence et expliqué.

Le quatrième chapitre décrit l'étude de l'amplitude, de la polarisation et de la phase des ondes amplifiées en sortie d'un cristal soumis à un champ alternatif quelconque. Celles-ci sont en général modulées à la fréquence du champ appliqué. Nous montrons qu'en choisissant une polarisation d'entrée convenable, la modulation d'intensité disparaît. Les expériences décrites au cinquième chapitre permettent de discuter l'importance de la raideur du front de montée sur le gain de couplage sous champ créneau.

1. INTRODUCTION

1.1. Rappels

Les mécanismes de transport de charge précédemment décrits, créent à la création d'un réseau d'indice spatialement déphasé par rapport au réseau d'illumination. L'autodiffraction cohérente des ondes optiques sur le réseau qu'elles induisent conduit à l'amplification de l'une aux dépens de l'autre. La direction du transfert d'énergie ne dépend pas des intensités des faisceaux et est fixée par les conditions expérimentales. Lors de l'amplification du faisceau de faible puissance aux dépens de l'autre faisceau, son intensité de sortie sera proportionnelle à $e^{G\ell}$, ℓ étant l'épaisseur du cristal et G le gain de couplage par unité de longueur.

Rappelons que celui-ci est proportionnel :

- au coefficient électrooptique ;
- à la partie imaginaire du champ de charge d'espace (composante déphasée de $\psi = \pm \Pi/2$ par rapport au réseau d'illumination).

Sous champ externe nul, le déphasage est égal à $\pm \Pi/2$, donc favorable au couplage. Cependant le module du champ de charge d'espace reste faible. Si l'on applique un champ continu E_0 tel que : $E_D < E_0 < E_Q$, l'amplitude du champ de charge d'espace déphasée de $\pi/2$ par rapport au réseau d'illumination est $m E_0 \sin \psi$ (valeur déduite des équations I-53 et I-54). Comme l'application d'un champ continu tend à remettre en phase le réseau de champ de charge d'espace et le réseau d'illumination ($\psi \neq \pm \Pi/2$), le champ de charge d'espace est inférieur à $m E_0$. Il est cependant supérieur à $m E_D$, champ de charge d'espace obtenu sous champ extérieur nul.

Une méthode d'intensification du gain consiste à introduire un faible décalage de fréquence sur l'un des faisceaux tout en appliquant un champ externe continu [60, 61]. De cette façon, le déphasage reste égal à $\pm \pi/2$ et l'amplitude du champ de charge d'espace est augmentée. Pour $E_0 < E_0 < E_0$, cette amplitude est environ égale à $m \omega \tau E_0$. Ce mécanisme d'amplification étant résonant, il est nécessaire d'optimiser le pas, l'illumination et le décalage en fréquence pour chaque valeur du champ appliqué. Une autre méthode d'intensification est obtenue en appliquant un champ alternatif au cristal. C'est celle que nous allons étudier et optimiser.

1.2. Principe de l'amplification sous champ alternatif

Le mécanisme sous champ alternatif peut être vu de la façon suivante. Lorsque la période du champ alternatif est très inférieure au temps d'établissement du champ de charge d'espace mais très supérieure au temps de vie des porteurs de charge, à chaque alternance le champ de charge d'espace augmente par rapport à la diffusion du fait de la présence du champ externe. Les charges se déplaçant alternativement dans un sens et dans l'autre, le déplacement moyen est nul comme dans le cas de la diffusion (champ appliqué nul) : le déphasage reste égal à $\pm \pi/2$. Nous montrons dans la suite qu'il y a une intensification du champ de charge d'espace conduisant à la valeur : $m \omega \tau E_0$ (pour $E_0 < E_0 < E_0$).

Cette technique présente donc l'avantage de conduire à des valeurs plus élevées du module du champ de charge d'espace qu'en champ continu lorsque $\omega \tau > 1$. L'effet photoréfractif est donc

également intensifié pour la diffraction d'onde pour laquelle le déphasage Ψ n'intervient pas. De plus, parce que le déphasage de $\pm \pi/2$ est conservé, l'intensification du champ de charge d'espace est entièrement mise à profit dans les expériences de couplage d'onde.

1.3. Equations de base

Nous restons dans le cadre des hypothèses du régime quasi continu décrites au chapitre II et introduisons dans les équations du matériau un champ interne $E_o(t)$ créé par un champ appliqué $E_a(t)$ temporellement variable. Le rapport de l'intensité de la pompe à celle de la sonde est élevé. Ceci permet d'une part d'obtenir un gain de couplage élevé, d'autre part de travailler à faible modulation d'intensité, condition de validité de la résolution analytique. La résolution des équations (I-38) à (I-41) conduisent aux mêmes expressions de la densité de centres ionisés N_{D0}^i (équation (I-48)) et de la densité de porteurs de charge libres $n_o(t)$ (équation (I-49)). Prenant en compte la variation temporelle de E_o , l'équation d'évolution du champ de charge devient :

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 E_1(t)}{\partial t^2} + \frac{\partial E_1(t)}{\partial t} & \left(\frac{1}{\tau_{di}} + \frac{1}{\tau_I} + \frac{1}{\tau_R} + \frac{1}{\tau_D} - jk_R \mu E_o(t) \right. \\ & \left. - \frac{dE_o(t)}{dt} \frac{1}{E_o(t) + jE_D} \right) \\ + (E_1(t)) & \left(\frac{1}{\tau_R \tau_{di}} + \frac{1}{\tau_I \tau_D} - jk_R \frac{\mu E_o(t)}{\tau_I} - \frac{1}{\tau_{di}} \frac{dE_o(t)}{dt} \frac{1}{E_o(t) + jE_D} \right) \\ & = - \frac{m}{\tau_R \tau_{di}} (E_o(t) + jE_D) \quad (\text{III-1}) \end{aligned}$$

Bien que ces expressions soient applicables à n'importe quel type de champ alternatif, nous avons étudié en particulier le champ créneau. En effet, ainsi que nous le vérifierons au chapitre III.5, le champ créneau conduit à une intensification du gain de couplage nettement supérieure à celle obtenue (à même valeur crête) avec un champ sinusoïdal ou trapézoïdal. De plus, une solution analytique du champ de charge d'espace peut alors être établie et permet de mieux comprendre les mécanismes.

2. EXPRESSION ANALYTIQUE DU GAIN SOUS CHAMP CRENEAU

L'amplification sous champ alternatif a été étudiée précédemment [62] en se restreignant au cas où la période T du champ appliqué est très courte devant le temps d'établissement de l'effet photoréfractif. Dans ce chapitre, nous étudions l'établissement du champ de charge d'espace et déterminons sa valeur à l'état stationnaire sans la limitation précitée, étendant la plage d'utilisation de cette technique.

Tout d'abord, nous décrivons la cinétique de l'enveloppe, c'est à dire celle du champ de charge d'espace au début de chaque alternance, jusqu'au régime permanent (E_{1st}^+, E_{1st}^-) . Nous montrons d'une part que cet "état stationnaire" évolue périodiquement dans le temps $(E_{1st}^+(t), E_{1st}^-(t))$ et d'autre part que cette modulation disparaît lorsque la fréquence du champ alternatif est élevée ; Le champ de charge d'espace est alors maximal $(E_1^{\pi/2})$, déphasé de $\pm \pi/2$ avec le réseau d'illumination et indépendant de la fréquence du champ alternatif [63,64]. Enfin nous étudierons l'influence de l'amplitude du champ électrique et du pas du réseau sur le gain de couplage.

2.1. Expressions générales du champ de charge d'espace et de sa cinétique.

Nous approximations l'évolution temporelle du champ appliqué $E_a(t)$ représenté figure III-1 par :

$$E_a(t) = \pm E_a \left(2 e^{-t/\tau} - 1 \right) \quad (\text{III-2})$$

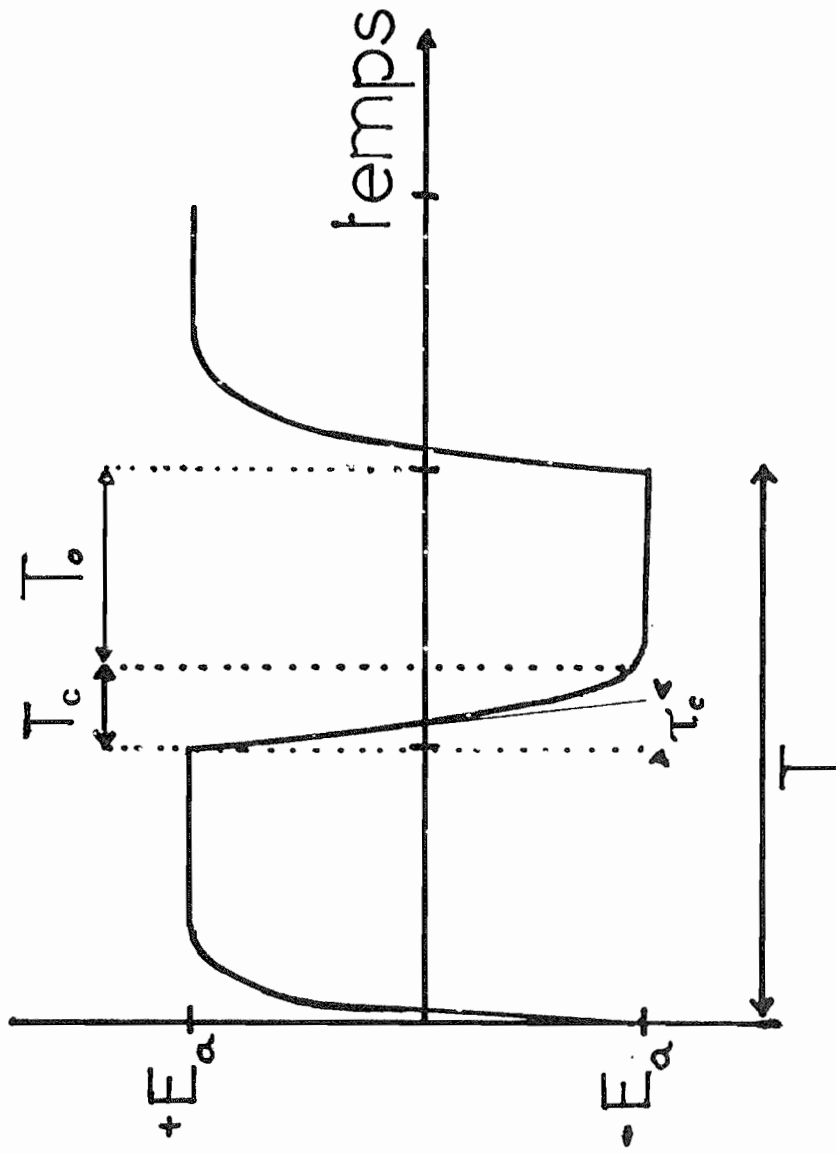


figure III.1 : Allure du champ alternatif appliqué au cristal. Le temps de commutation T_c a été agrandi sur cette figure.

Sur l'intervalle de temps T_o , $E_a(t)$ est quasiment constant et la dérivée du champ appliqué est nulle dans l'équation (III-1). Pour chaque alternance on retrouve l'évolution sous champ continu (équations (II-1) à (II-3)). La constante de temps de commutation τ_c étant très inférieure aux constantes de temps d'évolution de $E_1(t)$, on néglige l'évolution du champ de charge d'espace sur l'intervalle de temps T_c . Nous reviendrons au chapitre III.5 sur l'influence du temps de montée T_c .

Comme indiqué précédemment, dans l'hypothèse du régime quasi-continu, on a négligé l'évolution temporelle du réseau de charges libres et sa contribution au champ de charge d'espace. On peut donc écrire l'équation (II-4) pour chaque demi-période :

$$\frac{\partial E_1(t)}{\partial t} + (E_1(t) - E_{1st}) \Gamma_- = 0 \quad (\text{III-3})$$

où
$$\Gamma_- = \frac{1}{\tau_-} + j\omega_-$$

En reprenant les notations des équations (I-52) à (I-54) et (II-7), on montre que :

$$\begin{cases} E_{1st} (+ E_o) = - E_{1st}^* (- E_o) \\ \Gamma_- (+ E_o) = \Gamma_-^* (- E_o) \end{cases} \quad (\text{III-4})$$

Dans la suite de cette étude, pour simplifier les notations, on conviendra de noter Γ l'inverse de la constante de temps d'établissement du champ de charge d'espace sous champ continu $+ E_o$:

$$\Gamma (+ E_o) = \frac{1}{\tau} + j\omega$$

et E_s la valeur du champ de charge d'espace à l'état stationnaire sous champ continu $+ E_o$:

$$E_{1st} (+ E_o) = E_s = m E_{sc} e^{j\psi}$$

L'intégration de l'équation (III-3) conduit à une évolution temporelle sur chaque demi période de la forme :

$$E_1^+(t) = E_1^+(nT) \exp[-\Gamma (t - nT)] + E_s [1 - \exp(-\Gamma (t - nT))] \quad (\text{III-5})$$

pour la $n^{\text{ième}}$ alternance positive, et :

$$E_1^-(t) = E_1^-[(n + 1/2) T] \exp[-\Gamma^* [t - (n + 1/2) T]] - E_s^* [1 - \exp(-\Gamma^* [t - (n + 1/2) T])] \quad (\text{III-6})$$

Pour la $n^{\text{ième}}$ alternance négative ($^+$ et $^-$ indiquant qu'il s'agit respectivement d'une alternance positive et négative).

2.1.1. Etude de l'enveloppe

Par continuité du champ de charge d'espace,

$$E_1^+ \left[\left(n + \frac{1}{2} \right) T \right] = E_1^- \left[\left(n + \frac{1}{2} \right) T \right] \quad (\text{III-7})$$

on obtient l'expression à $t = nT$ et $\left(n + \frac{1}{2} \right) T$ en sommant toutes les contributions à partir de $t = 0$. Par exemple pour les alternances positives, le champ de charge d'espace à la $n^{\text{ième}}$ alternance s'écrit en fonction de l'alternance précédente :

$$E_1^+(nT) = q E_1^+[(n - 1) T] + C \quad (\text{III-8})$$

Ce sont les termes d'une suite géométrique avec :

$$\begin{cases} q = e^{-(\Gamma + \Gamma^*) T/2} \\ C = E_s (1 - e^{-\Gamma T/2}) e^{-\Gamma^* T/2} - E_s^* (1 - e^{-\Gamma^* T/2}) \end{cases} \quad (\text{III-9})$$

La somme de cette série est :

$$E_1^+(nT) = E_1^+(0) q^n + C \frac{1 - q^n}{1 - q} \quad (\text{III-10})$$

En prenant pour condition initiale $E_1^+(0) = 0$, on obtient :

$$E_1^+(nT) = \frac{1 - e^{-nT(\Gamma^* + \Gamma)/2}}{1 - e^{-T(\Gamma^* + \Gamma)/2}} \left\{ E_s (1 - e^{-\Gamma/2}) e^{-\Gamma^*/2} - E_s^* (1 - e^{-\Gamma^*/2}) \right\}$$

Quelques lignes de calcul donnent l'expression de $E_1^+[(n + 1/2)T]$ à partir de l'équation (III-11). Le régime stationnaire de l'enveloppe (i.e. aux temps $t = nT$ et $t = (n + 1/2)T$) est donc obtenu après un régime transitoire avec une constante de temps :

$$\tau = \frac{1}{\frac{1}{2} (\Gamma^* + \Gamma)} \quad (\text{III-12})$$

C'est la partie réelle de la constante de temps d'établissement du champ de charge d'espace sous champ continu ! Sous champ alternatif, l'efficacité de diffraction s'établit donc sans sur-oscillation. Comme Γ intervient dans l'expression de E_1^+ et E_1^- et est proportionnel à $\frac{1}{\tau_{di}}$ qui est lui même proportionnel à l'illumination, la valeur du champ de charge d'espace (et non seulement sa cinétique) dépend donc de l'illumination.

L'état stationnaire ($nT \rightarrow \infty$) à la fin des demi-alternances positives a pour expression :

$$E_{1st}^+ = \frac{1}{1 - e^{-T(\Gamma + \Gamma^*)/2}} \left\{ E_s (1 - e^{-\Gamma/2}) e^{-\Gamma^*/2} - E_s^* (1 - e^{-\Gamma^*/2}) \right\} \quad (\text{III-13})$$

D'après les relations (III-4), à la fin des demi-alternances négatives le régime stationnaire est :

$$E_{1st}^- = - E_{1st}^{+*} \quad (\text{III-14})$$

Soit :

$$\begin{cases} \text{Re}(E_{1st}^+) = - \text{Re}(E_{1st}^-) \\ \text{Im}(E_{1st}^+) = \text{Im}(E_{1st}^-) \end{cases} \quad (\text{III-15})$$

D'après l'expression (III-13), il apparaît que la période du champ alternatif et l'inverse de la constante de temps Γ apparaissent toujours sous forme d'un produit dans l'expression du champ de charge d'espace à l'état stationnaire. Ajuster la période du champ électrique ou l'illumination revient donc au même.

Nous avons représenté figure III-2, la valeur de l'enveloppe E_{1st}^+ / m en fonction de la fréquence du champ alternatif $f = \frac{1}{T}$. Pour l'évolution de E_{1st}^- nous savons d'après (III-15) que la partie réelle est de signe opposé à celle de E_{1st}^+ et la partie imaginaire de même signe. Les paramètres sont ceux du BGO n° 9 pour un champ d'amplitude $\pm 1,6$ kV/cm. $\frac{1}{\tau}$ et ω calculés à partir des paramètres photoréfractifs mesurés dans la partie II sont reportées sur la figure. Comme l'intensité décroît dans le matériau en raison de l'absorption, ces valeurs sont moyennées sur l'épaisseur du cristal. A faibles fréquences, le matériau suit le champ appliqué et au cours d'une demi période le champ de charge d'espace atteint l'état stationnaire : $\frac{E_{1st}^+}{m}$ a pour valeur $E_{sc} e^{j\psi}$. Lorsque la fréquence augmente, la partie imaginaire de E_{1st}^+ croît aux dépens de la partie réelle. Au delà de 200 Hz la partie réelle tend vers zéro et la partie imaginaire atteint une valeur maximale indépendante de f .

