

Physique de la déflexion picoseconde par réseaux photoinduits dans les semiconducteurs

Rodolphe Grac

▶ **To cite this version:**

Rodolphe Grac. Physique de la déflexion picoseconde par réseaux photoinduits dans les semiconducteurs. Micro et nanotechnologies/Microélectronique. INSA de Toulouse, 1996. Français. NNT : . tel-00139835

HAL Id: tel-00139835

https://theses.hal.science/tel-00139835

Submitted on 3 Apr 2007

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.

Année 1996

Thèse

Présentée au ***Laboratoire d'Analyse et d'Architecture des Systèmes du CNRS***
en vue de l'obtention du GRADE de DOCTEUR
*de l'****INSTITUT NATIONAL DES SCIENCES APPLIQUEES de TOULOUSE***
Spécialité : ELECTRONIQUE (Matériaux, technologie et composants)

par **Rodolphe GRAC**

Ingénieur INSA Toulouse

PHYSIQUE DE LA DEFLEXION PICOSECONDE PAR RESEAUX PHOTOINDUITS DANS LES SEMICONDUCTEURS

Soutenue le 22 octobre 1996, devant le Jury :

MM. R. Carles,	Professeur de l'Université Paul Sabatier-Toulouse III, rapporteur
P. Gravey,	Responsable du département Processeurs pour la Commutation Optique du CNET - Lannion
B. Lambert,	Professeur de l'INSA de Rennes, rapporteur
N. Magnéa,	Ingénieur au CEA - CENG
A. Martinez,	Professeur de l'INSA de Toulouse, président
M. Pugnet,	Directeur de thèse, professeur de l'Université Paul Sabatier-Toulouse III

Rapport LAAS n° 96413

Cette thèse a été préparée au Laboratoire d'Analyse et d'Architecture des Systèmes du CNRS

7, avenue du Colonel Roche
31077 TOULOUSE Cedex

à Aristobulus Ursiclos

Le rayon vert, J. Verne

REMERCIEMENTS

Ce travail a été effectué au Laboratoire d'Analyse et d'Architecture des Systèmes du CNRS à Toulouse, au sein de l'équipe Optique Nonlinéaire et Traitement de l'Information (ONLTI).

Je remercie Monsieur Costes, directeur du laboratoire ainsi que Messieurs Munoz et Collet, respectivement responsables du groupe Photonique et de l'équipe ONLTI pour m'avoir accueilli et permis d'entreprendre cette étude.

Tous mes remerciements s'adressent aussi aux membres de mon jury et tout particulièrement à Monsieur Martinez, professeur à l'INSA de Toulouse, qui m'a fait l'honneur de le présider ainsi qu'à Messieurs Carles, professeur à l'Université Paul Sabatier, et Lambert, professeur à l'INSA de Rennes pour avoir été rapporteurs de cette thèse. J'exprime toute ma gratitude à Messieurs Gravey, responsable du groupe Physique des Composants Optiques du CNET Lannion, Magnéa, ingénieur au CEA - CENG pour leur participation au jury de thèse.

Enfin, une pensée chaleureuse est destinée à Monsieur Pugnet, professeur à l'Université Paul Sabatier et directeur de ma thèse, pour m'avoir supporté, aiguillé et soutenu tout au long de notre parcours commun.

Je tiens à remercier tous ceux qui par leur aide, leur bonne humeur et leur disponibilité ont éclairé mes pas hésitants : Elena Bedel-Pereira, Emmanuelle Daran, Christelle Guerret, Chantal Fontaine, Sabry Khalfallah, Luc Le Gratiet, Laurent Fesquet, Mohamad Faleh, Thierry Camps, Thierry Do Conto, Patrice Souverain. Je salue, de plus, la compétence scientifique de Rainer Buhleier dont les conseils m'ont été précieux. Une pensée émue s'adresse à ces glorieux prédécesseurs, Véronique Bardinal et Jean-Louis Iehl.

J'exprime toute ma reconnaissance à l'atelier de mécanique du génie Physique de l'INSA de Toulouse dont la compétence est tout à fait remarquable.

Enfin, j'aurais mauvaise presse à oublier de remercier le service Documentation et Edition du LAAS dont la promptitude et le professionnalisme ne sont plus à démontrer.

SOMMAIRE

Introduction 1

Chapitre 1 : Notions générales

I- DIFFRACTION EN CONFIGURATION DE RAMAN-NATH 7

II- DETERMINATION DU COEFFICIENT DE DIFFUSION AMBIPOLAIRE 11

II-1- PRINCIPE 11

II-2- EXEMPLE DE DETERMINATION DU COEFFICIENT DE DIFFUSION AMBIPOLAIRE 12

III- DEFINITION D'UN COEFFICIENT DE MERITE 14

IV- BIBLIOGRAPHIE 15

Chapitre 2 : Descriptions des dispositifs expérimentaux

I- PREMIER ENSEMBLE EXPERIMENTAL 19

I-1- DISPOSITIF : LASER A COLORANT ACCORDABLE 19

I-2- PREMIER MONTAGE, CONFIGURATION NON-DEGENERE 19

I-2-1- DESCRIPTION 19

I-2-2- CARACTERISATION DU MONTAGE 21

II- SECOND ENSEMBLE EXPERIMENTAL 25

II-1- DISPOSITIF : SYSTEME PARAMETRIQUE ACCORDABLE 25

II-2- SECOND MONTAGE ,"COMPACT", CONFIGURATION DEGENEREE 26

II-2-1- DESCRIPTION 26
II-2-2- CARACTERISATION DU MONTAGE 27
II-3- TROISIEME MONTAGE, "COMPACT", CONFIGURATION NON-DEGENEREE 29
II-3-1- DESCRIPTION 29
II-3-2- CARACTERISATION DU MONTAGE 30

III- TEST SUR SILICIUM, CARACTERISATION DE LA LIGNE A RETARD 32

IV- AVANTAGES COMPARES DES DIFFERENTS MONTAGES 33

V- BIBLIOGRAPHIE 35

Chapitre 3 : Effets nonlinéaires dans la queue d'Urbach de matériaux massifs II-VI

I- LOI D'URBACH 39

I-1- DEFINITION 39
I-2- ROLE DES PHONONS LO 40
I-3- RAPPELS : ABSORPTION EN PRESENCE D'UN CHAMP ELECTRIQUE UNIFORME 41
I-3-1- ABSORPTION BANDE A BANDE 41
I-3-2- ABSORPTION EXCITONIQUE 42
I-4- DETERMINATION DU CHAMP QUADRATIQUE MOYEN $\sqrt{\langle F^2 \rangle}$ 43

II- RESULTATS EXPERIMENTAUX 44

II-1- SPECTRES D'ABSORPTION 44
II-2- EXCITATION BANDE A BANDE 46
II-3- CINETIQUES DE DIFFRACTION 48
II-4- COMPORTEMENT A FORT NIVEAU D'EXCITATION 51
II-5- SPECTRES D'EFFICACITE DE DIFFRACTION EN CONFIGURATION NON-DEGENEREE 52
II-6- ROLE DOMINANT DE LA VARIATION D'INDICE 54
II-7- INTERPRETATION 55

III- MODELE D'ECRANTAGE DES MICROCHAMPS ELECTRIQUES RESPONSABLES DE LA QUEUE D'URBACH 56

IV- CONCLUSION 63

V- BIBLIOGRAPHIE 64

Chapitre 4 : Cavité Fabry-Pérot GaInAs/GaInAsP

I- STRUCTURE FABRY-PEROT 69

II- MODELE DE DIFFRACTION PAR UNE CAVITE DE FABRY-PEROT 70

III- PREMIERS RESULTATS EXPERIMENTAUX 75

III-1- CINETIQUE DE DIFFRACTION 75
III-2- EFFICACITE EN FONCTION DE L'INTENSITE DES POMPES 76
III-2-1- RESULTAT EXPERIMENTAL 76
III-2-2- CALCUL DES VARIATIONS D'ABSORPTION ET D'INDICE 77
III-3- SPECTRE DE DIFFRACTION 84

IV- DISCUSSION-VALIDITE DU MODELE 87

IV-1- DESACCORD A L'ANGLE DE BRAGG 87
IV-2- DISCUSSION 89

V- PERSPECTIVES 90

VI- CONCLUSION 93

VII- BIBLIOGRAPHIE 94

Chapitre 5 : Modulation tout-optique dans des puits quantiques multiples CdTe/CdZnTe