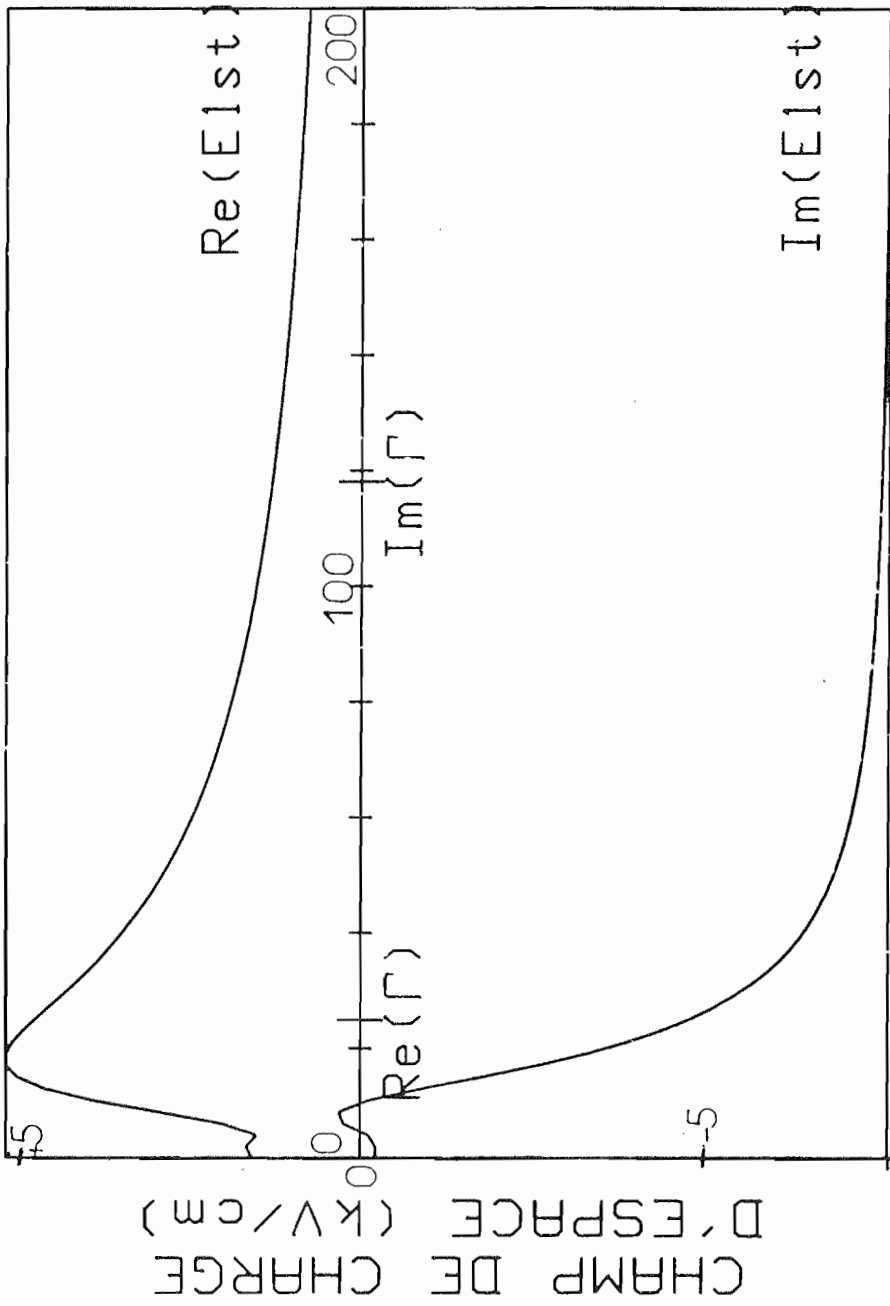


figure III.2 : Parties réelles et imaginaires du champ de charge d'espace à l'état stationnaire divisé par la modulation, en fonction de la fréquence du champ alternatif. Les paramètres photoréfractifs sont:
 $\epsilon' = 2,3 \cdot 10^{-6} \text{ cm}/\Omega \cdot \text{W}$; $l = 3,6 \text{ mW}/\text{cm}^2$; $L_0 = 0,28 \mu\text{m}$; $L = 3,2 \mu\text{m}$;
 $\alpha = 1,6 \text{ cm}^{-1}$; $E_0 = 1,6 \text{ kV}/\text{cm}$.

Les parties réelles et imaginaires de Γ sont moyennées sur l'épaisseur du cristal.

2.1.2. Evolution temporelle de E_{1st} sur chaque alternance

On a convenu de noter E_{1st} l'état stationnaire de l'enveloppe du champ de charge d'espace. Cependant ce régime stationnaire n'est pas obligatoirement constant entre les instants nT et $(n + 1/2)T$ (ou $(n + 1/2)T$ et $(n + 1)T$). A partir des équations (III-4) et (III-5), on calcule l'évolution du champ de charge d'espace à l'état stationnaire entre ces instants (on conviendra de prendre pour origine des temps le début de chaque alternance afin de simplifier les notations):

$$E_{1st}^+(t) = j \operatorname{Im}(E_{1st}^+) - \operatorname{Re}(E_{1st}^+) Q(t) \quad (\text{III-16})$$

et :

$$E_{1st}^-(t) = j \operatorname{Im}(E_{1st}^+) + \operatorname{Re}(E_{1st}^+) Q^*(t) \quad (\text{III-17})$$

en notant : $E_1 = \operatorname{Re}(E_1) + j \operatorname{Im}(E_1)$, et avec :

$$Q(t) = \frac{1 + e^{-\Gamma T/2} - 2 e^{-\Gamma t}}{1 - e^{-\Gamma T/2}} \quad (\text{III-18})$$

De la symétrie indiquée par (III-15) on déduit l'évolution des parties réelles et imaginaires du champ :

$$\operatorname{Re}(E_{1st}^+(t)) = - \operatorname{Re}(E_{1st}^-(t)) = - \operatorname{Re}(E_{1st}^+) \operatorname{Re}(Q(t)) \quad (\text{III-19})$$

et :

$$\operatorname{Im}(E_{1st}^+(t)) = \operatorname{Im}(E_{1st}^-(t)) = \operatorname{Im}(E_{1st}^+) - \operatorname{Re}(E_{1st}^+) \operatorname{Im}(Q(t)) \quad (\text{III-20})$$

Ainsi, à l'état stationnaire, la partie réelle du champ de charge d'espace oscille symétriquement autour de zéro avec une période égale à T . Sa partie imaginaire oscille autour de la valeur $\text{Im}(E_{1st}^+)$ déduite de l'équation (III-13) avec une période égale à $\frac{T}{2}$. L'amplitude de cette modulation dépend de la fréquence du champ alternatif.

2.2. Influence de la fréquence du champ alternatif

A priori, la valeur en régime stationnaire du champ de charge d'espace dépend du produit ΓT . Il dépend donc de l'illumination ou de la fréquence du champ appliqué. Dans ce paragraphe, nous étudions à illumination donnée, l'influence de la fréquence sur le champ de charge d'espace et sa modulation.

2.2.1. Champ de charge d'espace maximal

Nous allons calculer l'expression du champ de charge d'espace dans la zone de fréquence où sa valeur est indépendante de la fréquence. Pour cela, un développement limité en ΓT de l'expression (III-13) conduit à :

$$E_{1st}^+ = E_{1st}^- = j_m E_1^{\pi/2} = j_m \frac{\text{Im}(\Gamma E_{sc} e^{j\psi})}{\text{Re}(\Gamma)} \quad (\text{III-21})$$

Rappelons que Γ et $E_{sc} e^{j\psi}$ sont l'inverse de la constante de temps et la valeur à l'état stationnaire du champ de charge d'espace sous un champ continu de valeur $+ E_0$. Cette expression montre que pour les fréquences $f \gg |\Gamma|$ la valeur de l'enveloppe un régi-

me permanent est purement imaginaire. Cette valeur est indépendante de τ_{di} donc de l'illumination. De même un développement limité en ΓT des expressions (III-19) et (III-20) aboutit à :

$$\operatorname{Re}(E_{1st}^+) = - \frac{E_{sc} \cos \psi}{4} \frac{(\Gamma' T)^2 + (\Gamma'' T)^2}{\Gamma' T} + o(\Gamma T) \quad (\text{III-22})$$

$$\operatorname{Re}(Q(t)) = \left(\frac{-\Gamma'^2 + \Gamma''^2}{\Gamma'^2 + \Gamma''^2} \right) \left(1 - 4 \frac{t}{T} \right) + o(1) \quad (\text{III-23})$$

$$\operatorname{Im}(Q(t)) = o(1) \quad (\text{III-24})$$

$o(f)$ représente des termes négligeables devant f . Par conséquent, le terme oscillant dans les équations III-16 et (III-17) devient négligeable devant le terme constant $\operatorname{Im}(E_{1st}^+)$ et le champ de charge d'espace n'est plus modulé dans le temps.

En conclusion, à fréquence élevée ($f \gg |\Gamma|$) les oscillations du champ de charge d'espace disparaissent. Celui-ci est alors purement imaginaire, indépendant de la fréquence du champ alternatif et indépendant de l'illumination. Cependant, sur la figure III-2, même lorsque l'approximation du développement limité ne peut pas se faire, on remarque que $f > |\Gamma|$ est une condition suffisante pour obtenir le gain maximal.

2.2.2. Gain maximal

Lorsque $f > |\Gamma|$, puisque E_{1st} est purement imaginaire, le gain de couplage lui est directement proportionnel. D'après l'expression (I-80) donnant la valeur du gain de couplage en configuration "couplage" :

$$G_{\max} = G \Big|_{E_1 \pi/2} = \frac{\omega n^3}{2c} r_{\text{eff}} E_1^{\pi/2} \quad (\text{III-25})$$

Pour ces fréquences, évaluons dès à présent un ordre de grandeur de l'intensification du gain de couplage pour des champs appliqués tels que : $E_D < E_0 < E_Q$. Dans ce cas, $E_{sc} e^{i\psi}$ est quasiment réel ($\sin \psi \simeq 0$) et $E_{sc} \simeq E_0$. L'équation (III-21) se réécrit alors :

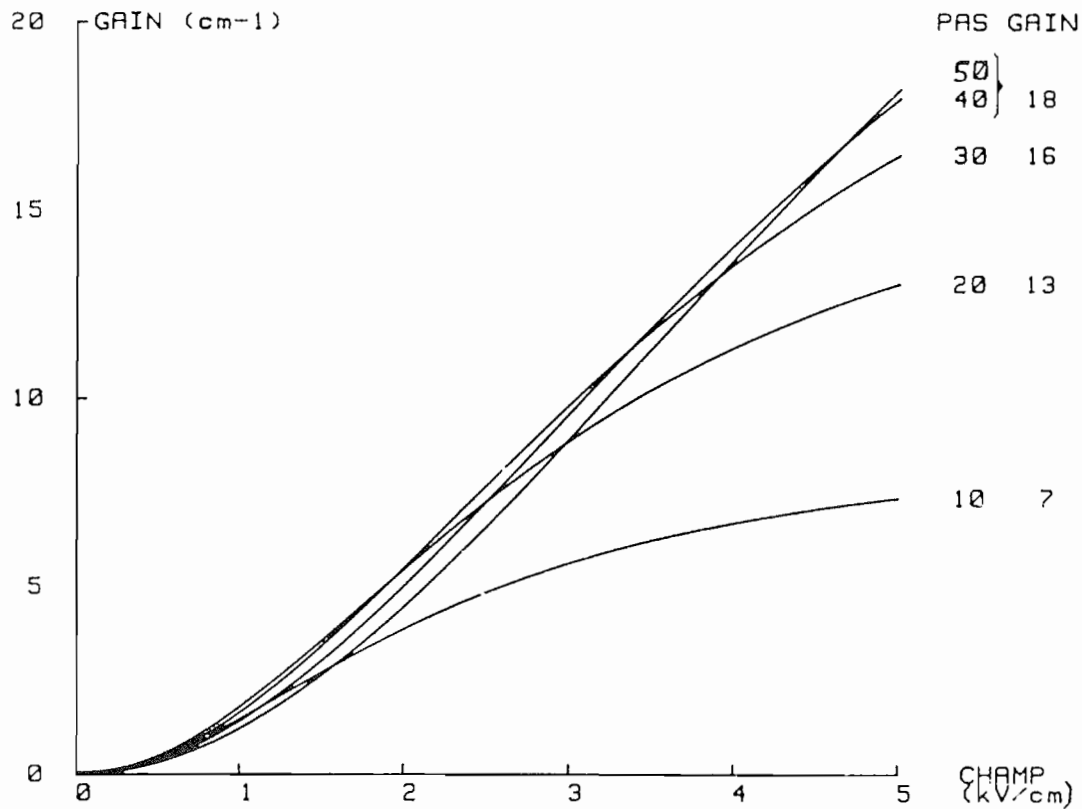
$$E_1^{\pi/2} \simeq j \omega \tau E_0 \quad (\text{III-26})$$

Pour un champ $E_0 = \pm 1,6$ kV/cm à $\Lambda = 30$ μm avec les paramètres du BGO 9 mesurés au chapitre II, $\omega\tau = 4,7$. Le facteur d'intensification du gain par rapport à un champ appliqué continu de 1,6kV/cm est : $\frac{\omega\tau}{\sin\psi} = 38$. A ces valeurs de champ électrique l'intérêt de l'emploi du champ alternatif est évident. S'il n'y pas atténuation de l'onde pompe I_p (i.e. $\frac{I_s(0)}{I_p(0)} e^{G\ell} \ll 1$) l'intensité de l'onde sonde I_s déduite de l'expression (I-69) augmente exponentiellement avec le gain :

$$I_s(\ell) = I_s(0) e^{G\ell} e^{-\alpha\ell} \quad (\text{III-27})$$

2.3. Influence de l'amplitude du champ alternatif et du pas du réseau sur le gain maximal

En plus des paramètres physiques κ et k_0 (ou encore L et N_A), $E_1^{\pi/2}$ dépend de k_R et de E_0 (voir les équations (I-53) et (I-54) et (II-7)). Nous avons représenté sur les figures III-3 et III-4 la valeur du gain maximal $G_{\max} = G \Big|_{E_1^{\pi/2}}$ en fonction respectivement, de l'amplitude E_0 du champ électrique dans le cristal et du pas du réseau Λ . Les paramètres photoréfractifs sont ceux du BGO 9 et du BGO 15 dopé fer.



a

b

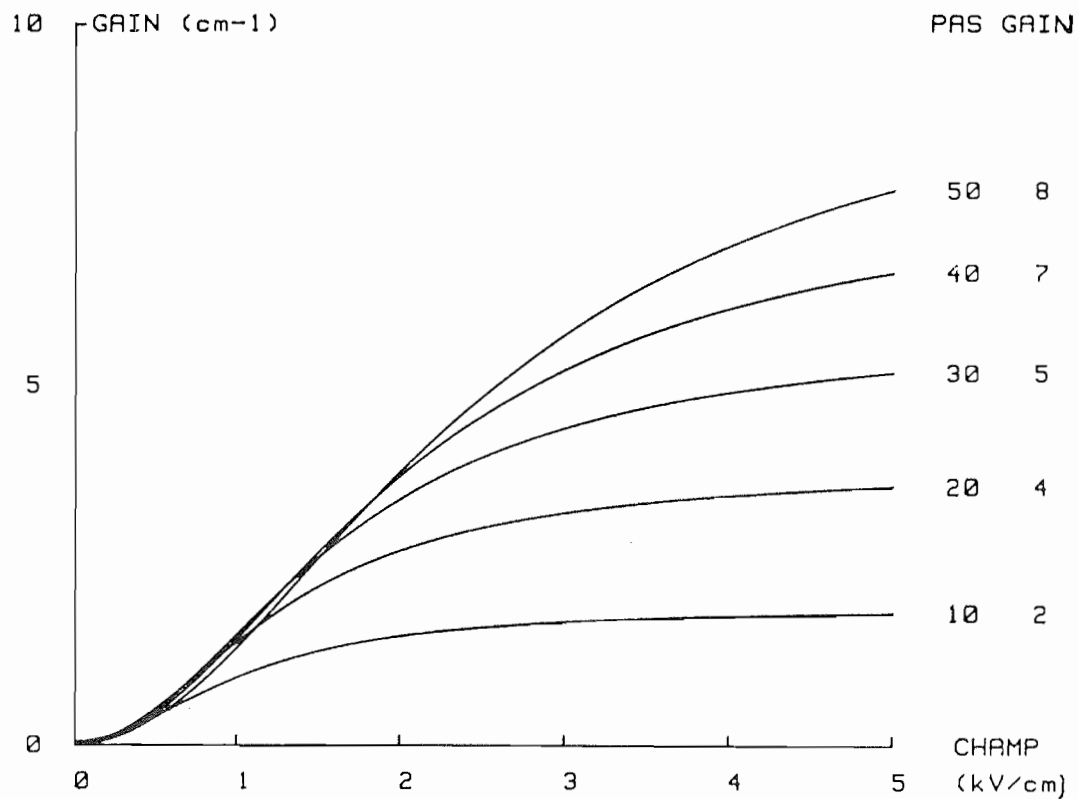
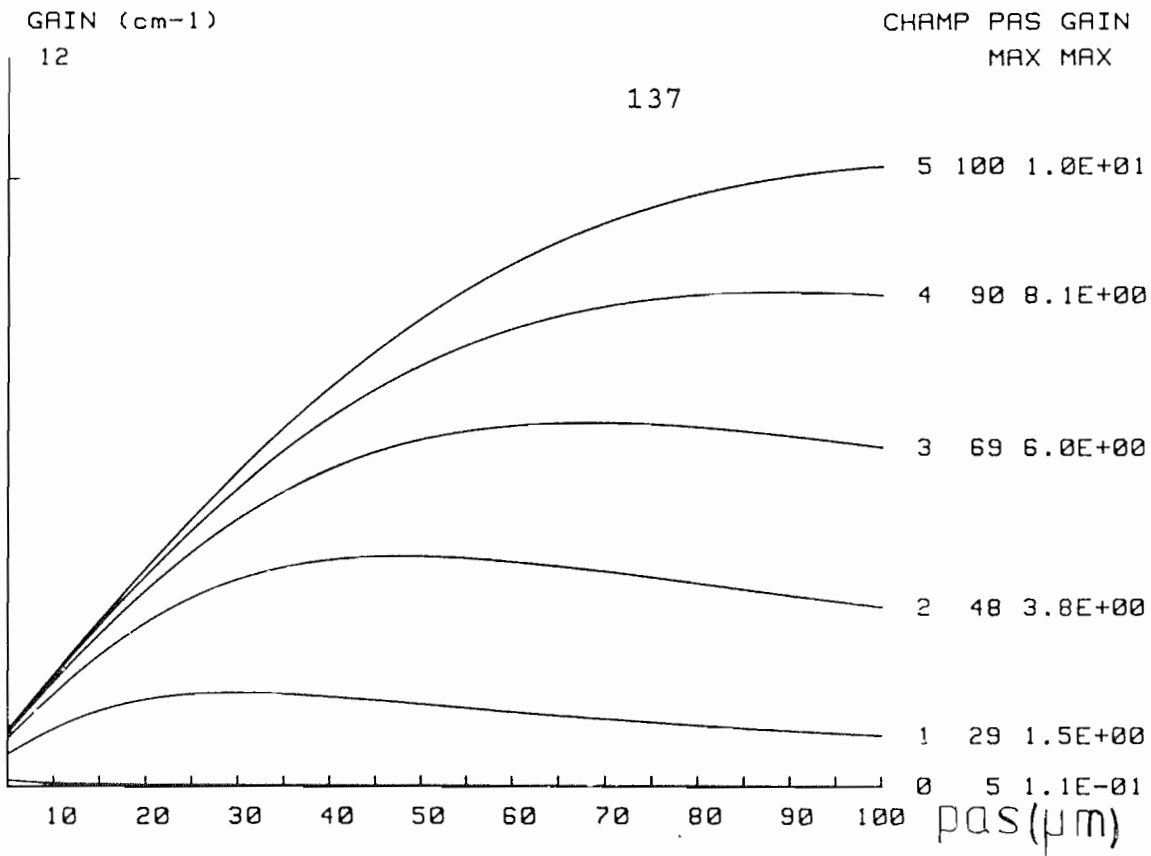


figure III.3 : Gain maximal en fonction de l'amplitude du champ créneau pour différents pas.