I- EXPERIENCE ET NATURE DE LA STRUCTURE 99

I-1- DISPOSITIF EXPERIMENTAL 99
I-2- DESCRIPTION DE LA STRUCTURE 100

II- MODULATION DE TRANSMISSION SOUS UN CHAMP APPLIQUE 101

III- ECRANTAGE DU CHAMP APPLIQUE 102

III-1- RESULTATS EXPERIMENTAUX 102
III-2- CINETIQUE DE L'ECRANTAGE 106

IV- ESTIMATION DE L'EFFICACITE DE DIFFRACTION MAXIMALE 110

V- CONCLUSION 111

VI- BIBLIOGRAPHIE 112

Conclusion 113

INTRODUCTION

Notre travail s'intègre dans les recherches actuelles sur la continuité optique du traitement et du transport de l'information. Ce thème s'avère essentiel dans des domaines tels que les télécommunications pour lesquels l'information est transportée par fibre optique puis successivement convertie en signal électrique, traitée, recodée sous forme optique, puis expédiée vers une nouvelle destination via une fibre optique. Le codage de l'information par paquets semble devenir le futur standard pour les télécommunications optiques. Une des techniques visant à assurer cette continuité optique consiste à réaliser une commutation de voies par déflexion holographique. L'objectif appliqué que nous visons est de tester la faisabilité d'un adressage reprogrammable de « 1 vers N ». Cette application consiste à envoyer un paquet d'impulsions optiques codées vers l'une des N sorties possibles. Afin de la réaliser nous avons étudié théoriquement et expérimentalement la déflexion d'impulsions laser d'une durée voisine de 20 ps par des réseaux photoinduits dans les semiconducteurs. La nature même du codage de l'information dans les paquets nécessite que le rapport du temps de maintien sur le temps de montée de la déflexion soit élevé. De plus, le signal défléchi doit être régénéré (i.e. amplifié) pour être expédié vers une nouvelle destination. Il est donc nécessaire que son intensité soit compatible avec les amplificateurs optiques disponibles. Cette contrainte se traduit par le fait que l'intensité du signal défléchi doit représenter de préférence plus de 5% de l'intensité du signal incident. Nous avons donc étudié différents processus physiques de photogénération de réseaux susceptibles de permettre de respecter les contraintes imposées à la déflexion. Nous avons mené des recherches sur les matériaux, les structures et les effets physiques les plus adaptés à l'objectif à long terme de concevoir des composants déflecteurs.

Ce travail a été réalisé dans le cadre d'un contrat avec France Telecom (n°93 1 B 140).
Nous avons collaboré avec les laboratoires suivants :

- Département Processeurs pour la Commutation Optique (P.C.O.) du CNET Lannion B, dirigé par P. Gravey.

- Laboratoire de Physique des Semiconducteurs du Service Matériaux et Microstructures du Département de Recherche Fondamentale sur la Matière Condensée du CEA de Grenoble (J.L. Pautrat).

- Equipe Epitaxie à Jets Moléculaires du LAAS-CNRS (C. Fontaine).

- Laboratoire de Physique des Solides de Bellevue (R. Triboulet) pour des échantillons de CdZnTe massif.

Notre étude a porté sur les réseaux photoinduits dans deux types de structures :

- Des plaquettes de semiconducteurs massifs (CdZnTe et HgCdTe dont l'épaisseur est de plusieurs centaines de microns).

- Des structures à base de puits quantiques (GaInAs / GaInAsP-$Q_{1,18}$ et CdTe / CdZnTe dont les épaisseurs totales sont de l'ordre de quelques microns).

Le réseau photoinduit consiste en des variations d'absorption et d'indice périodiques à l'intérieur de l'échantillon. Nous distinguerons trois effets physiques à l'origine de ces variations, nous les regrouperons dans deux types d'expériences :

- *Les expériences sans champ électrique appliqué*. Le plasma photogénéré peut alors contribuer de deux manières différentes à l'inscription du réseau :

    - Soit il module l'indice et l'absorption notamment grâce au remplissage de bandes. C'est l'effet « plasma » classique dont la cinétique est directement liée à la densité en régime thermalisé.

- Soit il écrante des champs électriques internes locaux de portée nanométrique. Ceci conduit également à une modulation d'absorption via l'effet Franz-Keldysh.

- *Les expériences sous polarisation externe*. Les porteurs photogénérés écrantent alors le champ électrique appliqué, créant ainsi une variation d'absorption et d'indice, notamment par effet Stark dans les puits quantiques.

Le *chapitre 1* rappellera quelques techniques et notions essentielles à la compréhension de nos travaux. Nous y exposerons brièvement la théorie de Raman-Nath gouvernant la diffraction par les réseaux minces. Une technique expérimentale permettant de déterminer la valeur du coefficient de diffusion ambipolaire D* sera illustré sur l'exemple des puits quantiques CdTe / CdZnTe. Nous introduirons, de plus, la définition d'un coefficient de mérite qui permettra de comparer les performances de différentes structures.

Le *chapitre 2* présentera les dispositifs expérimentaux employés. Nous nous attacherons, en particulier, à déterminer quelles sont leurs performances en mesurant quelques paramètres physiques des faisceaux optiques.

Le *chapitre 3* consiste en une étude expérimentale de la diffraction dans des matériaux massifs II-VI (CdZnTe et HgCdTe). De plus, nous interprèterons la queue d'absorption d'Urbach comme le résultat d'un effet Franz-Keldysh dû à la présence de microchamps électriques. Nous proposerons un modèle de la queue d'Urbach prenant en compte l'écrantage des champs locaux par le plasma photogénéré.

Le *chapitre 4* concerne des puits quantiques III-V (GaInAs / GaInAsP-$Q_{1,18}$). Des simulations basées sur un modèle de remplissage de bandes seront confrontées aux résultats expérimentaux. Nous intégrerons dans nos calculs les effets dus aux réflectivités des faces avant et arrière de cette structure. Des éléments de discussion sur l'incidence des effets de cavité sur la diffraction seront proposés.

Le *chapitre 5* décrit des expériences menées sur des puits quantiques II-VI (CdTe / CdZnTe) sous champ électrique appliqué. Nous constaterons expérimentalement que les porteurs photogénérés écrantent le champ électrique résultant de la polarisation externe produisant ainsi une variation d'absorption par disparition de l'effet Stark dans les puits.

Enfin, en conclusion, nous comparerons les performances des différents matériaux et structures.

"Quand une malle-poste les croisait dans les rues, ils sentaient le besoin de partir avec elle."
Bouvard et Pécuchet, G. Flaubert.

Chapitre 1

Notions générales

I- DIFFRACTION EN CONFIGURATION DE RAMAN-NATH 7

II- DETERMINATION DU COEFFICIENT DE DIFFUSION AMBIPOLAIRE 11

II-1- PRINCIPE 11

II-2- EXEMPLE DE DETERMINATION DU COEFFICIENT DE DIFFUSION AMBIPOLAIRE 12

III- DEFINITION D'UN COEFFICIENT DE MERITE 14

IV- BIBLIOGRAPHIE 15

Ce chapitre se compose de trois parties principales : Le premier paragraphe présente une approche simple des expériences de diffraction que nous avons menées. La seconde partie exposera une technique expérimentale permettant de déterminer le coefficient ambipolaire d'un matériau. La troisième section de ce chapitre introduira la définition d'un coefficient de mérite qui permettra de comparer les performances des différentes structures.

I-Diffraction en configuration de Raman-Nath

Nos travaux de recherche ont pour but d'étudier la faisabilité d'un « aiguillage » de l'information codée optiquement. La solution, que nous envisageons, est la déflexion holographique. Elle consiste à défléchir le faisceau contenant l'information (appelé « sonde » dans nos expériences) par diffraction sur un réseau. L'aiguillage est évidemment fonction de la destination que doit atteindre l'information. Le réseau doit, par conséquent, être reconfigurable et ne peut donc pas être inscrit de manière permanente. Il est généré optiquement en faisant interférer deux faisceaux de pompe dans des structures à base de semiconducteurs. La densité de porteurs photogénérés est élevée dans les franges brillantes et faible dans les franges sombres de la figure d'interférence. Cette modulation spatiale de densité crée, dans le semiconducteur, un réseau d'indice et d'absorption qui fait diffracter la sonde. Expérimentalement, les sources laser employées fournissent des impulsions d'une durée de l'ordre de 20 ps. L'interférence est donc réalisée grâce à deux pompes synchrones qui sont

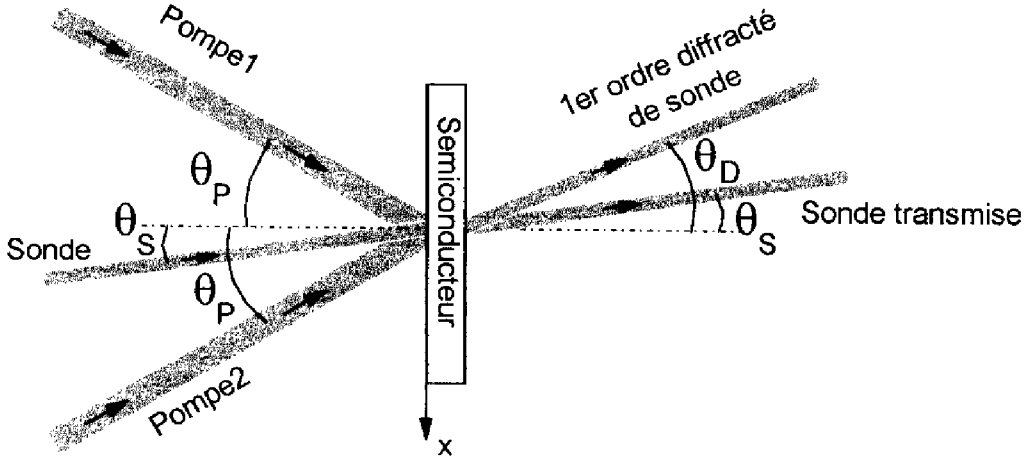


fig. 1 : Représentation schématique d'une expérience de diffraction

séparées angulairement.

La figure 1 illustre les propos précédents ; il s'agit d'une représentation schématique de nos expériences de diffraction. Les pompes interfèrent à la surface de l'échantillon, elles donnent donc naissance à une figure d'interférence qui comporte des franges sombres et brillantes rectilignes périodiquement espacées d'une distance Λ (couramment appelée « pas du réseau »). Ce paramètre est obtenu grâce à la relation de Bragg [1] :

$$2\Lambda.\sin\theta_P = \lambda_P$$

où θ_P est l'angle des pompes avec la normale à la surface de l'échantillon et λ_P la longueur d'onde des pompes dans le vide.

L'angle θ_D, que fait le faisceau diffracté au 1er ordre avec la normale à la surface de l'échantillon, est donné par la formule des réseaux [1] :

$$\Lambda.(\sin\theta_D - \sin\theta_S) = \lambda_S$$

où λ_S est la longueur d'onde de sonde dans le vide.

Le semiconducteur présente un coefficient d'absorption de l'énergie lumineuse $\alpha(\lambda_P)$ à la longueur d'onde des pompes. La profondeur de pénétration des pompes dans le matériau est donc typiquement de $\left[\alpha(\lambda_P)\right]^{-1}$. Nous admettrons par conséquent que l'épaisseur du réseau L est égale à $\left[\alpha(\lambda_P)\right]^{-1}$.

La configuration expérimentale représentée sur la figure 1 est dite de « Bragg » si l'angle d'incidence θ_S et la longueur d'onde dans le vide λ_S de la sonde remplissent les conditions suivantes [2], [3] :

$$\frac{\lambda_S}{\sin\theta_S} = \frac{\lambda_P}{\sin\theta_P}$$

$$\text{et } Q = \frac{2\pi.\lambda_S.L}{n_0.\Lambda^2} \geq 10$$

où n_0 est l'indice moyen dans la structure.

La seconde condition peut aussi être exprimée sous la forme : $L \geq 10\,\frac{n_0.\Lambda^2}{2\pi.\lambda_S}$.

Cest pourquoi les expériences en configuration de Bragg sont souvent qualifiées d'expériences de diffraction par des réseaux épais.

La configuration est dite de « Raman-Nath » quand la sonde satisfait aux conditions suivantes [2], [4] :

$$\theta_S = 0 \qquad \text{et} \qquad Q = \frac{2\pi.\lambda_S.L}{n_0.\Lambda^2} \leq 0{,}1$$

La seconde condition peut aussi s'exprimer sous la forme : $L \leq 0{,}1\,\frac{n_0.\Lambda^2}{2\pi.\lambda_S}$.

Cest pourquoi les expériences en configuration de Raman-Nath sont souvent qualifiées d'expériences de diffraction par des réseaux minces.

On définit l'efficacité du 1er ordre de diffraction η comme le rapport de l'énergie du faisceau diffracté au 1er ordre sur l'énergie de la sonde incidente.

Dans la configuration de Bragg, η s'exprime de la manière suivante [5] :

$$\eta = (1-R_f)(1-R_b).e^{-\alpha(\lambda_S)d}.\left[\left(\sin\left(\frac{\pi.\Delta n(\lambda_S).L}{\lambda_S}\right)\right)^2 + \left(sh\left(\frac{\Delta\alpha(\lambda_S).L}{4}\right)\right)^2\right]$$

où R_f et R_b sont respectivement les valeurs des réflectivités avant et arrière de la structure, d est l'épaisseur totale du matériau, $\Delta n(\lambda_S)$ et $\Delta\alpha(\lambda_S)$ sont respectivement les amplitudes de variations de l'indice et du coefficient d'absorption à la longueur d'onde de sonde.

Lorsque les arguments des sinus et sinus hyperbolique sont petits devant 1, un développement au premier ordre donne immédiatement :

$$\eta = (1-R_f)(1-R_b).e^{-\alpha(\lambda_S)d}.\left[\left(\frac{\pi.\Delta n(\lambda_S).L}{\lambda_S}\right)^2 + \left(\frac{\Delta\alpha(\lambda_S).L}{4}\right)^2\right]$$

Dans la configuration de Raman-Nath, η s'exprime de la manière suivante [6], [7] :

$$\eta = (1-R_f)(1-R_b).e^{-\alpha(\lambda_S)d}.\left|J_1\left(\frac{2\pi.\Delta n(\lambda_S).L}{\lambda_S} - i.\frac{\Delta\alpha(\lambda_S).L}{2}\right)\right|^2$$

où J_1 désigne la fonction de Bessel du premier ordre.

Or $\forall x,\ x<<1 \Rightarrow J_1(x) \approx \frac{x}{2}$.

Donc, si l'argument de la fonction de Bessel est faible, l'efficacité de diffraction au 1er ordre prend la forme :

$$\eta = (1-R_f)(1-R_b).e^{-\alpha(\lambda_S)d}.\left[\left(\frac{\pi.\Delta n(\lambda_S).L}{\lambda_S}\right)^2 + \left(\frac{\Delta\alpha(\lambda_S).L}{4}\right)^2\right]$$

On constate par conséquent que si les termes $\frac{2\pi.\Delta n(\lambda_S).L}{\lambda_S}$ et $\frac{\Delta\alpha(\lambda_S).L}{2}$ sont petits devant 1, alors les efficacités de diffraction en configurations de Bragg et de Raman-Nath sont égales.

· Lorsque les pompes et la sonde ont la même longueur d'onde, la configuration expérimentale est qualifiée de dégénérée. Dans le cas contraire, elle est dite non-dégénérée.

Lorsque le terme en $\Delta n(\lambda_S)$ a une contribution négligeable devant celle en $\Delta\alpha(\lambda_S)$ dans l'expression de η, on dit alors que la diffraction est due à un réseau d'absorption.

En revanche, lorsque le terme en $\Delta n(\lambda_S)$ a une contribution dominante devant celle en $\Delta\alpha(\lambda_S)$, on dit alors que la diffraction est due à un réseau d'indice.

Toutes les expériences exposées dans ce mémoire sont en configuration de Raman-Nath, dégénérée ou non-dégénérée suivant le cas.

II-Détermination du coefficient de diffusion ambipolaire

II-1-Principe

Comme nous l'avons vu dans le paragraphe précédent, la figure d'interférence entre les deux faisceaux de pompes consiste en une alternance de franges sombres et brillantes espacées de Λ. La densité de porteurs photogénérés est donc sinusoïdale suivant un axe x orthogonal aux franges et s'écrit :

$$\rho(x,0) = \frac{\rho_0}{2}\left(1+\cos\left(\frac{2\pi}{\Lambda}x\right)\right)$$

où ρ_0 représente la densité générée dans les franges brillantes.

Cette relation donne la densité de porteurs à t = 0, i.e. juste après leur photogénération. La relaxation du réseau est donc liée à la diffusion des porteurs suivant l'axe x et à la recombinaison des porteurs libres. La densité de porteurs libres est donc décrite par la loi d'évolution suivante [8] :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = D_a \frac{\partial^2 \rho}{\partial x^2} - \frac{\rho}{\tau}$$

où D_a est le coefficient de diffusion ambipolaire et τ la durée de vie des porteurs.

La solution de cette équation différentielle est de la forme :

$$\rho(x,t) = \frac{\rho_0}{2} e^{-\frac{t}{\tau}} \cdot \left(1+e^{-\frac{t}{\tau_{D_a}}} \cdot \cos\left(\frac{2\pi}{\Lambda}x\right)\right)$$

où $\tau_{D_a} = \frac{\Lambda^2}{4\pi^2 D_a}$ représente le temps caractéristique de diffusion ambipolaire des porteurs.

La décroissance du réseau τ_R dépend donc de deux constantes de temps différentes : La durée de vie des porteurs et le temps de diffusion ambipolaire [8] :

$$\frac{1}{\tau_R} = \frac{1}{\tau} + \frac{1}{\tau_{D_a}}$$

Dès que les porteurs sont générés dans les bandes de valence et de conduction, ils vont migrer par diffusion ambipolaire vers les franges sombres. Les variations d'indice et d'absorption suivent instantanément l'évolution du réseau de densité et vont donc s'annuler

lorsque la distribution spatiale des porteurs sera uniforme (réseau limité par la diffusion) ou lorsque les porteurs auront disparu (réseau limité par la durée de vie). Ce régime transitoire a une durée comprise typiquement entre 100 ps et quelques dizaines de nanosecondes.

Supposons que seule la variation d'indice joue un rôle dominant dans la diffraction. Dans le paragraphe précédent nous avons vu que l'efficacité est proportionnelle au carré de la variation d'indice : $\eta \propto \Delta n^2$. Or nous savons que, schématiquement, la variation d'indice est proportionnelle au contraste de densité des porteurs entre les franges sombres et brillantes $\Delta\rho$: $\Delta n \propto \Delta\rho$ [9]. Donc nous en déduisons qu'approximativement : $\eta \propto \Delta\rho^2$. La décroissance exponentielle du réseau de porteurs est en $\frac{1}{\tau_R}$, la décroissance exponentielle de l'efficacité sera donc en $\frac{1}{\tau_\eta} = \frac{2}{\tau_R} = \frac{2}{\tau} + \frac{2}{\tau_{D_a}}$. Grâce à la mesure expérimentale de τ_η, nous pouvons donc trouver la valeur de τ_{D_a} et donc en déduire D_a.