(a) B.G.O. n°15 : $L=2,8 \mu\text{m}$; $L_0=0,13 \mu\text{m}$.

(b) B.G.O. n°9 : $L=3,2 \mu\text{m}$; $L_0=0,28 \mu\text{m}$.

A droite figurent le pas du réseau (en μm) et le gain à $E_0=5 \text{ kV/cm}$ (en cm^{-1}).



a

b

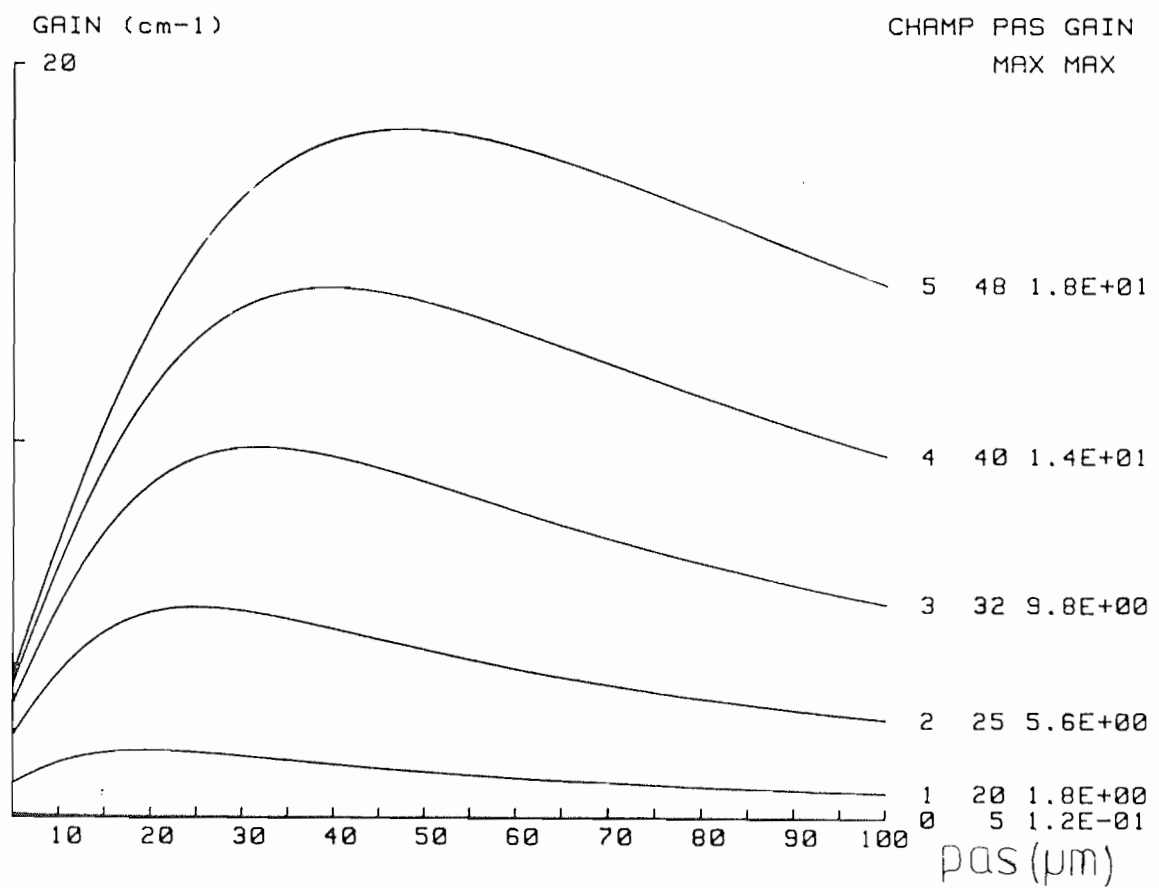


figure III.4 : Gain maximal en fonction du pas du réseau pour différents champs électriques.
 (a) B.G.O. n°15 : $L=2,8 \mu\text{m}$; $L_0=0,13 \mu\text{m}$.
 (b) B.G.O. n°9 : $L=3,2 \mu\text{m}$; $L_0=0,28 \mu\text{m}$.
 A droite figurent la valeur crête du champ électrique (en kV/cm) , le pas optimal (en μm) qui correspond à la valeur la plus élevée du gain (en cm^{-1}).

On observe que :

- Au delà d'un champ appliqué de quelques centaines de volts par centimètres, la progression du gain avec E_0 se fait de façon linéaire. Dans cette zone, $E_1^{\pi/2} > E_0$ puisque $\omega\tau > 1$. A forts champs, la courbe sature vers la valeur du champ maximal E_0 que l'on peut photoinduire dans le cristal ($E_1^{\pi/2} = E_0$) (figure III-3).

- La position du pas pour lequel le gain est maximal, Λ_{\max} , varie fortement entre deux échantillons. Cependant, les courbes de gain en fonction du pas sont assez plates et la valeur du gain à - 3 dB de la valeur maximale s'étend sur une large gamme de pas (figure III-4). Autrement dit, le couplage se fera quasi uniformément pour une combinaison de réseaux élémentaires de pas variés. L'amplification uniforme d'une image est donc possible.

Prenons par exemple le BGO 9 à $\Lambda = 60 \mu\text{m}$ pour un champ électrique $E_0 = \pm 5 \text{ kV/cm}$, $E_1^{\pi/2} = 24 \text{ kV/cm}$ et le gain maximal par unité de longueur sera $G_{\max} = 8,6 \text{ cm}^{-1}$. En tenant compte de l'absorption ($\alpha = 1,6 \text{ cm}^{-1}$) sur une épaisseur de 6 mm, l'amplification de l'intensité en sortie est : $\frac{I_s(\ell)}{I_s(0)} = 62$.

3. MESURES DU GAIN DE COUPLAGE

Dans ce paragraphe, nous exposons les résultats expérimentaux concernant la dépendance du gain avec la fréquence du champ électrique appliqué ou avec l'illumination. Deux cristaux seront étudiés. Nous montrons que l'un d'eux se comporte comme prévu par le modèle avec un gain maximal toutefois un peu inférieur à celui attendu. Le second cristal présente un gain maximal nettement inférieur à celui escompté. Nous essaierons ensuite d'expliquer cette observation. De plus, un pic de gain sera observé et expliqué en prenant en compte la constante de temps rapide de l'évolution du champ de charge d'espace .

3.1. Montage

Un faisceau argon à 514 nm est partagé en une pompe d'intensité I_p et une sonde d'intensité I_s avec un rapport $\frac{I_p}{I_s}$ de l'ordre de 160 de façon à assurer que le faisceau pompe n'est pas atténué (lorsque l'amplification se fait aux dépens de celui-ci). La modulation d'indice reste donc faible ($m \approx 0,16$) au cours de la traversée du cristal. Les deux faisceaux sont incidents sur le cristal de BGO en configuration dite "couplage". La tension crête $V_a = 1$ kV est appliquée aux faces $(\bar{1} \bar{1} 0)$ par des électrodes à la laque d'argent. Le pas du réseau est $\Lambda = 30 \mu\text{m}$, proche du pas optimal pour lequel le gain de couplage est maximum sous un champ électrique $E_a = 1,6$ kV/cm (voir figure III-4-a). Le temps de montée de l'alimentation est $T_c \approx \tau_c = 14 \mu\text{s}$. Comme prévu par le modèle de l'effet photoréfractif, on vérifie que, lorsque le sens de transfert d'énergie a lieu en direction du faisceau sonde, la valeur

absolue du gain mesurée (dans les limites des barres d'erreur) est la même que lorsque le sens de transfert est inversé. Nous avons également vérifié que la valeur du gain n'est pas affectée par une illumination partielle de la face d'entrée pour les valeurs de la période du champ appliqué très inférieure à la constante de temps diélectrique du matériau : puisque le champ appliqué entraîne les charges alternativement dans un sens et dans l'autre, il ne devrait pas exister les zones d'accumulation de charges qui, sous champ continu, sont responsables d'une chute du champ interne.

Sous champ continu les ondes propres dans le BGO sont des ondes polarisées elliptiquement. Sous champ créneau, l'inversion des axes de l'ellipse à chaque alternance du champ contribue à moduler le gain de couplage dans le temps. L'utilisation d'ondes polarisées rectilignement permet de s'affranchir de cette modulation comme nous le montrerons au chapitre III-4. Celles-ci seront donc employées pour la vérification expérimentale.

3.2. Mesures du gain en fonction de la période du champ appliqué

a) BGO 9

Les valeurs expérimentales du gain de couplage pour le BGO n° 9 sous un champ crête $E_a = 1,6$ kV/cm et à des illuminations incidentes de $190 \mu\text{W}/\text{cm}^2$, $1 \text{ mW}/\text{cm}^2$ et $3,6 \text{ mW}/\text{cm}^2$ sont reportées dans le tableau III-1. Le signal est amplifié en présence de la pompe. Les points expérimentaux reportés sur la figure III-5 montrent l'existence d'un plateau et de deux fréquences de coupure.

frequence (Hz)	intensité (mW/cm ²)		
	0,19	1	3,6
1	0,28	0	0,07
2		0	
3	0,92		
4		0,08	
5	1,08		0,11
6		0,22	
8		0,44	
10	1,17	0,6	
13			0,15
15		0,83	
20		0,94	0,36
30	1,1	1,03	
50	1,1	1,15	0,95
80	1,06		
100		1,17	1,1
200	1,04	1,17	1,14
300		1,17	
400		1,1	
500	0,99	1,08	1,14
600		1,04	
700		1,04	
800		1,04	1,06
900		1	
1000	0,93	1	1,02
1500		0,88	
2000	0,76	0,77	0,76
3000		0,64	
4000	0,49	0,54	0,51
5000		0,4	0,45
8000			0,27

tableau III.1 : B.G.O. n°9 : Valeurs expérimentales du gain de couplage (en cm^{-1}) en fonction de la fréquence du champ alternatif pour trois illuminations et sous un champ appliqué $E_a=1.6 \text{ kV/cm}$.

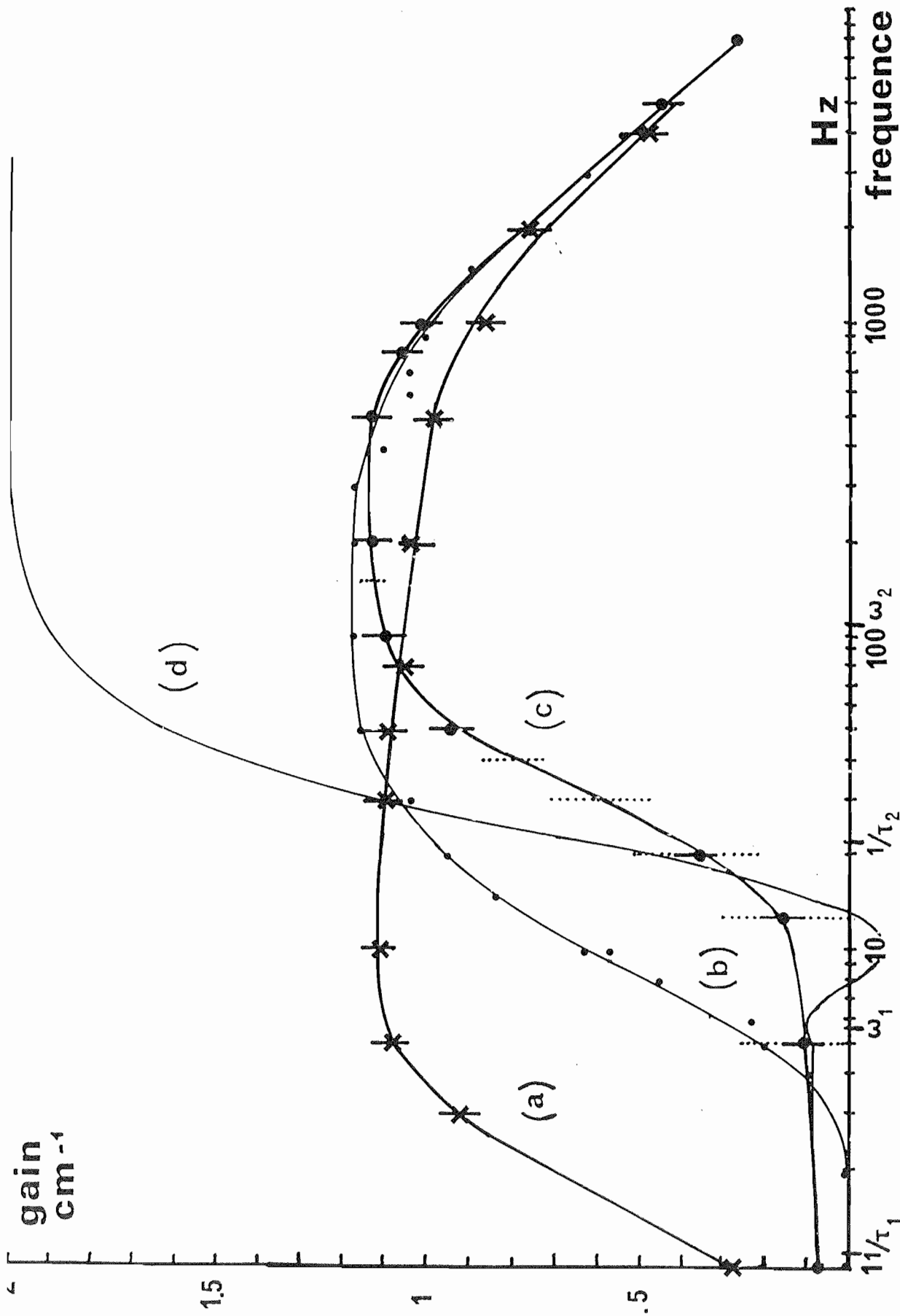


figure III.5 : B.G.O. n°9 : Mesures du gain de couplage en fonction de la fréquence du champ créneau pour trois illuminations :
 (a) $l=190 \mu\text{W}/\text{cm}^2$; (b) $l=1 \text{ mW}/\text{cm}^2$; (c) $l=3,6 \text{ mW}/\text{cm}^2$. Le pas est $\Lambda=30 \mu\text{m}$, le champ appliqué $E_a=1,6 \text{ kV}/\text{cm}$.
 (d) courbe théorique pour $l=3,6 \text{ mW}/\text{cm}^2$ calculée à partir des paramètres photoréfractifs du B.G.O. n°9.
 $1/\tau_1$, ω_1 , $1/\tau_2$, ω_2 représentent les parties réelles et imaginaires de Γ pour $l=190 \mu\text{W}/\text{cm}^2$ et $l=3,6 \text{ mW}/\text{cm}^2$ respectivement.

$\frac{1}{\tau_1}$, ω_1 , $\frac{1}{\tau_2}$, ω_2 représentent les parties réelles et imaginaires des inverses des constantes de temps pour $I = 190 \mu\text{W}/\text{cm}^2$ et $3,6 \text{ mW}/\text{cm}^2$ respectivement. Les traits verticaux pleins représentent l'incertitude de mesure.

Dès que $f \gg \omega \simeq |\Gamma|$, le gain maximum G_{max} est atteint : la condition posée lors du développement limité pour le calcul du champ de charge d'espace maximal ($f \gg |\Gamma|$) est plus forte que nécessaire. La valeur de ce gain maximal est bien indépendante de l'illumination.

La fréquence de coupure basse à -3 dB , f_b , se déplace vers les fréquences élevées lorsque l'illumination est augmentée : à $I = 190 \mu\text{W}/\text{cm}^2$, $f_b = 1,6 \text{ Hz}$ et à $I = 3,6 \text{ mW}/\text{cm}^2$, $f_b = 28 \text{ Hz}$. La fréquence de coupure haute $f_h \simeq 3 \text{ kHz}$ est indépendante de l'illumination. Pour cet échantillon dont le temps de recombinaison est $40 \mu\text{s}$ (voir chapitre II-3) il est peu probable que la baisse du gain aux fréquences élevées provienne de ce que la condition $T \gg \tau_R$ n'est plus valable. Par contre, le rapport cyclique $\tau_c / \frac{T}{2}$ qui vaut $0,3$ à f_h peut être suffisamment élevé pour diminuer l'efficacité du champ alternatif. L'importance du temps de montée du champ électrique appliqué sera discutée au chapitre III-5.

Par des mesures d'effet électrooptique (cristal entre polariseurs croisés, voir le chapitre III-3-2-2) sous champ alternatif crête-à-croix, nous avons estimé qu'il existe une baisse de 20 à 30% du champ électrique effectivement présent dans le cristal ($E_a \neq E_0$) dont nous avons tenu compte pour le calcul du gain de couplage. Cette constatation que nous n'avons pas expliquée semble en contradiction avec le fait que le gain de couplage n'est pas affecté par

une illumination non uniforme du cristal.

Les calculs présentés au chapitre III-2 donnent la valeur du gain en supposant que l'illumination est la même au cours de la traversée du cristal. Cependant, avec un coefficient d'absorption $\alpha = 1,6 \text{ cm}^{-1}$ l'intensité dans le cristal décroît d'un facteur 2,6 entre les faces d'entrée et de sortie du cristal. Il est donc nécessaire de tenir compte d'une variation dans le même rapport de Γ . Par conséquent nous avons estimé le gain \bar{G} à partir d'une valeur moyenne du champ de charge d'espace sur l'épaisseur du cristal. Cette approximation reste valable tant que $G\ell$ est suffisamment faible devant 1 pour effectuer le développement $e^{G\ell} = 1 + G\ell + o(G\ell)$. Pour notre cristal le terme négligé vaut au maximum 14 %.

Afin de comparer l'allure des courbes théorique (d) et expérimentale (c), nous avons reporté sur la figure III-5 la valeur du gain de couplage pour les points de l'enveloppe ($t = nT$ ou $(n + 1/2)T$) calculée à partir des équations (I-80) et (III-13). Pour ce calcul, les valeurs de $E_{sc} e^{i\psi}$ et de Γ sont obtenues à partir des mesures rapportées au chapitre II-3 ($L = 3,2 \text{ } \mu\text{m}$, $L_0 = 0,28 \text{ } \mu\text{m}$, $\sigma' = \frac{\epsilon \epsilon_0}{\tau_{di} I} = 2,3 \cdot 10^{-6} \text{ cm } \Omega^{-1} \text{ W}^{-1}$) et $r_{41} = 3,4 \text{ pm/V}$, $n = 2,6$.

Les valeurs de la fréquence de coupure basse sont correctement prévues par notre calcul. Cependant, le rapport du gain maximal mesuré à celui prévu par l'expression (III-25) est 0,6. Comme cette valeur dépend fortement de la longueur de diffusion et de la longueur d'écran de Debye, nous avons calculé (voir tableau III-2) la valeur du gain maximal lorsque ces deux paramètres prennent les valeurs extrêmes des barres d'erreurs estimées au chapitre II. La valeur minimale ainsi calculée pour le gain ($1,7 \text{ cm}^{-1}$)

L μm	Lo μm		
	0,19	0,28	0,31
2,9	2,2	1,8	1,7
3,2	2,45	2	1,85
3,5	2,7	2,15	2

tableau III.2 : B.G.O. n°9 : Gain maximal théorique (en cm^{-1}) pour les valeurs extrêmes dans les barres d'erreur de la longueur de diffusion et de la longueur d'écran de Debye. Le champ interne est $E_0=1,2 \text{ kV/cm}$, le pas du réseau $\Lambda=30 \mu\text{m}$.

frequence (Hz)	gain (cm^{-1})
1	-0,12
5	-0,6
10	-0,67
20	-0,65
50	-0,75
100	-0,75
200	-0,82
300	-0,89
500	-1
800	-1,08
1000	-1,14
1500	-1,14
2000	-1,1
2500	-1
3000	-0,94
4000	-0,83
5000	-0,73

tableau III.3 : B.G.O. n° 15 : Valeurs expérimentales du gain de couplage en fonction de la fréquence du champ alternatif pour une illumination incidente $I=2,7 \text{ mW/cm}^2$ sous un champ appliqué $E_a= 2,4 \text{ kV/cm}$.

reste toutefois supérieure à la valeur mesurée, $G_{\max} = 1,17 \text{ cm}^{-1}$.

Sur la courbe c), les points expérimentaux représentent une valeur moyenne du gain de couplage sur chaque alternance, mais nous avons reporté en trait vertical pointillé les valeurs extrêmes du gain de couplage au cours d'une alternance. A 10 Hertz (pour la courbe c)) étant donné la faible valeur du gain et l'importance de la modulation, il n'a pas été possible d'observer l'atténuation de la sonde en début de période comme le prévoit la courbe théorique ($G_{\max} < 0$).

A faible fréquences, nous observons bien une modulation du gain à chaque alternance du champ électrique comme prévu au chapitre III.2.1.2. Nous avons représenté sur la figure III-6 l'allure temporelle de cette modulation à différentes fréquences du champ appliqué.

b) BGO 15A3

L'évolution du gain de couplage a également été relevée pour un BGO dopé au Fer (n°15) dont les paramètres ont été mesurés antérieurement [47]. Le champ crête interne est $E_0 = 1,8 \text{ kV/cm}$, le pas du réseau $\Lambda = 15 \text{ }\mu\text{m}$ et l'illumination incidente $I = 2,7 \text{ mW/cm}^2$. Le signal est atténué en présence de la pompe ($G < 0$). Les résultats sont reportés dans le tableau III-3 et la courbe est tracée figure III-7. Il existe un plateau entre $f = 5 \text{ Hz}$ et 100 Hz suivi d'un pic dont le maximum se situe à 1500 Hz . Au delà le gain décroît jusqu'à zéro avec une fréquence de coupure haute se situant au delà de 5 kHz . Les traits verticaux pleins représentent l'incertitude de mesure.

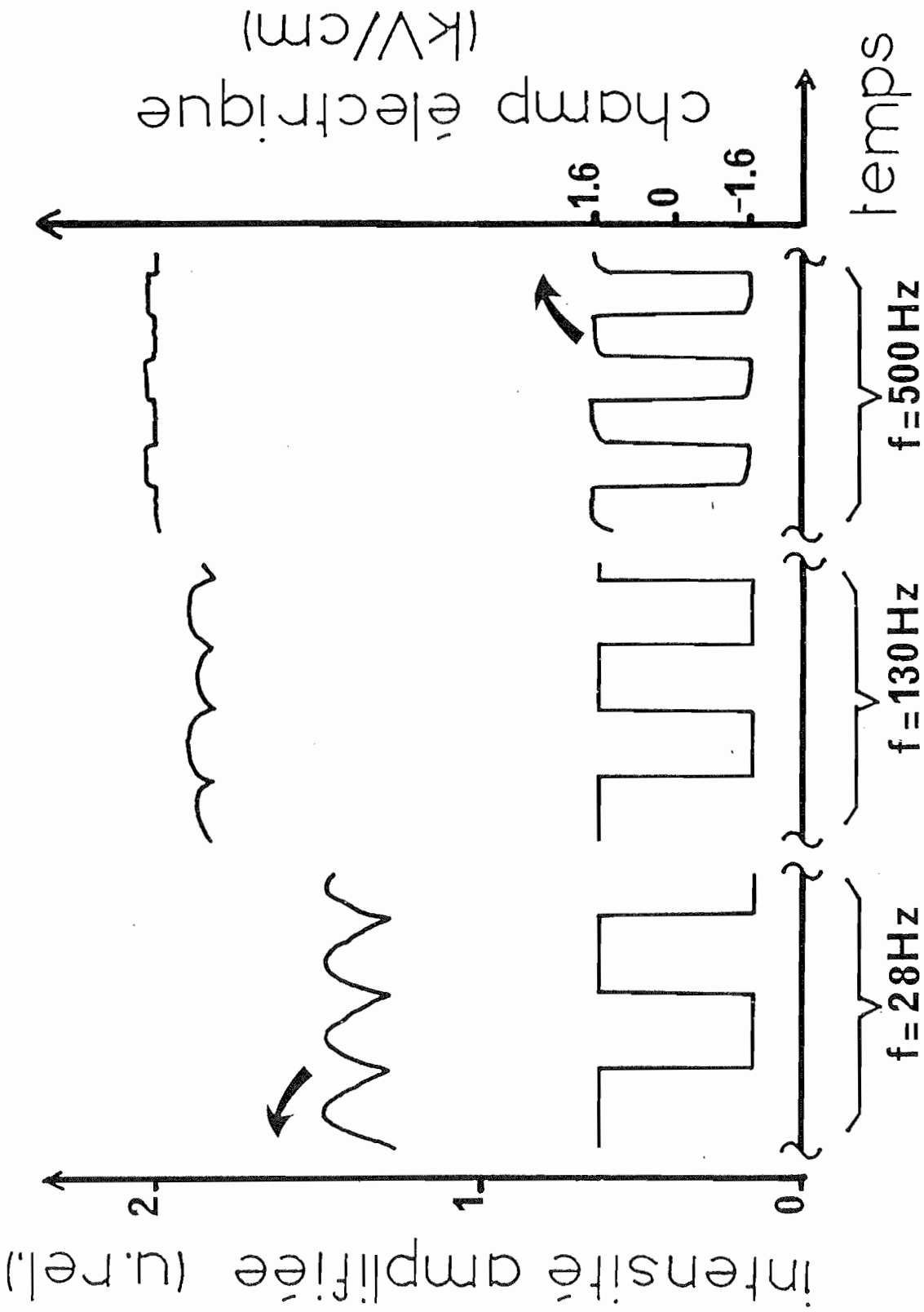


figure III.6 : B.G.O.n°9 : Allure des oscillations temporelles du gain en régime permanent à différentes fréquences du champ alternatif (courbes supérieures) et allure du champ alternatif (courbes inférieures). Les conditions expérimentales sont celles de la courbe (a) figure III.5

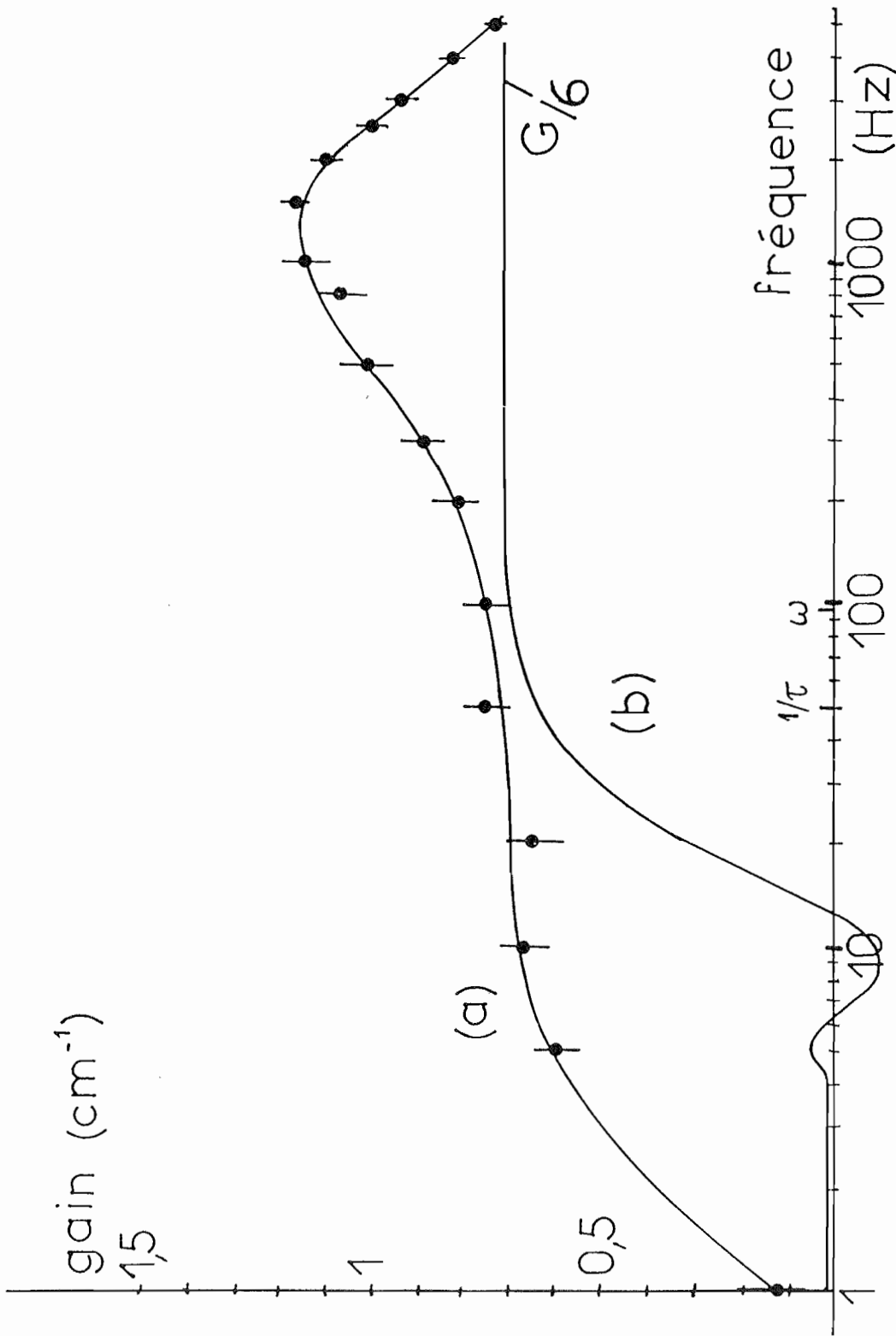


figure III.7 : B.G.O. n°15 : (a) Mesures du gain de couplage en fonction de la fréquence du champ créneau pour une illumination incidente $I=2,7$ mW/cm². Le pas est ≈ 15 μm , le champ appliqué $E_a=2,4$ kV/cm.

(b) Courbe théorique calculée à partir des paramètres photoréfractifs du B.G.O. n°15 (voir texte).

Nous avons également reporté sur la figure III-7 le gain théorique divisé par 6, estimé pour un champ $E_0 = 1,8$ kV/cm, pour un pas $\Lambda = 15$ μm et pour les paramètres suivants [47] :

$$\begin{aligned} L_0 &= 0,13 \mu\text{m} \\ L &= 2,8 \mu\text{m} \\ \sigma' &= 4,5 \cdot 10^{-6} \text{ cm } \Omega^{-1} \text{ W}^{-1} \\ \alpha &= 0,62 \text{ cm}^{-1} \end{aligned}$$

Le modèle précédent ne rend pas compte de la présence du pic. De plus, la hauteur du plateau $G \simeq 0,7 \text{ cm}^{-1}$ est 6 fois inférieure à la valeur maximale prévue par la théorie.

3.3. Discussion

Malgré une valeur un peu faible du gain maximal, le BGO 9 donne des résultats expérimentaux qui satisfont au développement théorique du gain de couplage sous champ créneau. Il semble que le BGO 15 ne suive pas ce modèle. Nous exposons ici les explications possibles à ce désaccord théorie-expérience.

3.3.1. Modèle à deux types de porteurs de charge

La valeur du champ électrique appliqué au BGO n° 15 ($E_0 \simeq 2$ kV/cm) pour $\Lambda = 15$ μm , permet de considérer que $E_{sc} e^{j\psi} \simeq E_0$ est réel. D'après l'expression (III-26), le facteur d'intensification par rapport au champ appliqué est $\omega\tau$. Par des expériences de diffraction sous champ continu, il est possible à partir de la

cinétique d'établissement du réseau d'indice de mesurer le produit $\omega\tau$. Pour ces valeurs de champ électrique et de pas, nous avons mesuré (voir figure III-8) : $\omega\tau \simeq 3$. Or, les valeurs des paramètres employés [47] pour le calcul de G conduisent à une valeur : $\omega\tau \simeq 6$. Il semble donc que le gain de couplage attendu soit trop élevé en partie en raison d'une surestimation du produit $\omega\tau$. Cette faible valeur peut être expliquée par la présence d'un second type de porteurs de charge.

En effet, restant toujours dans le cadre des hypothèses du régime quasi continu, on montre que l'équation d'évolution du champ de charge d'espace, $\xi_1(t)$, en présence de deux types de porteurs de charges s'écrit (voir annexe) :

$$\frac{\partial \xi_1}{\partial t}(t) + (\Gamma_e + \Gamma_t) \xi_1(t) = (\Gamma_e E_s + \Gamma_t E_s^*) \quad (\text{III-28})$$

où Γ_e et Γ_t sont des constantes complexes dont la partie réelle correspond à l'inverse de la constante de temps de décroissance du réseau dû aux électrons et aux trous respectivement. Leurs expressions sont données dans l'annexe. E_s est toujours le champ de charge d'espace sous champ continu : $E_s = m E_{sc} e^{j\psi}$. Dans le cas du champ alternatif créneau, en supposant que les temps de vie moyens des électrons et des trous sont très faibles devant la période T du champ créneau, l'équation (III-28) est toujours exacte pour chaque demi alternance du champ électrique. Les calculs sont menés de la même façon qu'au paragraphe III.2.1. en substituant $\Gamma_e + \Gamma_t$ à Γ .

et :

$$\frac{\Gamma_e E_s + \Gamma_t E_s^*}{\Gamma_e + \Gamma_t} \text{ à } E_s$$

Lorsque $f \gg |\Gamma_e|$ et $f \gg |\Gamma_t|$, la partie réelle du champ de charge d'espace à l'état stationnaire est négligeable devant la

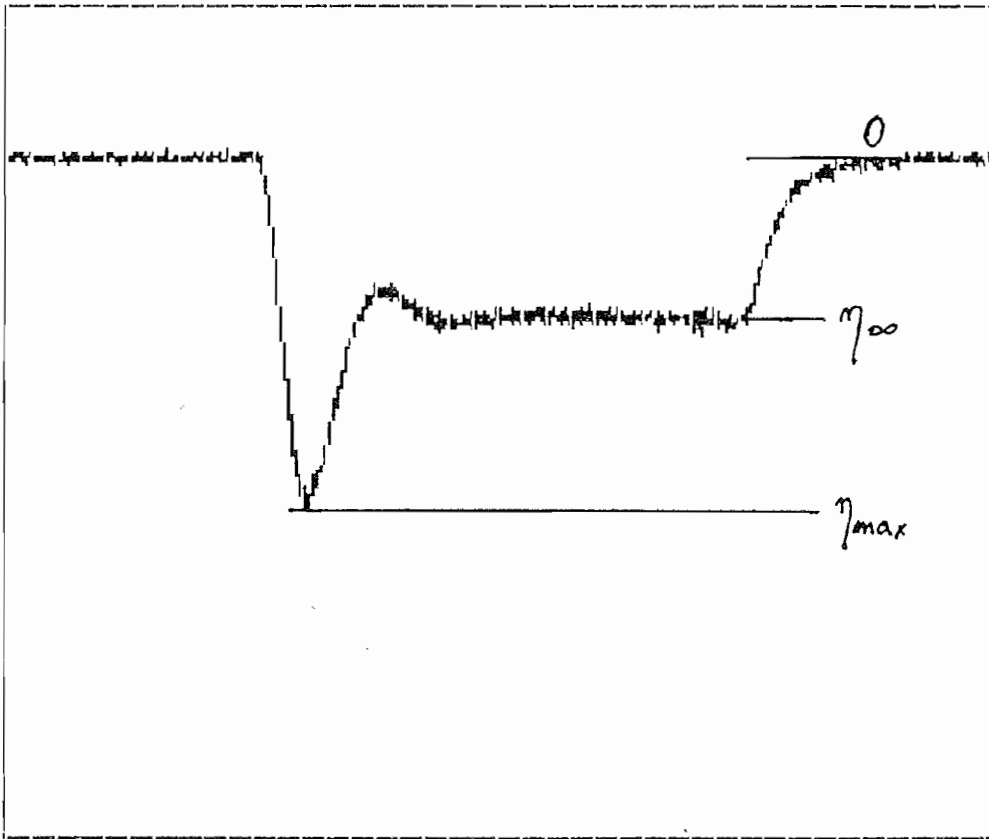


figure III.8 : B.G.O. n°15 : Cinétique d'écriture de l'efficacité de diffraction sous champ continu $E_a=2,4$ kV/cm à $\lambda=15$ μ m. Le rapport $\frac{\eta_{max}}{\eta_\infty}=2$ permet de calculer $\omega\tau=3$.

partie imaginaire. Le gain est maximal et le champ de charge d'espace s'écrit :

$$E_1^{\pi/2} = j \frac{\text{Im}(\Gamma_e E_{sc} e^{j\psi}) + \text{Im}(\Gamma_t E_{sc} e^{-j\psi})}{\text{Re}(\Gamma_e) + \text{Re}(\Gamma_t)} \quad (\text{III-29})$$

A $E_0 \pm 1,8 \text{ kV/cm}$, (III-29) peut s'approximer par :

$$E_1^{\pi/2} = j \frac{\text{Im}(\Gamma_e + \Gamma_t)}{\text{Re}(\Gamma_e + \Gamma_t)} E_0 \quad (\text{III-30})$$

On retrouve l'expression (III-26) en ayant remplacé $\frac{1}{\tau}$ par $\text{Re}(\Gamma_e + \Gamma_t)$ et ω par $\text{Im}(\Gamma_e + \Gamma_t)$. Or $\text{Im}(\Gamma_e)$ et $\text{Im}(\Gamma_t)$ sont de signes opposés tandis que $\text{Re}(\Gamma_e)$ et $\text{Re}(\Gamma_t)$ sont de même signe. Le gain de couplage peut donc diminuer du fait de la présence de deux types de porteurs de charge par rapport au gain en présence d'un seul type de porteurs de charge.

Nous avons tracé sur la figure III-9, les variations du gain de couplage $G_{\max} = G|_{E_1^{\pi/2}}$ à partir de l'expression exacte (III-29) en fonction du champ interne E_0 et pour différentes valeurs du paramètre $a = \frac{\sigma'_t}{\sigma'_e}$. σ'_e et σ'_t sont les photoconductivités par unité de puissance lumineuse pour les électrons et les trous. Les paramètres photoréfractifs utilisés sont :

$L_0 = 0,13 \text{ } \mu\text{m}$ (mesure sur le BGO n° 15) ;

$L_e = 8 \text{ } \mu\text{m}$, longueur de diffusion des électrons ;

$L_t = 2,3 \text{ } \mu\text{m}$, longueur de diffusion des trous.

Les valeurs de L_e et L_t sont les valeurs extrêmes des longueurs de diffusion mesurées [48] sur deux cristaux dont les porteurs majoritaires sont pour l'un des électrons et pour l'autre des trous.