Un exemple de détermination expérimentale de D_a est donné en exemple dans le paragraphe suivant.

II-2-Exemple de détermination du coefficient de diffusion ambipolaire

Nous avons réalisé des expériences de diffraction sans champ électrique sur les multipuits quantiques II-VI (CdTe / CdZnTe) dont la description apparaît dans le chapitre 5. Il s'agit d'une configuration de Raman-Nath dégénérée à $\lambda_p = 780$ nm et $\lambda_s = 811$ nm. Nous enregistrons l'efficacité de diffraction en fonction du retard de la sonde (fig. 2 et 3). L'origine des temps correspond au moment où les pompes et la sonde sont synchrones. Les expériences présentées sont réalisées pour des angles de pompe différents. Le pas du réseau est ainsi égal à 3,6 µm pour la figure 2 et à 13,7 µm pour la figure 3. Nous mesurons le temps de décroissance exponentielle des deux courbes, on obtient : $\tau_\eta^{(fig.1)} = 500 \pm 50\ ps$ et $\tau_\eta^{(fig.2)} = 1600 \pm 200\ ps$. On peut donc en tirer la valeur du coefficient de diffusion ambipolaire D_a par le relation :

$$\frac{1}{\tau_\eta^{(fig.1)}} - \frac{1}{\tau_\eta^{(fig.2)}} = \frac{2}{\tau_{D_a}^{(fig.1)}} - \frac{2}{\tau_{D_a}^{(fig.2)}} = 8\pi^2 D_a \left(\frac{1}{\Lambda_{(fig.1)}^2} - \frac{1}{\Lambda_{(fig.2)}^2} \right)$$

On déduit de ce calcul que $D_a = 2{,}4 \pm 0{,}5\ cm^2 s^{-1}$.

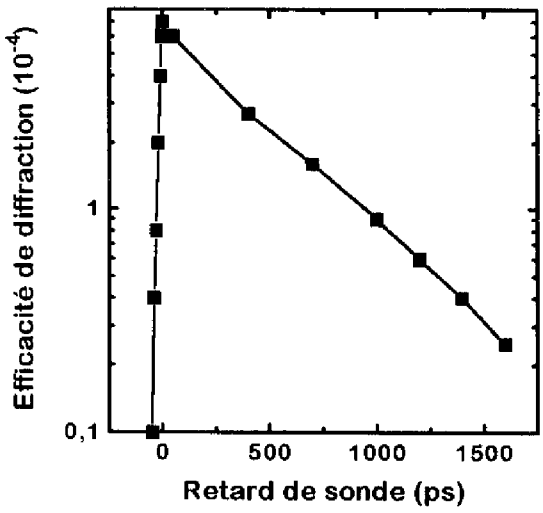


fig. 2 : Cinétique de diffraction en configuration dégénérée à $\lambda_p = 780\ nm$ et $\lambda_s = 811\ nm$. Le pas du réseau est 3,6 µm. Le temps de déclin est de (500 ±50) ps.

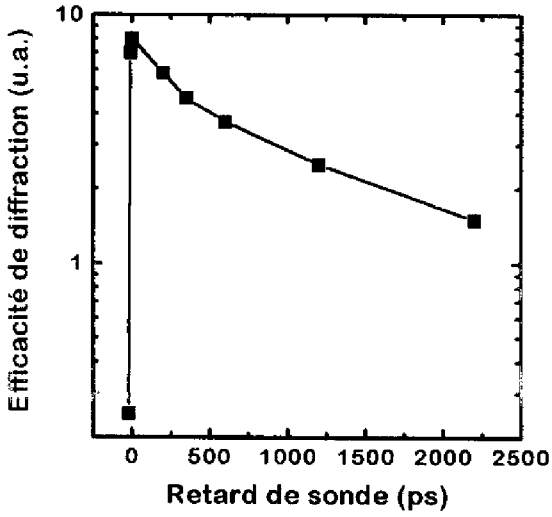


fig. 3 : Cinétique de diffraction en configuration dégénérée à $\lambda_p = 780\ nm$ et $\lambda_s = 811\ nm$ présentée en unités arbitraires. Le pas du réseau est 13.7 µm. Le temps de déclin est de (1600 ± 200) ps.

III-Définition d'un coefficient de mérite

Dans les chapitres suivants, nous chercherons à comparer les performances des différents matériaux et structures étudiés. Dans ce but, nous devons définir quels sont les paramètres pertinents à comparer. Cette tâche est loin d'être simple. En effet, il serait très arbitraire de séparer l'aspect matériau de l'aspect structure puisque les deux sont liés dans la technologie de fabrication. De plus, notre étude portera sur la diffraction due à des effets physiques variés. Il est donc nécessaire que le critère à déterminer ne soit pas lié à tel ou tel effet.

Nous définissons un coefficient de mérite appelé M comme le rapport de l'efficacité de diffraction sur la densité d'énergie d'excitation. Ce paramètre caractérise le composant dans son ensemble.

Nous introduisons aussi un second coefficient de mérite appelé N défini comme le rapport de M sur l'épaisseur du réseau L. Rappelons que $L = \left[\alpha(\lambda_P)\right]^{-1}$.

$$\eta = \frac{Energie\ du\ faisceau\ de\ sonde\ diffracté\ au\ premier\ ordre}{Energie\ du\ faisceau\ de\ sonde\ incident}$$

$$M = \frac{\eta}{Densité\ d'énergie\ d'excitation}$$

$$N = \frac{M}{\left[\alpha(\lambda_P)\right]^{-1}}$$

L'ensemble des paramètres η, M, N nous donnera des éléments de comparaison entre les différentes structures et nous permettra ainsi d'entreprendre des réflexions prospectives concernant les applications aux télécommunications.

IV-Bibliographie

[1] B.E.A. Saleh, M.C. Teich, « Fundamentals of Photonics », John Wiley and Sons, (1991).

[2] P.K. Das, « Optical Signal Processing », Springer Verlag, (1991).

[3] M.G. Moharam, T.K. Gaylord, R. Magnusson, Optics Communications,vol.32, n°1, 14, (1980).

[4] M.G. Moharam, T.K. Gaylord, R. Magnusson, Optics Communications,vol.32, n°1, 19, (1980).

[5] H. Kogelnik, The Bell system technical Journal, vol.48, n°9, 2909, (1969).

[6] A. Yariv, P. Yeh, « Optical Waves in Crystals », John Wiley and Sons, (1984).

[7] N. Gouaichault, thèse soutenue le 21/06/94 au sein du Laboratoire d'Analyse et d'Architecture des Systèmes.

[8] H.J. Eichler, P. Günter, D.W. Pohl, « Laser-induced Gratings », Springer Verlag, (1986).

[9] D.H. Auston, S. Mac Fee, C.V. Shank, E.P. Ippen, O. Teschke, Solid State Electron., vol.21, 147, (1978).

"(...) et si même quelques-uns d'entre nous avaient la tentation de vivre dans l'avenir, ils y renonçaient rapidement, autant du moins qu'il leur était possible, en éprouvant les blessures que finalement l'imagination inflige à ceux qui lui font confiance."
La Peste, A. Camus

Chapitre 2

Descriptions des dispositifs expérimentaux

I- PREMIER ENSEMBLE EXPERIMENTAL 19

I-1- DISPOSITIF : LASER A COLORANT ACCORDABLE 19

I-2- PREMIER MONTAGE, CONFIGURATION NON-DEGENERE 19
I-2-1- DESCRIPTION 19
I-2-2- CARACTERISATION DU MONTAGE 21

II- SECOND ENSEMBLE EXPERIMENTAL 25

II-1- DISPOSITIF : SYSTEME PARAMETRIQUE ACCORDABLE 25

II-2- SECOND MONTAGE ,"COMPACT", CONFIGURATION DEGENEREE 26
II-2-1- DESCRIPTION 26
II-2-2- CARACTERISATION DU MONTAGE 27

II-3- TROISIEME MONTAGE, "COMPACT", CONFIGURATION NON-DEGENEREE 29
II-3-1- DESCRIPTION 29
II-3-2- CARACTERISATION DU MONTAGE 30

III- TEST SUR SILICIUM, CARACTERISATION DE LA LIGNE A RETARD 32

IV- AVANTAGES COMPARES DES DIFFERENTS MONTAGES 33

V- BIBLIOGRAPHIE 35

I-Premier ensemble expérimental

I-1-Dispositif : Laser à colorant accordable

Un laser pulsé (Quantel) YAG : Nd^{3+} à modes couplés délivre en sortie de cavité un train d'impulsions d'enveloppe gaussienne dont l'énergie totale est d'environ 10 mJ à la longueur d'onde de 1,064 µm. La durée des impulsions est de 33 ps, leur espacement est de 7,2 ns. Une impulsion de ce train est sélectionnée par une cellule de Pockels. Elle est ensuite amplifiée par deux amplificateurs YAG : Nd^{3+}. L'impulsion atteint alors une énergie d'environ 50 mJ. La fréquence de répétition de ce laser YAG est de 10 Hz. Il sert à pomper un laser à colorant accordable. Pour ce faire, on prélève environ 50% de l'énergie du train d'onde à la sortie de la cavité que l'on double en fréquence grâce à un cristal de KDP. Un train d'impulsions à 532 nm vient exciter une cuve à colorant par pompage latéral. Celle-ci se trouve dans une cavité définie par un miroir de sortie réfléchissant environ 30% de la lumière incidente et un réseau de 1800 traits mm^{-1} blazé à 700 nm. Par rotation du réseau on choisit la longueur d'onde de travail. La largeur spectrale du laser à la sortie de la cavité est typiquement 0,5 nm. Une impulsion du train issue de la cavité du colorant est ensuite amplifiée par passage dans une nouvelle cuve pompée par une impulsion du laser YAG amplifié doublé en fréquence. Le laser à colorant fournit à une fréquence de 10 Hz des impulsions d'une durée de 25 à 30 ps, d'énergie 100 µJ, de longueur d'onde accordable dans le domaine 750 nm - 920 nm et de largeur de raie 0,5 nm environ.