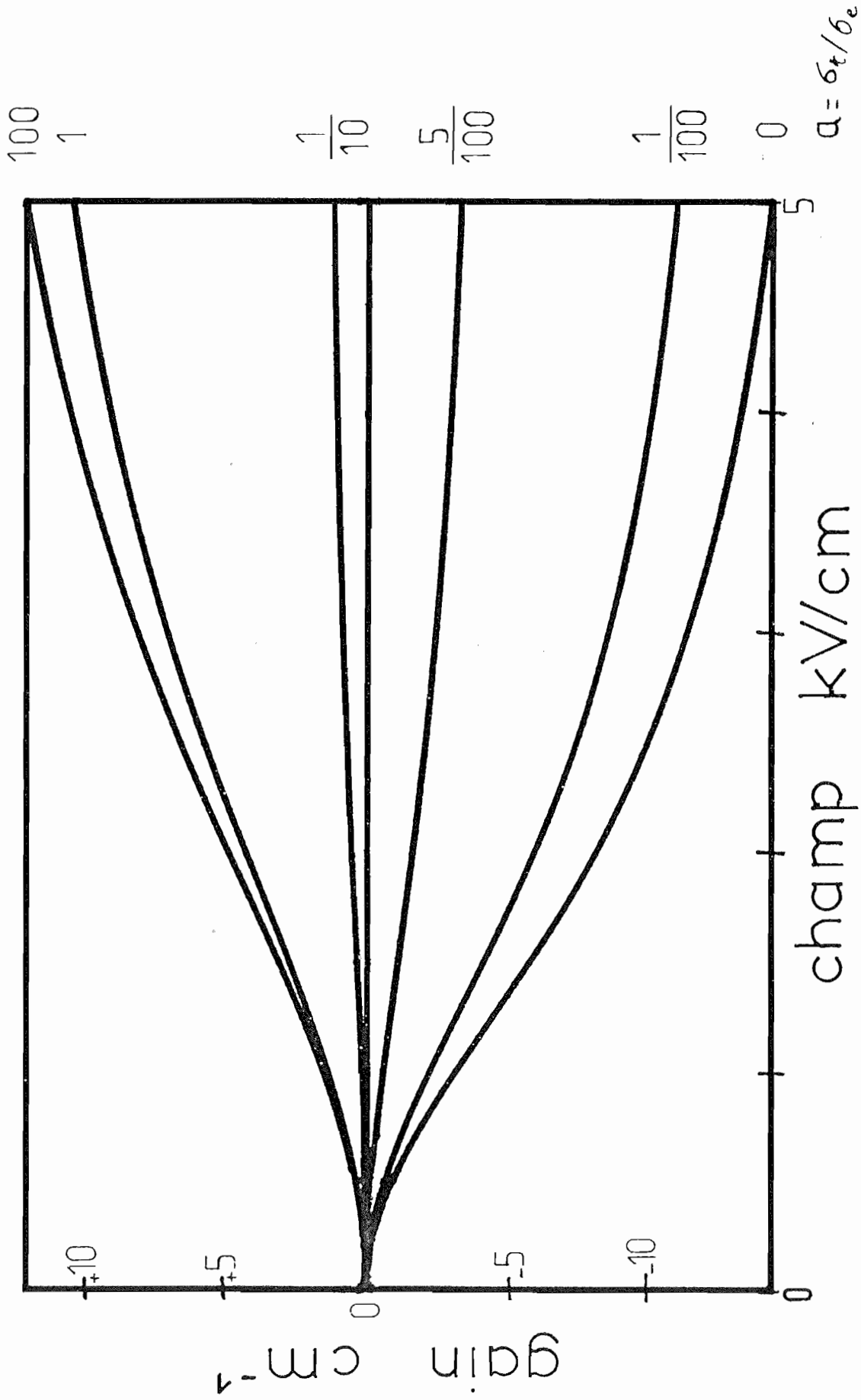


figure III.9 : Gain de couplage théorique en présence d'électrons et de trous en fonction de l'amplitude du champ créneau et pour différentes valeurs du rapport a . $L_o = 0,13 \mu\text{m}$; $L_e = 8 \mu\text{m}$; $L_t = 2 \mu\text{m}$.

Comme nous l'avons déjà mentionné, le signe du gain de couplage change avec le signe des porteurs de charge dominant pour l'effet photoréfractif. Si l'on compare la valeur du gain sous un champ de 5 kV/cm lorsqu'il n'existe que des électrons ($a = 0$) avec sa valeur lorsque la conductivité est assurée à 5 % ou à 10 % par des trous, on observe une forte réduction du gain (un facteur 10). et même une inversion de son signe. L'effet de la compensation due à la présence de deux types de porteurs de charge peut donc être très important. De plus, la constante de temps d'établissement de l'état stationnaire devient $\tau = 1/\text{Re}(\Gamma_e + \Gamma_t)$ et la cinétique du phénomène est modifiée. Par conséquent la fréquence de coupure de la courbe de gain en fonction de la fréquence le sera aussi.

La présence d'électrons et de trous peut donc expliquer la faible valeur du facteur d'intensification ωr et une valeur différente de la fréquence de coupure basse pour le BGO n° 15 sur la figure III-7, mais ne permet pas de prévoir la présence d'un pic de gain autour de la fréquence de 1 500 Hz.

3.3.2. Prise en compte du réseau de charges libres

Le pic visible sur la figure III-7, nous a incité à revenir au modèle de la cinétique d'établissement du champ de charge d'espace et a été à l'origine d'une nouvelle constatation : il est possible d'observer un pic de résonance pour tous les cristaux en se plaçant dans des conditions d'expérience adaptées [65]. L'explication en est la suivante.

En décrivant la construction du champ de charge d'espace par une équation différentielle du 1er ordre, on a négligé la cinéti-

que et l'amplitude du réseau de porteurs libres, $n_1(t)$. Cependant, l'évolution due à la constante de temps rapide Γ_+ est nettement visible lorsqu'on se place à faible calibre de la base de temps de l'oscilloscope. Pour des champs $E_0 \gg E_D$, à faibles illuminations et pour un grand pas du réseau ($\Lambda \geq 20 \mu\text{m}$), l'expression (II-2) montre que la constante de temps rapide provient principalement de $\frac{1}{\tau_E}$, la constante de temps d'entraînement des charges par le champ électrique E_0 . Le processus de résonance peut être compris comme suit : lorsque la fréquence du champ alternatif est supérieure à $\frac{1}{\tau_R}$ (τ_R : temps de vie moyen des charges libres), la distance moyenne parcourue par les charges au cours d'une demi alternance est $L_E = \mu E_0 \frac{T}{2}$. Pendant le temps de commutation T_c de l'alimentation électrique, le champ appliqué est faible et les charges se recombinent quasiment sur place. Lorsqu'au cours d'une demi-période $\frac{T}{2}$, la charge parcourt un demi interfrange $\frac{\Lambda}{2}$, la longueur d'entraînement est optimale pour la construction du réseau : Le champ de charge d'espace est intensifié.

Le BGO n° 15 possède un temps de recombinaison très lent ($\tau_R = 640 \mu\text{s}$) ce qui explique que la résonance est visible dans nos gammes de fréquences et de champ électrique pour un pas de $15 \mu\text{m}$. La plupart des autres cristaux étudiés ont un temps de recombinaison plus faible $\left(\frac{1}{\tau_R} \geq 25 \text{ kHz} \right)$ ce qui nécessite de se placer à grands pas et plus hautes fréquences afin d'observer la résonance. Notre alimentation créneau étant limitée en fréquence, nous utilisons un champ alternatif sinusoïdal afin de vérifier ces hypothèses. Aux fréquences élevées nous observons effectivement la résonance pour tous les cristaux.

Comme le montre la figure III-10, à la fréquence de résonance, l'intensité en sortie est modulée à la fréquence double de celle du champ appliqué, impliquant qu'il s'agit d'un phénomène indépendant du sens du champ électrique.

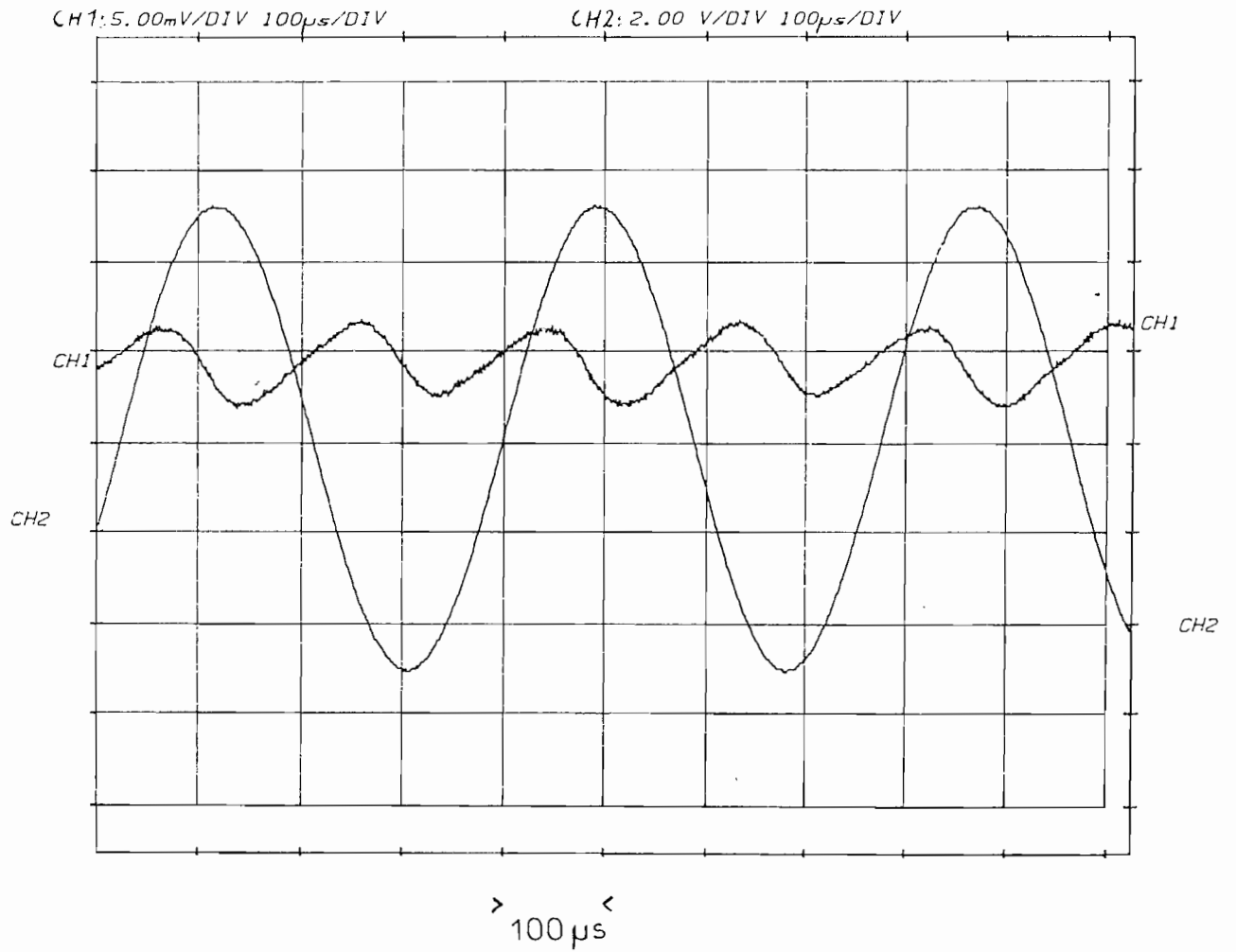


figure III.10 : B.G.O. N°37 : Intensité sonde transmise à la résonance sous champ électrique sinusoidal (voie CH1). La tension appliquée est représentée sur la voie CH2.

$E_a = 2,5 \text{ kV/cm}$; $\lambda = 34 \text{ μm}$; $T = 370 \text{ μs}$; $G = 1,2 \text{ cm}^{-1}$.

Nous avons étudié la résonance du gain de la façon suivante: Pour un pas donné, sous champ crête, nous ajustons l'illumination pour qu'à partir de $f = 1\text{kHz}$ nous nous situons dans la région plate de la courbe de gain en fonction de la fréquence (où il est maximal). Le gain mesuré sur ce cristal (n° 37) dont la résonance a lieu à fréquence assez basse, est alors :

$$G_{\text{max}} = 2,9 \text{ cm}^{-1}$$

(amplification $e^{G\ell} = 15$) pour un champ crête appliqué $E_s = 5 \text{ kV/cm}$ et un pas de $22 \mu\text{m}$.

On se place ensuite sous champ sinusoïdal et, pour différentes valeurs de la tension appliquée V_a , on recherche la fréquence de résonance. Le processus est répété pour différentes valeurs du pas. Le tracé de la courbe $\frac{\Delta}{T} = f(V_a)$ est représenté figure III-11. La linéarité de cette courbe confirme que la résonance du déplacement des charges libres est à l'origine du pic de gain observé. En effet, pour un champ sinusoïdal, la résonance a lieu lorsque :

$$\frac{\Delta}{2} = \int_0^{T/2} \mu E_0 \sin\left(\frac{2\pi}{T} t\right) dt \quad (\text{III-31})$$

d'où :

$$\frac{\Delta}{T} = \frac{2 \mu E_0}{\pi} \quad (\text{III-32})$$

En supposant que $E_0 = \frac{V_a}{d}$, d étant la distance interélectrode, la courbe de la figure III-11 est une droite de pente égale à $\frac{2\mu}{\pi d}$. La valeur de la mobilité obtenue sur ce cristal à partir de cette pente est $\mu = 5,6 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^2/\text{Vs}$ à la précision du champ électrique dans le matériau près.

Ne connaissant pas les paramètres photoréfractifs du BGO n°37, nous ne pouvons pas comparer cette mesure avec celle obtenue à partir de la longueur de diffusion. Cependant, les paramètres du B.G.O. n°15 sont connus. Ce cristal, comme le BGO n° 37 présente

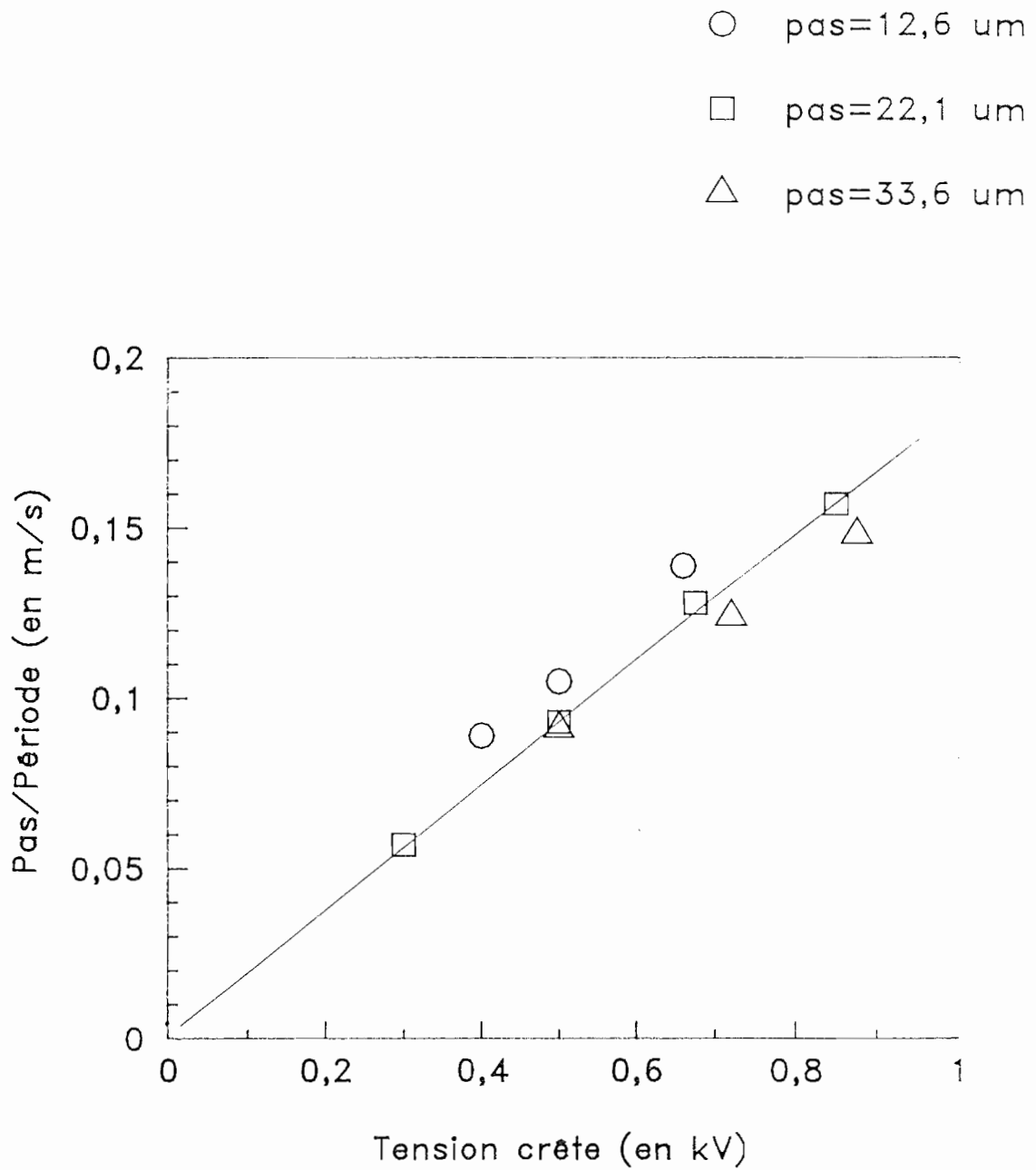


figure III.11 : B.G.O. n°37 : Résonance du gain de couplage sous champ alternatif sinusoïdal : tracé de λ/T en fonction de la tension appliquée V_a .

un pic de résonance à faible fréquence (car τ_r est élevé). Des mesures similaires conduisent à une valeur de la mobilité des charges $\mu \simeq 2$ à $3 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^2/\text{Vs}$. Avec les valeurs de la longueur de diffusion et du temps de recombinaison données au chapitre III-3-2, on calcule une mobilité $\mu = 4,7 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^2/\text{Vs}$.

Cette valeur est proche de la précédente montrant ainsi que l'amplification sous champ alternatif permet d'obtenir une mesure directe de la mobilité des charges (indépendamment du modèle de mécanisme de transport des charges).

Ces deux mesures de la mobilité du BGO n°15 donnent des valeurs proches de celle mesurée sur le BGO n° 37. A titre de comparaison, la mobilité des charges dans le BGO n°9, estimée à partir des mesures de L et L_0 effectuées au chapitre II, est $\mu = 0,1 \text{ cm}^2/\text{Vs}$. Le BGO n°37 et le BGO n°15 présentent donc des mobilités faibles en comparaison des autres échantillons.

4. POLARISATION DES ONDES D'ECRITURE ET GAIN DE COUPLAGE

Ayant tout d'abord observé le couplage sous champ créneau avec deux ondes polarisées circulairement (ondes propres sous champ continu $E_0 = 2$ kV/cm), nous avons constaté que le gain était modulé à la fréquence du champ appliqué, y compris dans la région où $f > |\Gamma|$. Ceci n'étant pas dû à une modulation du champ de charge d'espace, nous avons étudié plus en détail l'effet de la polarisation des ondes incidentes sur le gain de couplage. Afin d'obtenir une solution analytique, notre étude s'est limitée aux fréquences supérieures à l'inverse du temps d'établissement de l'effet photoréfractif pour lesquelles le champ de charge d'espace est indépendant du temps ($E_{1st} = E_1^{\pi/2}$). Ce développement est valable pour tout champ électrique temporellement variable du moment qu'un état stationnaire constant du champ de charge d'espace est atteint.

Comme nous allons le montrer dans ce chapitre, pour des polarisations elliptiques il existe un terme supplémentaire dans l'expression du gain de couplage, terme temporellement variable qui dépend de la polarisation des ondes à l'entrée du cristal. Le détail des calculs est donné dans la référence [65]. Nous en rappelons ici les notations et les principaux résultats.

4.1. Terme dépendant de la polarisation

Deux ondes \vec{R} et \vec{S} , de même polarisation, sont incidentes sur la face $(\bar{1}10)$ du cristal photoréfractif auquel un champ créneau est appliqué parallèlement à la direction cristallographique $[001]$. Le champ électromagnétique en fonction du temps et de l'abscisse

z' (voir figure III-12) s'écrit :

$$\begin{cases} \vec{R}(z', t) = R_+(z', t) e^{jk_+(t)z'} \hat{e}_+(t) + R_-(z', t) e^{jk_-(t)z'} \hat{e}_-(t) \\ \vec{S}(z', t) = S_+(z', t) e^{jk_+(t)z'} \hat{e}_+(t) + S_-(z', t) e^{jk_-(t)z'} \hat{e}_-(t) \end{cases} \quad (\text{III-32})$$

Dans ces expressions, $\hat{e}_+(t)$ et $\hat{e}_-(t)$ sont les vecteurs de polarisations propres et $\vec{k}_+(t)$ et $\vec{k}_-(t)$ les vecteurs d'ondes propres dans le plan $(0, \hat{i}', \hat{j}')$ défini par les axes optiques (induits par le champ électrique E_0). Pour obtenir le couplage maximum, la période du champ électrique est choisie beaucoup plus faible que le temps de construction du réseau photoréfractif. A l'état stationnaire, le couplage d'ondes peut être vu comme la diffraction de deux ondes variables dans le temps sur un réseau stationnaire provenant de la moyenne temporelle sur une période du champ du motif interférentiel. On négligera la composante longitudinale du champ électrique en raison de la faible biréfringence linéaire des sillénites aux champs appliqués. En faisant l'approximation d'une enveloppe lentement variable, les équations d'ondes couplées [33] pour un pas supérieur à $5 \mu\text{m}$ (θ faible) s'écrivent :

$$\begin{cases} \frac{\partial}{\partial z'} R_{\pm}(z', t) = -g_{\pm}(t) M(z') S_{\pm}(z', t) - \frac{\alpha}{2} R_{\pm}(z', t) \\ \frac{\partial}{\partial z'} S_{\pm}(z', t) = +g_{\pm}(t) M(z') R_{\pm}(z', t) - \frac{\alpha}{2} S_{\pm}(z', t) \end{cases} \quad (\text{III-33})$$

$M(z')$ est la valeur moyenne dans le temps de la modulation :

$$M(z') = \int_0^T \frac{R_+^*(z', t) S_+(z', t) + R_-^*(z', t) S_-(z', t)}{I e^{-\alpha z'}} dt \frac{1}{T}$$

et I l'illumination incidente sur le cristal. g_+ et g_- sont les coefficients de couplages isotrope définis par l'équation (I-65) pour les deux polarisations propres.

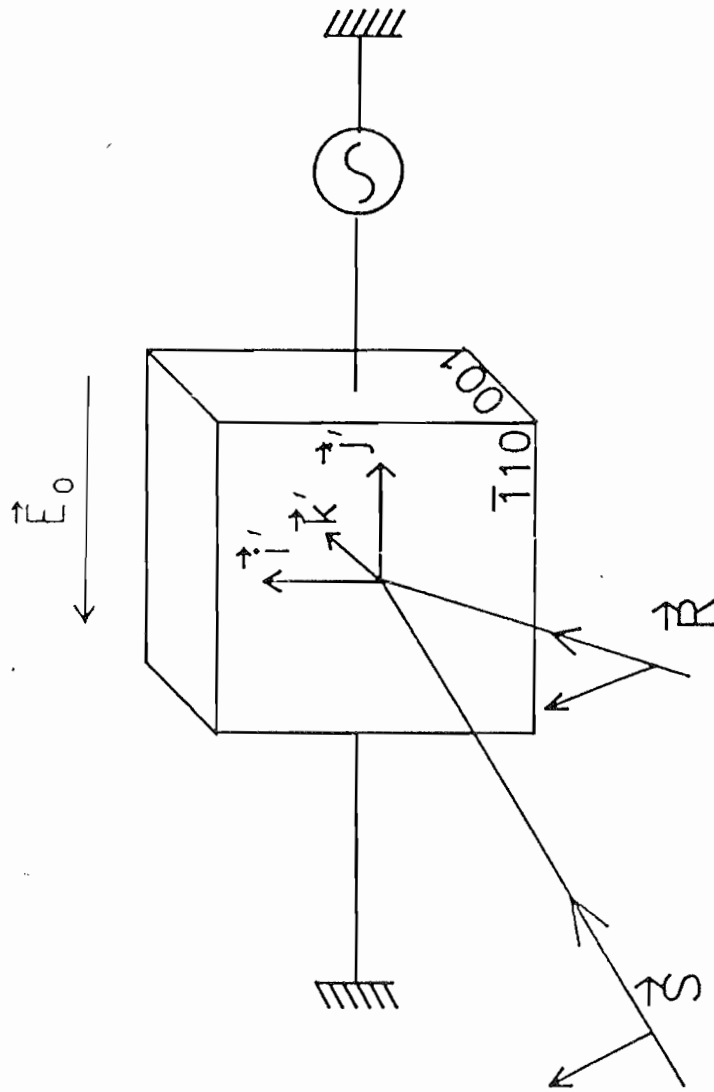


figure III.12 : Configuration pour l'étude de la polarisation et de la phase du faisceau sonde \vec{S} par la technique du champ alternatif. $\hat{i}', \hat{j}', \hat{k}'$ sont les axes optiques sous le champ électrique \vec{E}_0 .

Lorsque l'atténuation de l'onde pompe est négligeable :

$$\begin{cases} R_+(z', t) = R_+(0, t) e^{-\alpha z'/2} \\ R_-(z', t) = R_-(0, t) e^{-\alpha z'/2} \end{cases} \quad (\text{III-34})$$

la polarisation de l'onde pompe n'est pas affectée et son amplitude varie du seul fait de l'absorption. Des équations (III-33) et (III-34), on déduit l'équation différentielle pour la modulation d'indice qui est ensuite résolue. A partir de son expression et de (III-33) on calcule l'amplitude de l'onde sonde :

$$\vec{S}(z', t) = \vec{S}(z', t)|_{G=0} + \frac{e^{G\delta z'} - 1}{\delta} \vec{D}(z', t) \quad (\text{III-35})$$

où G est le gain défini par :

$$G = G_{\max} = \frac{\pi}{\lambda} n^3 r_{\text{eff}} E_1^{\pi/2} \quad (\text{III-36})$$

et $\vec{S}(z', t)|_{G=0}$ est l'amplitude de l'onde lorsque ce gain est nul. δ est une constante qui dépend de $r(t)$, l'ellipticité des ondes propres modulée temporellement par le changement de valeur du champ appliqué:

$$\delta = \frac{1}{I_0} \int_0^T \left[\frac{\|R_+(0, t)\|^2}{1 + r^2(t)} + r^2(t) \frac{\|R_-(0, t)\|^2}{1 + r^2(t)} \right] \frac{dt}{T} \quad (\text{III-37})$$

Dans le repère $(0, \hat{i}', \hat{j}')$. Les expressions de l'onde sonde sans amplification $\vec{S}(z', t)|_{G=0}$ et de sa partie amplifiée $\vec{D}(z', t)$ s'obtiennent en calculant :

$$\begin{cases} \vec{S}(z', t)|_{G=0} = e^{j\psi(z', t) - \alpha z/2} M(z, t) \vec{S}(0, t) \\ \vec{D}(z', t) = e^{j\psi(z', t) - \alpha z/2} M_{\Delta}(z, t) \vec{S}(0, t) \end{cases} \quad (\text{III-38})$$

avec : $\psi(z', t) = \frac{k_+(t) + k_-(t)}{2} z'$ et $\varphi(z', t) = \frac{k_+(t) - k_-(t)}{2} z'$. En

notant $r = r(t)$, $\varphi = \varphi(z, t)$:

$$M(z', t) = \begin{bmatrix} \cos \varphi + j \frac{1 - r^2}{1 + r^2} \sin \varphi & \frac{2r}{1 + r^2} \sin \varphi \\ -\frac{2r}{1 + r^2} \sin \varphi & \cos \varphi - j \frac{1 - r^2}{1 + r^2} \sin \varphi \end{bmatrix} \quad (\text{III-39})$$

Remarquons que $M(z', t)$ est la matrice de transfert usuelle [47] (voir chapitre I-2-3) d'un milieu présentant de la biréfringence linéaire et circulaire.

$$M_{\Delta}(z', t) = \frac{1}{(1+r^2)^2} \times \begin{bmatrix} (1+r^4) \cos \varphi + j(1-r^4) \sin \varphi & j(r^3 - r) \cos \varphi + (r+r^3) \sin \varphi \\ -j(r^3 - r) \cos \varphi - (r^3 + r) \sin \varphi & 2r^2 \cos \varphi \end{bmatrix} \quad (\text{III-40})$$

L'expression de l'onde sonde en sortie du cristal s'obtient en faisant $z' = \ell$ dans l'équation (III-35).

En général le vecteur \vec{D} n'est pas parallèle à $\vec{S}|_{G=0}$ et leurs phases sont différentes. Ces grandeurs oscillent au cours du temps à la fréquence du champ appliqué.

Dans le cas du champ créneau $E_0(t) = \pm E_0$ et à chaque demi période, les relations liant les ellipticités et les phases sont :

$$\begin{cases} r(-E_0) = \frac{1}{r(+E_0)} \\ \varphi(z', -E_0) = \varphi(z', +E_0) \end{cases} \quad (\text{III-41})$$

ce qui revient à changer $M(z', t)$ et $M_{\Delta}(z', t)$ en leur complexes conjugués. On définit la modulation d'intensité à chaque commutation

du champ appliqué :

$$m_p = \frac{\|\vec{S}(\ell, E_0)\|^2 - \|\vec{S}(\ell, -E_0)\|^2}{\|\vec{S}(\ell, E_0)\|^2 + \|\vec{S}(\ell, -E_0)\|^2} \quad (\text{III-42})$$

Lorsque les ondes d'entrée sont polarisées rectilignement, $[M(z', t)\vec{S}(0, t)]^* = M^*(z', t)\vec{S}(0, t)$ et $[M_\Delta(z', t)\vec{S}(0, t)]^* = M^*(z', t)\vec{S}(0, t)$. Sans aucun calcul supplémentaire on en déduit que $m_p = 0$. Par conséquent l'intensité de l'onde en sortie du cristal n'est pas modulée. Par contre, la phase et la polarisation de l'onde sonde en sortie oscillent au cours du temps.

Pour nos valeurs du champ électrique, les ondes propres sont quasi-circulaires. L'ellipticité de l'onde s'approxime au 1er ordre par :

$$r \simeq 1 \pm \frac{\delta n}{\Gamma} \quad \text{et} \quad \delta = \frac{1}{2} \quad (\text{III-43})$$

Lorsque les ondes sont polarisées rectilignement en entrée, un calcul au 1er ordre donne :

$$\begin{cases} S_+(z', \pm E_0) = \|\vec{S}(z'=0)\| \frac{e^{Gz'/2}}{\sqrt{2}} \left(1 \mp \frac{3}{2} \frac{\delta n}{\Gamma} \pm \frac{\delta n/\Gamma}{Gz'/2} \right) \\ S_-(z', \pm E_0) = \|\vec{S}(z'=0)\| \frac{e^{Gz'/2}}{\sqrt{2}} \left(1 \pm \frac{3}{2} \frac{\delta n}{\Gamma} \mp \frac{\delta n/\Gamma}{Gz'/2} \right) \end{cases} \quad (\text{III-44})$$

d'où :

$$\|\vec{S}(\ell, E_0)\| = \|\vec{S}(\ell, -E_0)\| = \|\vec{S}(z'=0)\| e^{Gz/2} e^{-\alpha z/2} \quad (\text{III-45})$$

Pour l'intensité de l'onde on retrouve bien l'expression (III-27) :

$$\frac{\|\vec{S}(\ell)\|^2}{\|\vec{S}(0)\|^2} = e^{G\ell} e^{-\alpha z'}$$

Lorsque les ondes sont circulaires en entrée,

$$\begin{cases} S_+(z', \pm E_0) = \|\vec{S}(0, \pm E_0)\| \left(e^{Gz'/2} \mp \frac{\delta n}{\Gamma} (e^{Gz'/2} - 1) \right) \\ S_-(z', \pm E_0) = \|\vec{S}(0, \pm E_0)\| \left(\pm \frac{1}{2} e^{Gz'/2} \mp \frac{\delta n}{\Gamma} \right) \end{cases} \quad (\text{III-46})$$

d'où la modulation :

$$m_p \simeq 2 \frac{\delta n}{\Gamma} (1 - e^{-Gz'/2}) \quad (\text{III-47})$$

4.2. Vérification expérimentale

Le montage expérimental est celui décrit au chapitre III-3-1. L'intensité totale incidente du faisceau laser argon est $I = 1,5 \text{ mW/cm}^2$, le pas de la figure d'interférence est $\Lambda = 22 \text{ }\mu\text{m}$, et le rapport d'intensité sonde/pompe est $\beta = 160$. Le cristal n° 37 a été coupé parallèlement aux faces (001). Une tension de $\pm 0,95 \text{ kV}$ est alors appliquée sur une distance $e = 2 \text{ mm}$ à la fréquence $f = 1,6 \text{ kHz}$. Cette zone correspond à la région "plate" de la courbe du gain en fonction de la fréquence, région pour laquelle $E_1(t) = E_1^{\pi/2}$. La longueur d'interaction est de $9,6 \text{ mm}$, la biréfringence circulaire mesurée est $\Gamma = 1,07 \cdot 10^{-4}$. L'intensité transmise de l'onde sonde est 10 fois plus élevée en présence de la pompe qu'en son absence ce qui correspond à un gain de couplage $G = 2,4 \text{ cm}^{-1}$. Celle-ci est représentée sur la figure III-13. La figure III-13-a) représente la tension appliquée au cristal. La figure III-13-b) représente l'intensité de l'onde transmise en

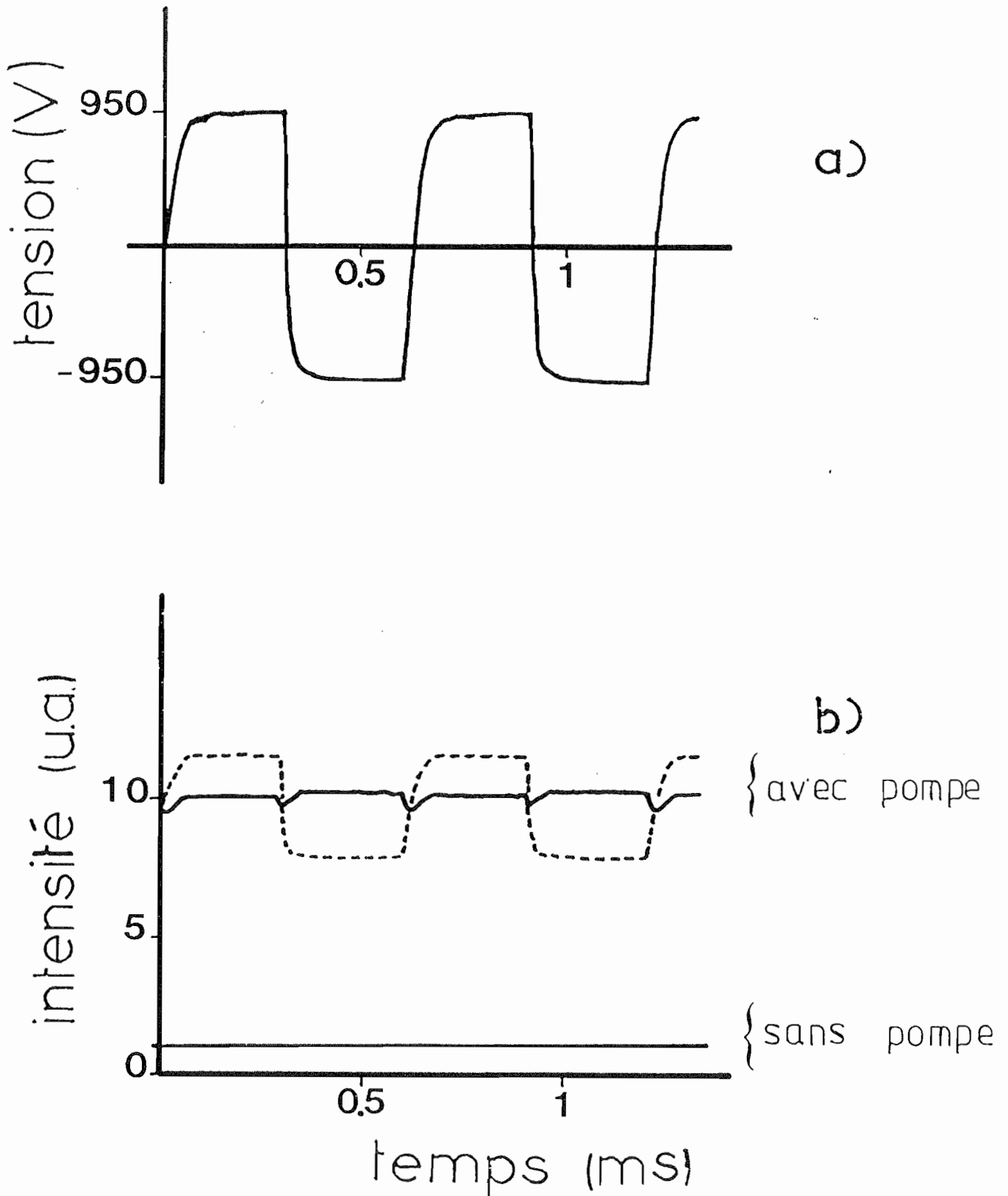


figure III.13 : B.G.O. n°37 : (a) allure de la tension appliquée au cristal à la fréquence 1,6 kHz.

(b) intensité de la sonde en sortie du cristal soumis à un champ alternatif $E_a = 4,75$ kV/cm : (—) polarisation incidente rectiligne ,
 (- -) polarisation incidente circulaire.

sortie du cristal pour une polarisation incidente rectiligne verticale (traits pleins) et circulaire (trait pointillé).

Pour une polarisation incidente rectiligne l'intensité transmise est constante. Les pics visibles à chaque commutation sur l'intensité transmise en polarisation verticale proviennent de ce que le champ appliqué n'est pas parfaitement créneau.