I-2-Premier montage, configuration non-dégénéré

I-2-1-Description

La longueur d'onde de pompes doit être proche de celle du « gap » afin de générer des porteurs tandis qu'il est souhaitable de pouvoir choisir la longueur d'onde de sonde afin d'optimiser l'efficacité de diffraction. Pour cette raison, nous avons privilégié la réalisation d'un

dispositif à deux longueurs d'onde de pompes et de sonde distinctes (l'expérience est alors qualifiée de non-dégénérée). Dans ce but, nous avons donc décidé de construire un nouveau laser à colorant synchrone avec le premier. Le laser YAG (cf 1-Contexte expérimental) sert de pompe pour ces deux colorants. Le montage expérimental est schématiquement représenté sur la figure 1.

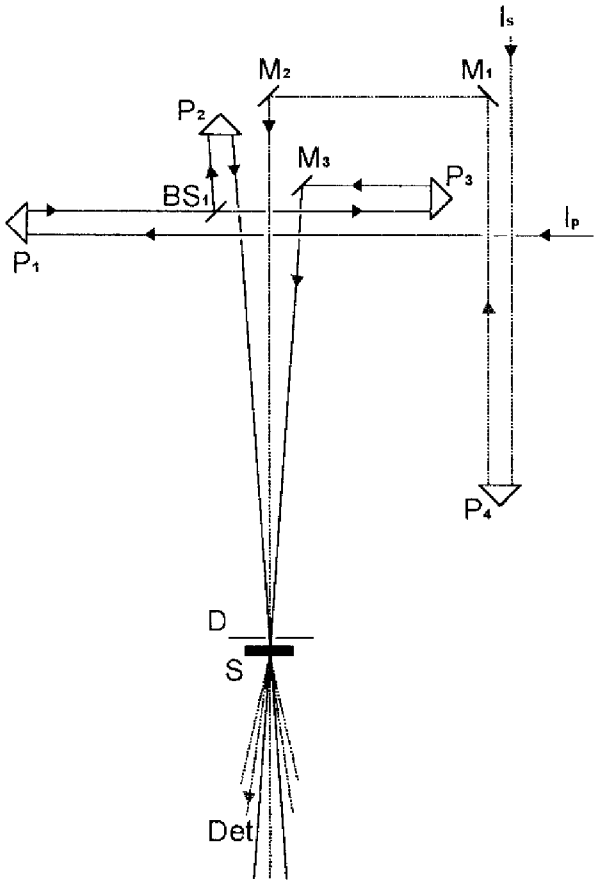


fig. 1 : Montage expérimental dans le cas non-dégénéré, D : diaphragme, Det : détecteur, S : échantillon, BS_1 : séparateur de faisceaux 50%, M_i : miroirs, P_i : prismes, I_p : faisceau de pompe, I_s : faisceau de sonde.

Le faisceau I_p du laser à colorant est partagé par BS_1 en deux parties d'égale intensité, définissant ainsi chacune des deux pompes. Le faisceau de sonde I_S est réfléchi par le prisme P_4. Celui-ci peut être déplacé par translation dans la direction du faisceau, il introduit donc un retard de sonde qui permet d'étudier la durée de vie du réseau photoinduit. Lorsque P_4 est à sa position origine, il doit être synchrone avec les pompes, ce réglage s'effectue en déplaçant par

translation le prisme P_1 dans la direction des faisceaux. En dernier lieu, il est nécessaire de synchroniser les deux pompes entre elles en déplaçant le prisme P_3.

Il est à noter qu'une impulsion de 30 ps représente une étendue spatiale dans le vide de 9 mm. En conséquence, l'ajustement des chemins optiques est à réaliser au millimètre près.

I-2-2-Caractérisation du montage

Il est nécessaire de vérifier la qualité de la figure d'interférence. En effet, différents problèmes liés par exemple à la traversée des composants optiques peuvent perturber les faisceaux de pompe. Dans ce but, on réalise le montage représenté schématiquement sur la figure 2.

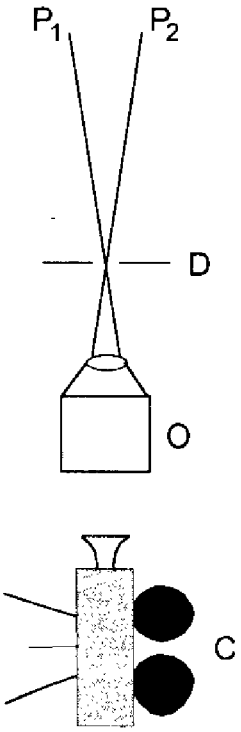


fig. 2 : Montage expérimental permettant l'enregistrement de la figure d'interférence. P_1 et P_2 sont les faisceaux de pompe, D : diaphragme, O : objectif de microscope (x10, ouverture numérique : 0,25), C : caméra.

Il s'agit donc de faire interférer les deux faisceaux de pompe P_1 et P_2 et d'observer la figure d'interférence à l'aide d'un objectif de microscope et d'une caméra CCD. L'interfrange calculé par la loi de Bragg puis vérifié expérimentalement a une valeur de 20 µm.

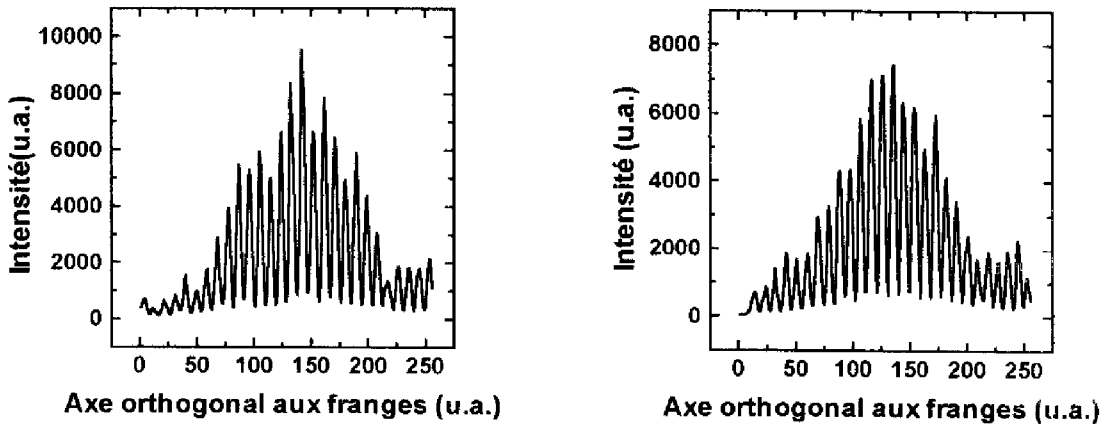
La caméra utilisée dans cette expérience a une réponse linéaire à mieux que 1% près en fonction de l'énergie lumineuse reçue. Son domaine spectral s'étend de 400 nm à 1100 nm. Sa dynamique est de 16000 : 1 notamment grâce à un module à effet Peltier qui refroidit la matrice de CCD diminuant ainsi le bruit électronique. La taille d'un pixel est de 23 µm x 23 µm.

Nous obtenons une image dont les niveaux de gris sont caractéristiques de l'énergie reçue (cf. figure 3).



fig. 3 : Image de la figure d'interférence pour la configuration dégénérée, les niveaux de gris traduisent l'énergie lumineuse dont le maximum est ici en noir.

Cette image comporte 384 lignes et 576 colonnes. On constate que le réseau semble régulier puisque les franges d'interférence sont des droites parallèles entre elles. Il nous reste à vérifier le contraste entre franges brillantes et sombres. Dans ce but, on réalise deux coupes (cf. fig. 4) suivant les lignes n° 146 et n° 176 de l'image figure 3.



a) *b)*

fig. 4 : Répartition de l'intensité lumineuse suivant une direction orthogonale aux franges d'interférence a) pour la ligne n° 146 de l'image, b) pour la ligne n° 176 de l'image.

L'enveloppe des pics d'intensité des deux figures est régulière, ceci signifie que les deux spots laser, qui ont approximativement une répartition énergétique gaussienne, se recouvrent bien.

Le contraste défini comme le rapport entre l'intensité d'une frange brillante significative sur l'intensité de la frange sombre voisine est pour la figure 4.a supérieur à 10,4 : 1 tandis qu'il dépasse 8,3 : 1 pour la figure 4.b. On peut raisonnablement penser que ces contrastes mesurés sont en réalité sous estimés. En effet, les minima d'intensité ne s'étalent que typiquement sur deux pixels CCD de la camera, ceux-ci intègrent donc spatialement le signal. En conséquence, cela produit une déterioration de l'enregistrement de la figure d'interférence. Le même raisonnement s'applique pour les maxima d'intensité. Le contraste lu est donc inférieur à celui effectif. Or le contraste lu (supérieur en moyenne à 10 : 1) est déjà suffisant pour nos expériences.

Il nous reste à présent à vérifier que l'interfrange est constant sur toute la figure d'interférence. Il suffit donc de calculer la transformée de Fourier des figures 4a et b (cf. fig. 5)

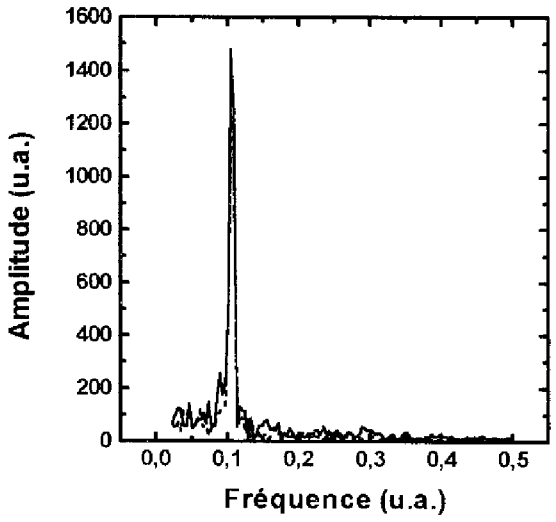


fig. 5 : Transformées de Fourier des figures 4.a en trait plein et 4.b en pointillés.

Les deux transformées de Fourier des figures I.4.a et I.4.b présentent un pic exactement à la même valeur. La périodicité de la figure d'interférence est donc identique quelle que soit la zone de l'image concernée. On peut donc affirmer que le réseau photogénéré a un pas constant sur toute son étendue.

Conclusion : Ce dispositif permet la réalisation de figures d'interférence homogènes (profil approximativement gaussien), contrastées (>10 : 1) et régulières (interfrange égal sur toute l'image). De plus, on peut sonder le réseau à une longueur d'onde différente de celles de pompes.

II-Second ensemble expérimental

II-1-Dispositif : Système paramétrique accordable

La gamme spectrale accessible avec nos lasers à colorant s'étend de 750 nm à 920 nm. La volonté de travailler à des longueurs d'onde compatibles avec les télécommunications, c'est-à-dire à 1,33 µm et surtout à 1,55 µm, nous a conduit à acquérir un nouveau système laser Celui-ci est composé d'un laser YAG : Nd^{3+} à modes couplés de conception similaire à celui décrit au paragraphe 1. L'énergie du train d'onde à la sortie de la cavité est de 3,2 mJ et celle de l'impulsion amplifiée doublée en fréquence est de 25 mJ. Ce laser YAG sert à pomper un système paramétrique amplifié dont la gamme d'accordabilité couvre le domaine 0,7 µm à 1,064 µm pour le faisceau primaire et 1,064 µm à 2,2 µm pour le faisceau complémentaire (appelé Idler). L'énergie du signal primaire est typiquement quelques centaines de microjoules alors que celle du signal complémentaire est d'environ 100 µJ. La durée des impulsions est d'environ 20 ps et la cadence de tirs est toujours de 10 Hz. La longueur d'onde du faisceau primaire est réglée grâce à un réseau en réflexion. Celle-ci définit la longueur d'onde du complémentaire par conservation de l'énergie:

$$h\nu_p = h\nu_c + h\nu_s$$

où:
- $h\nu_p$ est l'énergie d'un photon de pompe du YAG doublé en fréquence λ_p=532nm.
- $h\nu_c$ est l'énergie du photon du faisceau complémentaire.
- $h\nu_s$ est l'énergie du photon du faisceau primaire.

Le signal primaire est séparé du complémentaire grâce à un miroir dichroïque. Il est à noter que l'ouverture du faisceau primaire ne varie pas significativement sur la gamme de longueurs d'onde d'intérêt. Par contre, l'ouverture du faisceau complémentaire est croissante avec la longueur d'onde pour λ >1,3 µm, elle atteint environ 10 mrad à λ = 1,6 µm. De plus, dans le domaine spectral 0,7 µm-1,6 µm, la largeur de raie est inférieure ou de l'ordre de 1 nm et la stabilité en énergie est de ±15% pour 99% des tirs.

II-2-Second montage ,"compact", configuration dégénérée

II-2-1-Description

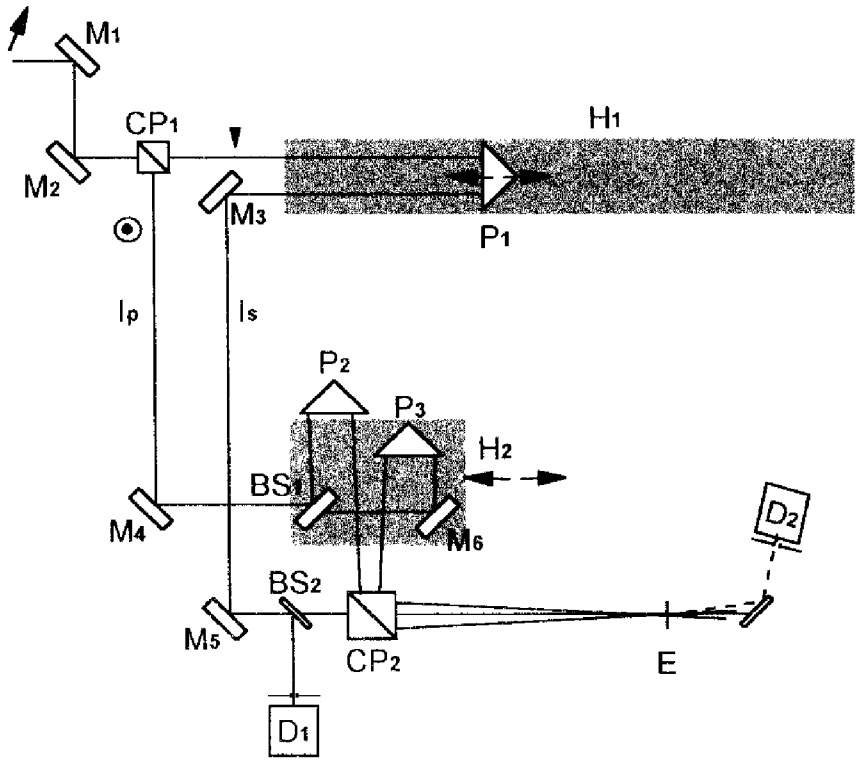


fig. 6 : Montage expérimental compact, M_i: miroirs, P_i: prismes, BS_i: séparateurs de faisceaux 50%, E: échantillon, D_i: détecteurs, CP_i: cubes polariseurs, H_i: ensemble de pièces se déplaçant suivant le sens des flèches. Les flèches le long des faisceaux indiquent la direction de polarisation, I_p: faisceau de pompe, I_s: faisceau de sonde.

On règle le faisceau issu de l'oscillateur paramétrique pour que sa polarisation à l'entrée du montage fasse un angle de 10° avec la verticale. Il passe à travers un cube polariseur CP_1 et se partage donc en deux parties polarisées orthogonalement, l'une définissant la sonde (polarisation horizontale), l'autre définissant les pompes (polarisation verticale). La sonde atteint ensuite la ligne à retard H_1 (partie grisée). Elle est remélangée avec les pompes grâce au cube polariseur CP_2. Le faisceau de pompe après CP_1 est divisé en deux parties d'intensité égale grâce à BS_1. Ces deux pompes passent dans un cube polariseur CP_2 . Si l'on déplace l'ensemble des pièces se trouvant sur la zone hachurée H_2 suivant le sens indiqué par les

flèches alors il suffit de retoucher angulairement BS_1 et M_6 pour assurer à nouveau le recouvrement des pompes et de la sonde. L'angle des pompes sur l'échantillon a changé. Le réseau est donc ajustable avec un minimum de réglage puisque le chemin optique entre les deux pompes reste optimisé.

II-2-2-Caractérisation du montage

On réalise le montage du schéma I.2 afin d'enregistrer l'image de la figure d'interférence. Il nécessite une caméra dont la réponse est linéaire en fonction de l'énergie de la lumière incidente. Cette caractérisation est réalisée en utilisant le faisceau primaire à la longueur d'onde 850 nm. La matrice CCD de la caméra est en silicium, la caractérisation à une longueur d'onde supérieure à 1,1 µm (en particulier pour le faisceau complémentaire) est donc impossible.