Pour une polarisation incidente circulaire, l'intensité de sortie présente une modulation $m_p = 19\%$. La valeur théorique de cette modulation estimée d'après l'équation (III-47) avec $r_{41} = 3,4$ pm/V et $n = 2,6$ à 514 nm est $m_p = 18\%$ et concorde avec la valeur mesurée.

Nous avons donc correctement évalué la modulation d'intensité en sortie d'un cristal soumis à un champ alternatif lorsque la polarisation d'entrée est circulaire. Nous avons montré et vérifié expérimentalement qu'il est possible de s'affranchir de cette modulation en choisissant convenablement la polarisation des ondes d'entrée. Cependant, même en polarisation rectiligne, en général la phase et la polarisation oscillent dans le temps. Pour s'affranchir de ces variations il faut étudier de plus près les conditions d'expérience telles que le décrit la référence [66].

5. INFLUENCE DU TEMPS DE MONTEE DU CHAMP ALTERNATIF SUR LE COUPLAGE

Jusqu'à présent nous avons étudié le gain de couplage sous un champ alternatif créneau idéal, où l'on avait supposé que le temps de commutation de l'alimentation influait de façon négligeable sur l'établissement du champ de charge d'espace. Dans le cas extrême du champ alternatif sinusoïdal, nous savons pourtant que le gain maximal est nettement inférieur à celui obtenu sous champ créneau. Une série de mesures du gain maximal sous champ sinusoïdal pour le BGO 9 est reporté dans le tableau III-4. La valeur crête du champ appliqué est $E_a = \pm 1,6$ kV/cm, le pas du réseau est $35 \mu\text{m}$ et l'illumination incidente $3,7 \text{ mW/cm}^2$. A titre de comparaison, le gain maximal obtenu sous champ créneau de même valeur crête est $G_{\text{max}} = 1,35 \text{ cm}^{-1}$ au lieu de $0,47 \text{ cm}^{-1}$ pour le champ sinusoïdal. Devant la différence de ces valeurs, il nous a semblé intéressant de visualiser l'allure générale de la courbe de gain maximal ($f > |\Gamma|$) en fonction du temps de commutation du champ appliqué [67].

Par souci de simplicité expérimentale, nous avons appliqué un champ trapezoïdal (voir la figure III-14) dont le temps de commutation est T_c . Le champ est appliqué à une fréquence $f = 770\text{Hz}$, située dans la zone de gain maximal pour le BGO n°9 illuminé par une intensité incidente de $4,4 \text{ mW/cm}^2$ ($\Lambda = 22 \mu\text{m}$). Pour ce cristal, à ces valeurs de E_a , Λ et f , le pic de résonance électronique n'est pas visible. Nous avons fait varier le temps de montée de $T_c = 650 \mu\text{s}$ à $T_c \simeq \tau_c = 14 \mu\text{s}$ et avons tracé la courbe $G_{\text{max}} = f(T_c)$ représentée sur la figure III-15. Deux constantes de temps caractéristiques τ_R et τ_{di} sont reportées sur la figure.

frequence (Hz)	Gain (cm-1)
5	0
10	0,2
20	0,23
50	0,38
100	0,47
200	0,47
500	0,47
1000	0,47
1500	0,43

tableau III.4 : B.G.O. n°9 : Valeurs expérimentales du gain de couplage sous champ alternatif sinusoïdal en fonction de la fréquence .Le champ crête appliqué est 1,6 kV/cm ,le pas du réseau $\Lambda=35 \mu\text{m}$,l'illumination incidente $I= 3,7 \text{ mW/cm}^2$.

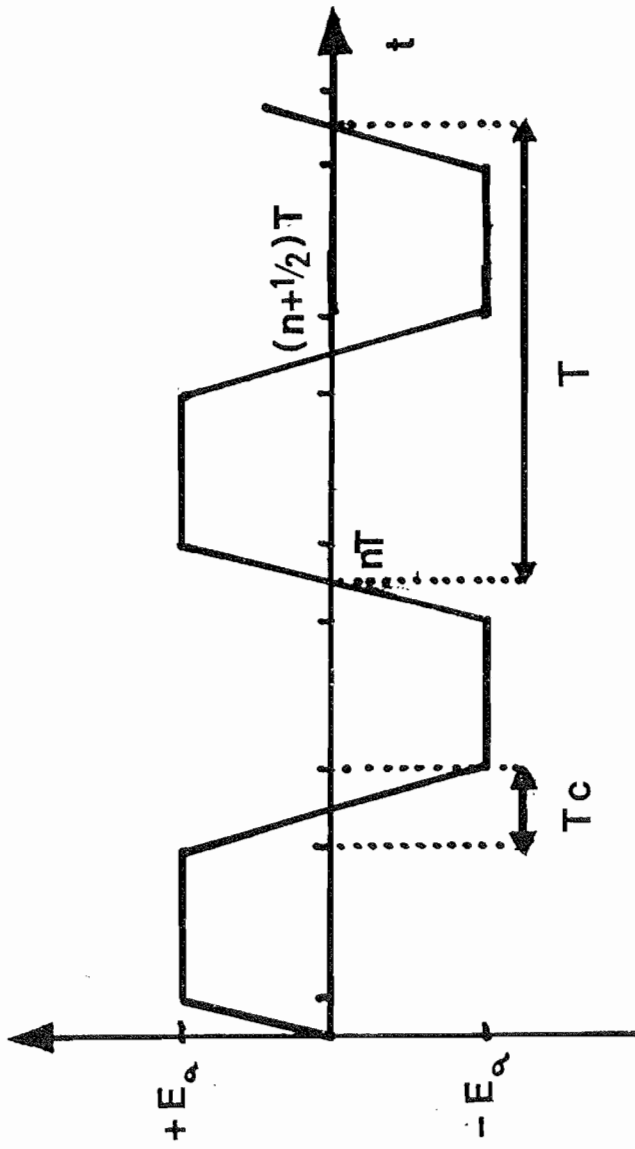


figure III.14 : Allure du champ alternatif appliqué pour l'étude de l'influence du temps de montée T_c sur le gain de couplage .

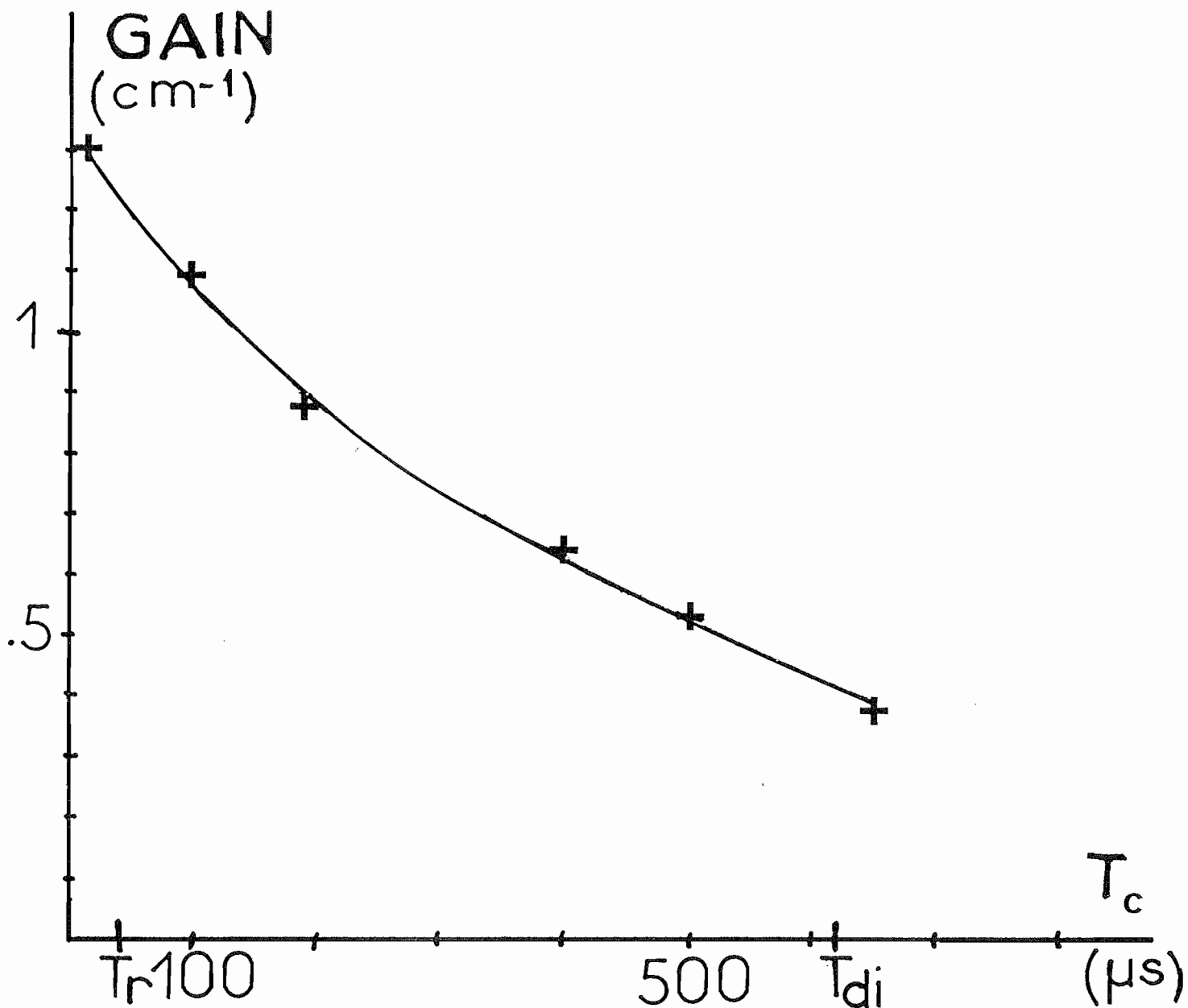


figure III.15 : B.G.O. n°9 : Gain maximal en fonction du temps de montée de la tension appliquée, T_c . T_r est le temps de recombinaison des charges et T_{di} la constante de temps diélectrique pour une illumination incidente de $4,4 \text{ mW/cm}^2$.

On voit que le gain diminue d'un facteur 3 entre $T_c = 14 \mu\text{s}$ et $T_c = 650 \mu\text{s}$. Cette diminution du gain lorsque T_c augmente peut provenir de la cinétique du champ de charge d'espace. En effet, aux alentours de $t \simeq nT/2$ le champ électrique passe par $E_a(nT/2) \simeq 0$. Γ , l'inverse de la constante de temps d'évolution du champ de charge d'espace est alors :

$$\Gamma(E_a = 0) = 1/\tau(E_a = 0) = \frac{1}{\tau_{di}} \frac{1}{1 + (k_R^2/\kappa^2)} \simeq \frac{1}{\tau_{di}}$$

Sachant que $1/\tau_{di} \gg \Gamma(E_a = 1,6 \text{ kV/cm})$, aux temps $t \simeq nT/2$, le champ de charge d'espace varie rapidement vers $E_{1st}(E_a = 0) = mE_0$, valeur du champ de charge d'espace sous champ appliqué nul. Comme $E_0 \ll E_1^{\pi/2}$, on peut supposer qu'une légère destruction du champ de charge d'espace a lieu à chaque demi période du champ alternatif. Si le temps de commutation est important cela peut diminuer la valeur à l'état stationnaire du champ de charge d'espace.

L'extrapolation de la courbe $G_{\max} = f(T_c)$ pour $T_c = 0$ semble montrer qu'une faible augmentation du gain est à attendre en augmentant encore la raideur du front de montée. L'hypothèse d'un temps de commutation négligeable pour notre modèle de l'effet photoréfractif sous champ créneau est donc a posteriori exacte, tout au moins pour la gamme de champs électriques que nous avons utilisés ($0 \leq E_a \leq 5 \text{ kV/cm}$).

6. CONCLUSION

Dans le cadre du régime quasicontinu et pour un modèle à un type de porteur de charge et un type de centres nous avons établi l'évolution temporelle du champ de charge d'espace sous champ alternatif ainsi que l'expression du gain de couplage sans restriction sur la fréquence du champ appliqué. Des mesures de la cinétique, de la modulation du gain de couplage et de sa dépendance avec la fréquence du champ ont été correctement analysés.

A l'aide de ces expériences, la présence d'un pic de gain autour d'une fréquence du champ appliqué a été expliquée par une résonance du réseau de charges libres. Cette observation ouvre la voie à une méthode optique originale de mesure de la mobilité des porteurs de charge.

La valeur maximale du gain mesuré en régime permanent pour un cristal non dopé (n° 9) est un peu inférieure à celle prévue. Pour un cristal dopé au fer (n° 15) le gain mesuré est 6 fois plus faible que celui attendu. Nous avons proposé une explication à cette faible valeur de gain.

Un gain de $2,9 \text{ cm}^{-1}$ (amplification de 15) a été obtenu sur un cristal dopé au fer et au vanadium (n° 37) avec un champ créneau d'amplitude $\pm 5 \text{ kV/cm}$. Nous ne connaissons pas les paramètres photoréfractifs de cet échantillon, mais en prenant une valeur moyenne probable $N_A \simeq 10^{15} \text{ cm}^{-3}$, le gain de couplage sous champ continu dans les mêmes conditions d'expérience serait $0,4 \text{ cm}^{-1}$ (amplification de 1,5) et sans champ appliqué $0,03 \text{ cm}^{-1}$. Limités par l'alimentation électrique ($\pm 1 \text{ kV}$) nous n'avons pu appliquer de champs plus élevés au BGO. Une alimentation plus performante est en cours de réalisation pour parvenir à des gains plus élevés.

Avec des valeurs de champ appliqué encore modestes, donc avec une faible dissipation de chaleur, il sera possible d'intensifier de façon significative le gain de couplage.

Cette technique non résonante permet d'obtenir un gain maximal constant pour toute une gamme de fréquence du champ électrique ou d'illumination. Notre étude permet de tirer parti du gain de couplage maximal, à savoir, pour une fréquence du champ donné nous pouvons choisir l'illumination de façon à obtenir le temps de réponse le plus court possible.

Les choses peuvent être vues autrement, notamment dans le cas de matériaux photoréfractifs plus conducteurs (GaAs:Cr, InP:Fe). En effet, pour une illumination donnée, ces matériaux rapides nécessitent des fréquences du champ électrique élevées pour obtenir le gain de couplage maximal. Afin de ne pas dépasser les capacités (courant, bande passante) de l'alimentation électrique, il sera alors souhaitable de se placer à la condition limite en fréquence exposée ici ($f \gg |\Gamma|$).

L'étude des caractéristiques (polarisation, phase, intensité) de l'onde en sortie d'un cristal de BGO sous champ alternatif nous montre comment s'affranchir de la modulation d'intensité en sortie du cristal. Il faudra cependant, soit tenir compte, soit trouver une méthode pour s'affranchir des oscillations de la phase et de la polarisation de l'onde amplifiée lorsqu'on voudra insérer un tel système dans un dispositif optique plus complexe.

CONCLUSION

L'étude de cristaux de BGO de dopage varié montre que le dopage au bismuth ou au néodyme qui affecte les sites octaédriques de la maille ne modifie pas les paramètres photoréfractifs. Dans un cristal dont le dopage au fer vanadium affecte les sites tétraédriques, il a été observé de nombreux centres peu profonds dans la bande interdite du matériau. Une faible mobilité des porteurs de charge a par ailleurs été mesurée sur ce cristal. Un cristal dopé au fer (affectant les sites tétraédriques) présente une mobilité des charges du même ordre de grandeur. Il semble que le dopage au fer ou l'altération des sites tétraédriques réduisent la mobilité des charges mais augmente leur temps de recombinaison en laissant la longueur de diffusion inchangée par rapport aux autres échantillons (dopés ou non).

Les paramètres photoréfractifs mesurés sur trois échantillons permettent d'évaluer les conditions optimales (champ électrique, fréquence, pas, illumination) pour le renforcement du couplage par la technique du champ alternatif. Sur nos cristaux de BGO, des gains de $2,9 \text{ cm}^{-1}$ (soit une amplification d'un facteur 15 pour un cristal de 1 cm de long) sont accessibles avec une alimentation électrique délivrant 1 kV crête à une dizaine de Hertz. Une alimentation plus puissante (3 kV crête) devrait permettre d'atteindre au moins des gains de l'ordre de 9 cm^{-1} sur les cristaux actuellement en notre possession. Ceci ouvre de nombreuses possibilités telles que l'utilisation d'un cristal de BGO sous champ créneau dans des expériences de conjugaison de phase avec gain ou d'autooscillation de cavité.

ANNEXE
 CINÉTIQUE ET ÉTAT STATIONNAIRE DU CHAMP DE
 CHARGE D'ESPACE EN PRÉSENCE DE
 DEUX TYPES DE CHARGES

Dans le cadre des hypothèses du régime quasicontinu, un modèle faisant intervenir simultanément des électrons et des trous a été proposé récemment [49]. Nous en exposons ici les principaux résultats utiles pour la compréhension de nos travaux.

Comme dans le modèle à un type de porteurs, le cristal isolant dans le noir possède une bande de valence pleine, une bande de conduction vide et un niveau incomplet dans la bande interdite. Cependant sous illumination deux types de porteurs de charge peuvent être créés :

- soit des électrons, excités à partir de sites pleins vers la bande de conduction et qui se recombinent dans des sites vides.
- soit des trous excités à partir de sites vides vers la bande de valence et qui se recombinent dans des sites pleins.

Les deux types de porteurs se déplacent comme dans le modèle le plus simple par diffusion ou entraînement sous champ.

En écrivant les équations fondamentales présentées dans le paragraphe I-2, et sous les mêmes hypothèses de faibles éclaircissements et faible modulation, il est possible de décrire l'évolution du champ de charge d'espace. Il est alors solution d'une équation différentielle du premier ordre et sa valeur à l'état stationnaire est :

$$\xi_1 = m \xi_{sc} e^{j\psi} = \frac{\Gamma_e E_s + \Gamma_t E_s^*}{\Gamma_e + \Gamma_t} \quad (1)$$

avec :

$$\left. \begin{aligned}
 \Gamma_e E_s &= j m \frac{k_B T}{e} \frac{n_{ot} e \mu_t}{\varepsilon} \frac{k + iV}{1 + k (k + iV) \kappa_e^2} \\
 \Gamma_t E_s^* &= - j m \frac{k_B T}{e} \frac{n_{oe} e \mu_e}{\varepsilon} \frac{k - iV}{1 + k (k - iV) \kappa_e^2} \\
 \Gamma_t &= \frac{n_{ot} e \mu_t}{\varepsilon} \frac{1 + k (k + iV)/k_o^2}{1 + k (k + iV)/\kappa_t^2} \\
 \Gamma_e &= \frac{n_{oe} e \mu_e}{\varepsilon} \frac{1 + k (k - iV)/k_o^2}{1 + k (k - iV)/\kappa_e^2}
 \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

$$n_{oe} = \frac{S_e I_o (N_D - N_A)}{\gamma_e N_A} \quad \text{et} \quad n_{oh} = \frac{S_t I_o N_A}{\gamma_t (N_D - N_A)}$$

sont les densités de charges libres (électrons et trous) à l'ordre zéro.

$$V = \frac{e E_o}{k_B T}$$

$1/\kappa_e = \sqrt{\frac{k_B T \mu_e}{e \gamma_e N_A}}$ est la longueur de diffusion des électrons.