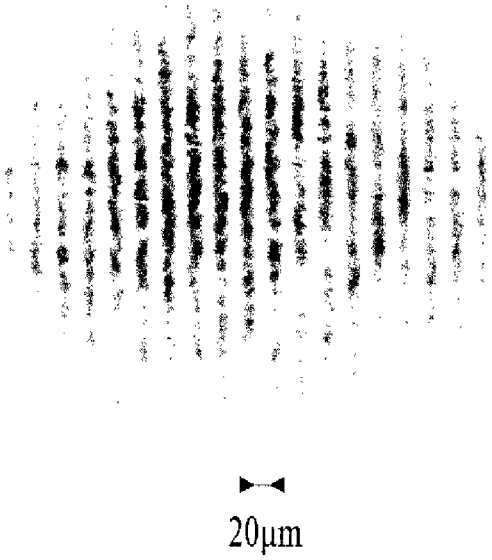


fig. 7 : Image de la figure d'interférence pour le montage "compact", configuration dégénérée. Les niveaux de gris traduisent l'énergie lumineuse dont le maximum est en noir.

Le réseau paraît régulier puisque les franges d'interférence sont des droites parallèles entre elles périodiquement espacées. Une coupe suivant la ligne n° 153 de l'image ci-dessus permet de mesurer le contraste entre franges sombres et brillantes.

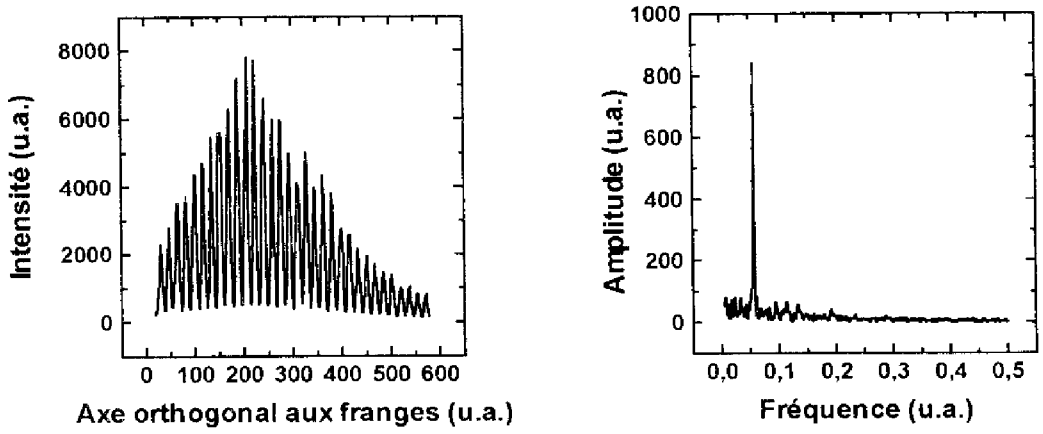


fig. 8 : a) Répartition de l'intensité lumineuse dans la direction orthogonale aux franges d'interférence (ligne n° 153 de l'image fig. 7). b) Transformée de Fourier de a).

L'enveloppe des pics d'intensité est régulière et ne présente qu'un seul maximum (fig. 8). Les deux spots laser responsables de cette figure d'interférence se recouvrent donc bien.

Le contraste entre les franges les plus brillantes et les franges sombres voisines est de l'ordre de 16 : 1. Il est vraisemblablement sous-estimé (cf paragraphe 2.2). Mais il est déjà suffisant pour nos expériences.

Le pic étroit de la transformée de Fourier traduit bien la périodicité de la figure d'interférence sur toute l'étendue de l'image.

Conclusion : Le montage "compact", configuration dégénérée, permet la réalisation de figures d'interférence homogènes (profil approximativement gaussien), contrastées (>16 : 1) et régulières (interfrange égal sur toute l'image). Ce résultat, obtenu pour le faisceau primaire, sera généralisé dans le cas où le faisceau complémentaire est employé.

II-3-Troisième montage, "compact", configuration non-dégénérée

II-3-1-Description

Dans cette nouvelle configuration expérimentale, on dispose de deux lasers synchrones :

- Un laser YAG : Nd^{3+} émettant à 1,064 µm constitue le faisceau de pompe.
- Le faisceau complémentaire du système paramétrique, accordable de 1,064 µm à 2,2 µm, est le faisceau de sonde.

Ce montage permet donc d'exciter un échantillon à une longueur d'onde standard et de le sonder à une longueur d'onde à choisir mais de préférence compatible avec les télécommunications. Il est directement inspiré du précédent, il présente donc lui aussi l'avantage de pouvoir modifier l'angle entre les pompes et donc le pas du réseau photogénéré avec peu de réglages.

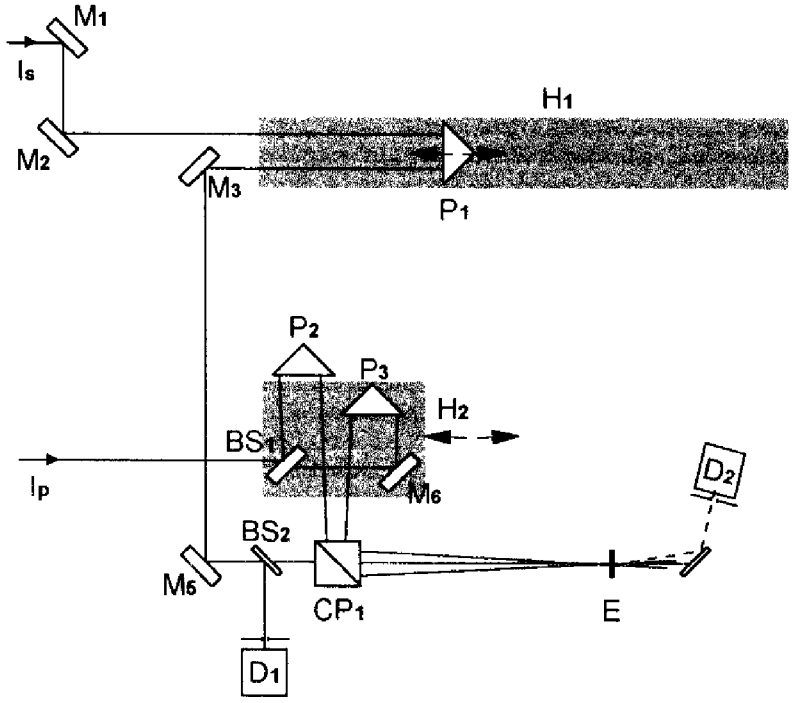


fig. 9 : Montage expérimental compact, M_i : miroirs, P_i : prismes, BS_i : séparateurs de faisceaux 50%, E : échantillon, D_i : détecteurs, CP_1 : cube polariseur, H_1 : ensemble de pièces se déplaçant suivant le sens des flèches, I_p : faisceau de pompe, I_S : faisceau de sonde.

Le faisceau issu du système paramétrique a, à l'entrée du montage, une polarisation verticale. La sonde atteint la ligne à retard H_1 (partie grisée). Elle est ensuite mélangée avec les pompes grâce au cube polariseur CP_1. Le faisceau de pompe à 1,064µm a une polarisation horizontale à l'entrée du montage. Il est divisé en deux parties d'intensité égale grâce à BS_1. Ces deux pompes passent ensuite dans un cube polariseur CP_1. Les deux faisceaux de pompes et celui de sonde se recouvrent sur l'échantillon. Si l'on translate l'ensemble des pièces se trouvant sur la zone hachurée H_2 suivant le sens indiqué par les flèches alors les faisceaux se rapprochent ou s'éloignent symétriquement de l'axe défini par la sonde. Il suffit donc de modifier en conséquence l'angle des pompes sans avoir à réajuster le chemin optique pour changer le pas du réseau.

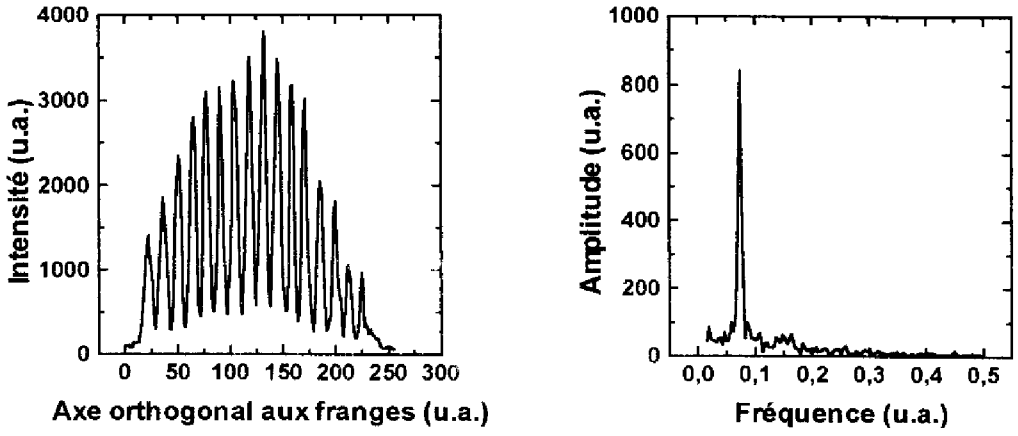
II-3-2-Caractérisation du montage

On réalise le montage du schéma I.2 afin d'enregistrer l'image de la figure d'interférence (fig. 10).



fig. 10 : Image de la figure d'interférence pour le montage "compact", configuration non-dégénérée. Les niveaux de gris traduisent l'énergie lumineuse dont le maximum est en noir.