$1/\kappa_t = \sqrt{\frac{k_B T \mu_t}{e \gamma_t (N_D - N_A)}}$ est la longueur de diffusion des trous.

$1/k_o = \frac{1}{e} \sqrt{\frac{\varepsilon k_B T N_D}{N_A (N_D - N_A)}}$ est la longueur d'écran de Debye.

μ_t et μ_e sont les mobilités respectives des trous des électrons,
 γ_t et γ_e sont les coefficients de recombinaison des trous et des électrons,

S_t et S_e sont les sections efficaces d'excitation des trous et des électrons,

N_D est la densité de sites,

N_A est la densité de sites ionisés à illumination nulle,

E_o est le champ électrostatique appliqué au cristal.

L'expression du photocourant est :

$$j_o = (n_{o_e} \mu_e e + n_{o_t} \mu_t e) E_o \quad (3)$$

Le photocourant et donc la conductivité, apparaissent comme la somme des contributions des deux types de porteurs.

Par contre, les champs de charge d'espace créés par les porteurs de charge de signes opposés entrent en compétition et il apparait que le signe du porteur dominant pour l'effet photoréfractif dépend de la période du réseau. La cinétique du champ est toujours de la forme :

$$\xi_1(t) = m \xi_{s_c} e^{i\psi} (1 - e^{-t/\Gamma}) \quad (4)$$

avec cette fois : $\Gamma = \Gamma_e + \Gamma_t$

$$\Gamma = \frac{n_{o_e} e \mu_e}{\varepsilon} \frac{1 + k(k - iV)/k_o^2}{1 + k(k - iV)/\kappa_e^2} + \frac{n_{o_t} e \mu_t}{\varepsilon} \frac{1 + k(k + iV)/k_o^2}{1 + k(k + iV)/\kappa_d^2} \quad (5)$$

$\text{Im}(\Gamma_e)$ et $\text{Im}(\Gamma_t)$ ont des signes opposés alors que $\text{Re}(\Gamma_e)$ et $\text{Re}(\Gamma_t)$ sont de même signe.

Le phénomène est donc accéléré par la présence du second type de porteurs. Cette modification de la cinétique va dans le même sens que celle qui découlerait directement de l'accroissement de la conductivité.

LISTE DES NOTATIONS

Les $\hat{}$ indiquent un vecteur unitaire.

PARTIE I

CHAPITRE 2 :

η : tenseur d'imperméabilité.

\approx

ε^s : tenseur de permittivité relative statique.

\approx

ε : tenseur de permittivité relative aux fréquences optiques.

\approx

n_x, n_y, n_z : indices de réfraction selon les axes $\hat{i}, \hat{j}, \hat{k}$.

$(0, \hat{i}, \hat{j}, \hat{k})$: repère cristallographique.

R : tenseur électrooptique

\approx

r_{41} : coefficient électrooptique.

$\vec{E}_0(t)$: champ électrique uniforme dans le matériau.

\vec{k}, \vec{k}_i ($i = 1, 2, 3, 4$) : vecteurs d'onde.

Δn : variation d'indice par rapport à la valeur de l'indice de réfraction sans perturbation (sans champ électrique).

$(0, \hat{i}', \hat{j}', \hat{k}')$: repère des axes principaux.

$(0, \hat{i}'', \hat{j}'')$: repère des lignes neutres.

\bar{n} : indice moyen entre les lignes neutres.

δn : variation d'indice entre les lignes neutres.

θ : angle entre la normale à la surface du cristal et le vecteur d'onde.

ε_0 : permittivité du vide.

μ_0 : perméabilité du vide.

σ : tenseur de conductivité.

\approx

\vec{j} : densité de courant.

- γ : pouvoir rotatoire.
 Γ : coefficient de gyration.
 \hat{e}_+ , \hat{e}_- : polarisations propres.
 \hat{k}_+ , \hat{k}_- : vecteurs d'ondes propres.
 r : ellipticité de la polarisation.
 ϕ : déphasage introduit par un cristal possédant de la biréfringence linéaire et circulaire.
 ϕ' : déphasage dû à la biréfringence circulaire.
 ϕ'' : déphasage dû à la biréfringence linéaire.
 ℓ : l'épaisseur du cristal.

CHAPITRE 3 :

- N_D : densité totale des centres photoexcitables de la bande interdite.
 N_D^i : densité de ces centres ionisés.
 n : densité de porteurs de charge libres.
 S : section efficace des centres photoexcitables.
 γ_R : constante de recombinaison.
 I : intensité lumineuse.
 N_A : densité de centres profonds non photoexcitables.
 τ_R : temps de vie moyen (temps de recombinaison des charges libres).
 μ : valeur absolue de la mobilité des porteurs de charge.
 e : valeur absolue de la charge de l'électron.
 k_B : constante de Boltzmann.
 T : température absolue.
 \vec{k}_R : vecteur réseau.
 M : modulation complexe.
 m : taux de modulation du réseau d'illumination.
 $E(y,t)$: champ électrique dans le matériau.

$E_1(t)$: amplitude du champ de charge d'espace. (Les indices 0 indiquent un développement en fréquences spatiales du 1er ordre, les indices 1 au 2ème ordre).

$\frac{1}{\tau_+} + j\omega_+$: inverse de la constante de temps rapide du champ de charge d'espace.

$\frac{1}{\tau_-} + j\omega_-$: inverse de la constante de temps lente du champ de charge d'espace.

E_{1st} : champ de charge d'espace à l'état stationnaire sous champ électrostatique .

ψ : déphasage du champ de charge d'espace relativement au réseau d'illumination.

E_D : champ de diffusion.

E_Q : champ maximal photoinduit.

ε_{NL} : variation du tenseur de permittivité diélectrique relative due à $E(y,t)$.

$\Delta\varepsilon$: variation de ε due à $\vec{E}_0(t)$.

$\delta\varepsilon$: variation de ε due à $\vec{E}_1(t)$.

χ_o : coefficient de couplage.

α : coefficient d'absorption à la longueur d'onde dans le vide
 $\lambda = \frac{2\pi c}{\omega}$.

G : gain de couplage en intensité par unité de longueur.

r_{eff} : coefficient électrooptique "effectif" de la configuration.

g : coefficient de couplage isotrope en amplitude.

α_L : coefficient d'absorption à la longueur d'onde dans le vide
 $\lambda_L = \frac{2\pi c}{\omega_L}$.

θ_L : angle entre la normale au cristal et le vecteur d'onde du faisceau de lecture.

η : efficacité de diffraction.

s : la sensibilité photoréfractive.

τ_{di} : constante de relaxation diélectrique.

Q : nombre de charge excitée par photon incident (efficacité quantique).

\hbar : constante de Planck divisée par 2π .

PARTIE II

CHAPITRE 2 :

τ_D : constante de temps de diffusion.

τ_E : constante de temps d'entraînement sous champ.

N_E : densité effective de centres photoexcités dans le noir.

L : longueur de diffusion des charges libres ($L = 1/\kappa$).

L_0 : longueur d'écran de Debye ($L_0 = 1/k_0$).

τ : constante de temps de décroissance de l'efficacité de diffraction sous illumination uniforme.

Λ : pas du réseau.

σ' : photoconductivité par unité d'intensité lumineuse

σ_{noir} : conductivité dans le noir.

v : tension aux bornes d'une résistance R en série avec le cristal.

ρ : pouvoir rotatoire.

V_a : tension appliquée aux bornes du cristal.

V_c : tension de coude du photocourant.

d : distance interélectrode.

V_L : tension appliquée maximale pour laquelle le champ interne est proportionnel à la tension V_a .

V_E : tension maximale où $\eta = f(E_0^2)$ est une droite.

A : rapport du champ interne au champ appliqué.

S : surface des électrodes.

I_e, σ_e : photocourant et conductivité en phase d'écriture du réseau.

I_d, σ_d : photocourant et conductivité en phase d'effacement du réseau.

$k_E = (E_0 / E_D) k_R$.

A_T, B_T : pente et ordonnée à l'origine de $\tau_{\perp} = f(E_0^2)$.

τ_{\max} : valeur de τ_{\perp} à saturation.

M : matrice de transfert d'une onde traversant un cristal possédant de la biréfringence circulaire et linéaire (sous champ continu).

M' : matrice de transfert d'une onde traversant un cristal sous champ électrique nul.

$(0, \hat{i}_R, \hat{k}_R)$: repère déduit des axes principaux par rotation d'angle ϕ' .

τ_m : temps de mémorisation du champ de charge d'espace dans le noir.

CHAPITRE 3 :

τ_p : constante de temps de décroissance du photocourant sous illumination nanoseconde.

L_{th} : longueur de diffusion théorique des porteurs de charge .

τ_p : constante de temps de décroissance du photocourant sous illumination de durée 10 nanosecondes.

ΔE : énergie d'ionisation thermique des centres peu profonds mesurée par méthode PITCS.

S_t : section efficace de capture des centres peu profonds mesurée par PITCS.

PARTIE III

CHAPITRE 2 :

T : période du champ alternatif.

$f = 1/T$

$\Gamma(t)$: inverse de la constante de temps d'évolution de $E_1(t)$
sur les alternances positives du champ alternatif.

E_s : champ de charge d'espace à l'état stationnaire sous champ continu .

τ_c : constante de temps de commutation du champ alternatif.

T_c : sur une demi période , intervalle de temps où le champ appliqué est variable.

T_0 : durée de la période où $E_0(t) = \pm E_0$.

E_{1st}^+ , E_{1st}^- : champ de charge d'espace à l'état stationnaire en fin de demi alternance positive , négative .

$E_1^+(t)$, $E_1^-(t)$: valeur du champ de charge d'espace sur chaque demi alternance positive, négative.

$E_{1st}(t)$: champ de charge d'espace à l'état stationnaire ($t > \tau_c$)

$Q(t)$: terme variable temporellement de $E_{1st}(t)$.

$E_1^{\pi/2}$: module du champ de charge d'espace divisé par la modulation pour $f > |\Gamma|$.

G_{max} : valeur du gain de couplage lorsque $f > |\Gamma|$.

CHAPITRE 3 :

I_p , I_s : intensités du faisceau pompe, sonde.

β : rapport de l'intensité pompe à l'intensité sonde.

- f_b, f_h : fréquences de coupure basse et haute du gain de couplage.
- G : gain "moyen" sur l'épaisseur d'un cristal absorbant.
- $\xi_1(t)$: champ de charge d'espace en présence de deux types de porteurs de charge.
- Γ_e, Γ_t : inverse des constantes de temps complexes du champs dus aux électrons, aux trous.
- σ'_e, σ'_t : photoconductivité par unité d'intensité lumineuse due aux électrons, aux trous.
- L_e, L_t : longueur de diffusion des électrons, des trous.
- a : rapport de la photoconductivité due aux trous sur celle due aux électrons.

CHAPITRE 4 :

- \vec{R}, \vec{S} : ondes pompe, sonde.
- \vec{D} : terme d'amplification de l'amplitude de l'onde sonde dépendant du temps
- δ : facteur correctif du gain de couplage dépendant de la biréfringence du matériau.
- I_0 : intensité lumineuse à l'entrée du cristal.
- ψ, φ : termes de phase dépendant des vecteurs d'ondes propres.
- M_Δ : matrice de transfert de la partie amplifiée d'une onde traversant un cristal sous champ alternatif.
- m_p : amplitude de la modulation de l'intensité en sortie du cristal dépendant de la polarisation des ondes incidentes.
- $g_+(t), g_-(t)$: coefficients de couplage isotrope en amplitude.

REFERENCES

1. F.S. Chen, J.T. La Macchia, D.B. Frazer, Appl. Phys. Lett. 13, 223 (1968).
2. R.L. Townsend, J.T. La Macchia, J. Appl. Phys. 41, 5188 (1970).
3. J.P. Huignard, F. Micheron, Appl. Phys. Lett. 29 (9), 591 (1976).
4. M.B. Klein, Opt. Lett. 9 (8), 350 (1984).
5. A.M. Glass, A.M. Johnson, D.M. Olson, W. Simpson, A.A. Balman, Appl. Phys. Lett. 44 (10), 948 (1984).
6. J.C. Fabre, J.M. Jonathan, G. Roosen, JOSA B 5, 1730 (1988).
7. G.S. Tropinov, S.I. Stepanov, Sov. Tech. Phys. Lett. 11, 256 (1985).
8. G. Pauliat, J.P. Herriau, A. Delboulbé, G. Roosen, J.P. Huignard, JOSA B, 3, 306 (1986).
9. Ph. Refregier, L. Solymar, H. Rajbenbach, J.P. Huignard, J. Appl. Phys. 58, 45 (1985).
10. R.S. Cudney, R.M. Pierce, J. Feinberg - Nature 322, (6163), 424 (1988).
11. D.Z. Anderson, D. M. Lininger, J. Feinberg - Optics Lett. 12 (2), 1231 (1987).

12. V. Hornung-Lequeux, Ph. Lalane, G. Roosen, soumis à Optics Comm.; Proceedings SPIE vol. 1127, ECO2 Paris (1989).
13. J.P. Huignard, J.P. Herriau, Appl. Optics, 17 (17), 2671 (1978).
14. M.B. Klein, G.J. Dunning, G.C. Valley, R.C. Lind, T.R. O'Meara, Optics Lett., 11, 575 (1986).
15. N.A. Vainos, R.W. Eason, Optics Comm. 59, (3), 167 (1986).
16. E. Ochoa, J.W. Goodman, L. Hesselink, Optics Lett. 10 (9), 430 (1985).
17. C. Ulrich, L. Hesselink, Appl. Optics, 27, (21), 4497 (1988).
18. H. Rajbenbach, J.P. Huignard, Ph. Refregier, 9, (12), 558 (1984).
19. S. Weiss, S. Sternklar, B. Fisher, Optics Lett. 12 (2), 114 (1987).
20. M. Cronin-Golomb, A. Yariv, Optics Lett. 12 (9), 714 (1987).
21. Y. Owechko, G.J. Dunning, E. Marom, B.H. Soffer, Appl. Optics 26, 1900 (1987).
22. Y. Fainman, E. Klancnick, Sing H. Lee, Opt. Eng. 25 (2), 228 (1986).
23. D.Z. Anderson, D.M. Lininger, Appl. Optics 26(23) 5031 (1987).

24. H. Rajbenbach, J. Appl. Phys. 62 (12), 4675 (1987).
25. P.V. Lenzo, E.G. Spencer, A.A. Ballman, Appl. Optics, 5, 1688 (1966).
26. V. Vachss, L. Hesselink, Optics Comm. 62, (3), 159 (1987).
27. P. Bayvel, M. McChall, R.V. Wright, Optics Lett. 13 (1), 27 (1988).
28. L. Landau, E. Lifchitz - "Electrodynamique des milieux continus". MIR Moscou.
29. R.C. Jones, J. Opt. Soc. Am. 38, (8), 671 (1948).
30. N.V. Kukhtarev, Sov. Tech. Phys. Lett. 2, (12), 438 (1976).
31. G. Pauliat, G. Roosen, Ferroelect. 75, 281 (1987).
32. H. Kogelnik, Bell Syst. Tech. J. 48 (9), 2909 (1969).
33. N.V. Kukhtarev, V.B. Markov, S.G. Odulov, M.S. Soskin, V.L. Vinetskii, Ferroelectrics 22, 961 (1979).
34. G.C. Valley, M.B. Klein, Opt. Eng., 22 (6), 704 (1983).
35. F. Marsaud, Thèse de l'Université de Bordeaux I, n° 155 (1987).
36. R. Oberschmid, Phys. Sta. Sol. 89, 263 (1985).

37. S.L. Hou, R.B. Lauer, R.E. Aldrich, J. Appl. Phys. 44, 2652 (1973).
38. R.B. Lauer, J. Appl. Phys. 64 (5), 2147 (1971).
39. R.B. Lauer, Appl. Phys. Lett., 17, (4), 178 (1970).
40. N. Benjelloun, M. Tapiero, J.P. Zielinger, J.C. Launay, F. Marsaud, J. Appl. Phys. 64 (8), 4013 (1988).
41. F.P. Strokhendl, Ph.D Dissertation, University of Southern California (1988).
42. B. Kh. Kostyuk, A. Yu Kudzin, G. Kh. Sokolyanskii, Sov. Phys. Solid State 22, (8), 1429 (1980).
43. N. Benjelloun, Thèse de l'Université de Strasbourg (1988).
44. G. Pauliat, J.M.C. Jonathan, M. Allain, J.C. Launay, G. Roosen, Optics Comm. 59, 266 (1986).
45. J.M.C. Jonathan, R.W. Hellwarth, G. Roosen, IEEE J. of Q. Elect. 22 (10), 1936 (1986).
46. R.A. Mullen, R.W. Hellwarth, J. Appl. Phys. 58 (1), 40 (1985).
47. G. Pauliat, Thèse de l'Université Paris-Sud, n° 140 (1986).
48. G. Pauliat, M. Allain, J.C. Launay, G. Roosen, Optics Comm. 61 (5), 321 (1987).

49. F.P. Strokhendl, J.M.C. Jonathan, R.W. Hellwarth, *Optics Lett.* 11, 312 (1986).
50. G.C. Valley, *J. Appl. Phys.* 59 (10), 3363 (1986).
51. S.I. Stepanov, G.S. Trofimov, *Sov. Phys. Tech. Phys.* 30 (3), 331 (1985).
52. G.C. Valley, *Appl. Optics* 22 (20), 3160 (1983).
53. G. Le Saux, G. Roosen, A. Brun, *Optics Comm.* 56 (6), 374 (1986).
54. G. Le Saux, A. Brun, *IEEE J. of Q. Elect.* 23 (10), 1680 (1987).
55. J.M.C. Jonathan, G. Roosen, Ph. Rossignol, *Optics Lett.* 13 (3), 224 (1988).
56. M. Tapiero, N. Benjelloun, J.P. Zielinger, S. El Hamd, C. Noguét, *J. Appl. Phys.* 64 (8), 4006 (1988).
57. G. Hamel de Montchenault, B. Loiseaux, J.P. Huignard, *Appl. Phys. Lett.* 50, 1794 (1987).
58. P. Yeh, A.T. Chiou, J. Hong, *Appl. Optics* 27 (11), 2093 (1988).
59. K. Wagner, D. Psaltis, *Appl. Optics* 26 (23) 5061 (1987).
60. J.P. Huignard, A. Marrakchi, *Optics Comm.* 38 (4), 249 (1981).

61. G.C. Valley , JOSA B 1 (6), 868 (1984).
62. S.I. Stepanov, M.P. Petrov, Optics Comm. 53 (5), 292 (1985).
63. C. Besson, J.M.C Jonathan, A. Villing, G. Roosen, Nonlinear Optical Materials, SPIE 1017, 183 (1988), Proceeding EC01, Hamburg.
64. C. Besson, J.M.C Jonathan, A. Villing, G. Pauliat, G. Roosen, Optics Lett. accepté pour publication (1989).
65. G. Pauliat, C. Besson, G. Roosen, IEEE, J. of Q. Elect. à paraitre (1989).
66. G. Pauliat, A. Villing, J.C. Launay, G. Roosen, Soumis au JOSA B.
67. C. Besson, J.M.C. Jonathan, G. Roosen, Conférence CLEO 89, Baltimore (1989).