Le réseau paraît régulier puisque les franges d'interférence sont des droites parallèles entre elles périodiquement espacées. Une coupe suivant la ligne n° 106 de l'image ci-dessus permet de mesurer le contraste entre franges sombres et brillantes (fig. 11).



a) *b)*

fig. 11 : a) Répartition de l'intensité lumineuse dans la direction orthogonale aux franges d'interférence (ligne n°106 de l'image fig. 10). b) Transformée de Fourier de a).

L'enveloppe des pics d'intensité est régulière et ne présente qu'un seul maximum (fig. 12). Les deux spots laser responsables de cette figure d'interférence se recouvrent donc bien.

Le contraste entre les franges les plus brillantes et les franges sombres voisines est de l'ordre de 6,5 : 1. Il est vraisemblablement sous estimé (cf paragraphe 2.2).

Le pic étroit de la transformée de Fourier traduit bien la périodicité de la figure d'interférence sur toute l'étendue de l'image.

Conclusion : Le montage "compact", configuration non-dégénérée, permet la réalisation de figures d'interférence homogènes (profil approximativement gaussien), contrastées (>6.5 : 1) et régulières (interfrange égal sur toute l'image).

III-Test sur Silicium, caractérisation de la ligne à retard

Certaines études nécessitent des retards de sonde de l'ordre de 10 ns. La longueur de la ligne à retard est alors d'environ 3 m. Lors de l'enregistrement d'une cinétique de diffraction, il peut apparaître un artefact experimental lié à cette longueur de la ligne à retard. En effet, le faisceau de sonde peut être imparfaitement collimaté ou peut présenter des inhomogénéités d'éclairement. Dans ce cas, on pourra avoir l'illusion d'une variation de l'efficacité de diffraction alors que le réseau photogénéré est en réalité permanent. Il est donc nécessaire de caractériser la ligne à retard, dans ce but on réalise une expérience de diffraction sur un matériau dont on connaît les paramètres physiques précisément. On utilise une plaquette de Silicium non dopée. Une cinétique de diffraction expérimentale est reportée sur la figure 12.

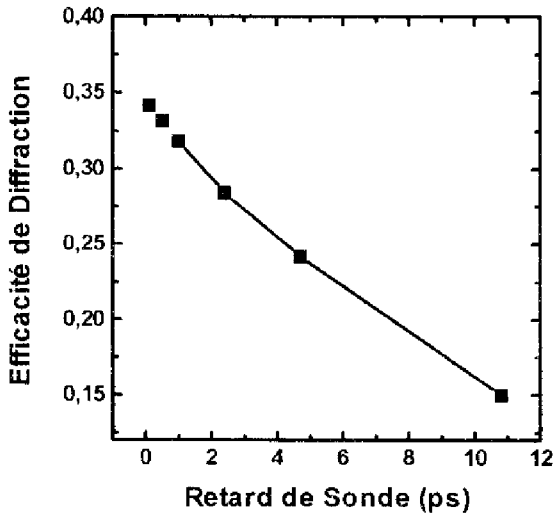


fig. 12 : Cinétique de diffraction d'une plaquette de Si d'épaisseur 0,6 mm. On utilise la configuration de Raman-Nath dégénérée à la longueur d'onde de 1,13 µm.

L'expérience a été réalisée grâce au montage compact en régime de Raman-Nath dégénéré à une longueur d'onde de 1,13 µm correspondant à une efficacité maximum.

L'énergie des impulsions de pompe est de 3 mJ cm^{-2}. Le pas du réseau photogénéré est de 36 µm.

Le temps de déclin de l'efficacité de diffraction (cf. chap. 1) $\tau_\eta = 0{,}5.\left(\tau_{D_a}^{-1} + \tau^{-1}\right)^{-1}$ [1] mesuré est compris entre 10,9 et 12,6 ns. Or, dans le silicium, la durée de vie des porteurs libres τ_0 est supérieure à 1 µs [2] à température ambiante. Donc le temps caractéristique de diffusion des porteurs libres est 21,8 ns < $\tau_{Da} = 2.\tau$ < 25,2 ns. Le coefficient de diffusion ambipolaire $D_a^* = \Lambda^2/4\pi^2\tau_{Da}$ a, par conséquent, une valeur expérimentale de 13 à 15,1 cm^2/s. La valeur prévue par les données issues de la littérature est 15cm^2/s [2,3] pour des densités de porteurs libres comparables. L'accord entre les valeurs de l'expérience et de la littérature est excellent; Il n'y a donc pas de correction à apporter à la mesure de la cinétique de diffraction à cause de la ligne à retard.

IV-Avantages comparés des différents montages

Les différents montages offrent des possibilités d'études variées mais afin de se rendre compte des difficultés expérimentales rencontrées, il est utile de comparer en premier lieu les caractéristiques des différentes sources laser utilisées.

	Stabilité tir à tir	**Durée d'emploi sans intervention**	**Longueur d'onde accessible**
Laser accordable à colorant	~10%	supérieure à dix heures	~700 nm à 915 nm avec solvant méthanol
Laser YAG : Nd^{3+}	<5%	quelques dizaines d'heures	unique λ = 1,064 µm (possibilité de doubler ou de tripler la fréquence)
Générateur paramétrique	10 à 15%	quelques heures	Très grande gamme : 750 nm à 2200 nm

La stabilité tir à tir est définie comme la valeur quadratique moyenne de l'énergie de l'impulsion délivrée par le laser. Les valeurs de la stabilité ne sont que des estimations.

La durée d'emploi sans intervention est la durée d'utilisation moyenne estimée que met la source pour se déstabiliser en intensité.

Ce préambule étant établi, la comparaison des différents montages peut être menée. Pour chacun des montages, je rappellerai entre parenthèses quelles sont les sources employées.

	Réglages nécessaires pour modifier Λ	**Stabilité tir à tir du signal diffracté**	**Possibilités d'études**	**Avantages particuliers**
Montage (OPG) compact "dégénéré"	Il suffit de vérifier le recouvrement des pompes	20 à 30%	limitées par la dégénérescence : $\lambda p = \lambda s$	gamme de λ des télécommunica-tions accessible
Montage(OPG+ YAG) compact "non-dégénéré"	idem ci-dessus	10 à 15% (les pompes viennent du YAG : Nd^{3+})	plus variées que ci-dessus car λp fixe, λ_S varie	idem ci-dessus
Montage (laser à colorant) "non-dégénéré"	complet réalignement des pompes	20 à 30%	grandes car λp et λ_S varient indépendamment	étude limitée à des $\lambda < 915nm$

Le terme OPG (Optical Parametric Generator) désigne la source paramétrique.

La stabilité du signal diffracté est corrélée aux stabilités des signaux de pompe et de sonde. Le signal diffracté est toujours plus instable que la somme des instabilités de la pompe et de la sonde seules. Les valeurs enregistrées sont donc celles les plus « fréquentées » :

La distribution de l'intensité du signal diffracté en fonction du temps présente un maximum qui est la valeur que nous enregistrons. Ce maximum est connu avec une incertitude nettement plus faible que celle du signal.

V-Bibliographie

[1] La densité de porteurs libres photogénérés est ici approximativement de $\rho = \alpha E/h\nu = 10^{17}$ cm^{-3} avec $\alpha \sim 10$ cm^{-1} à la longueur d'onde 1,13 µm (S.M. Sze, Physics of Semiconductor Devices, Wiley, seconde édition, (1981)). Pour des densités de cet ordre, seuls le temps caractéristique de diffusion et la durée de vie interviennent dans le temps de déclin de l'efficacité de diffraction. L'effet Auger qui accélèrerait la recombinaison ne commence à avoir d'influence à l'échelle subnanoseconde que pour $\rho > 10^{19}$ cm^{-3}.

[2] E. Gaubas, K. Jarasiunas, and J. Vaitkus, Phys. Status Solidi A vol.69, n°K87, (1982).

[3] J.F. Young and H.M. van Driel, Phys. Rev. B, vol.26, 2147, (1982)

"J'ai mis tout mon coeur à comprendre la sagesse et le savoir, la sottise et la folie, et j'ai compris que tout cela aussi est recherche de vent.
Beaucoup de sagesse, beaucoup de chagrin ; Plus de savoir, plus de douleur."
Qohelet, 1-17,18

Chapitre 3

Effets nonlinéaires dans la queue d'Urbach de matériaux massifs II-VI

I- LOI D'URBACH 39

I-1- DEFINITION 39

I-2- ROLE DES PHONONS LO 40

I-3- RAPPELS : ABSORPTION EN PRESENCE D'UN CHAMP ELECTRIQUE UNIFORME 41

I-3-1- ABSORPTION BANDE A BANDE 41

I-3-2- ABSORPTION EXCITONIQUE 42

I-4- DETERMINATION DU CHAMP QUADRATIQUE MOYEN $\sqrt{\langle F^2 \rangle}$ 43

II- RESULTATS EXPERIMENTAUX 44

II-1- SPECTRES D'ABSORPTION 44

II-2- EXCITATION BANDE A BANDE 46

II-3- CINETIQUES DE DIFFRACTION 48

II-4- COMPORTEMENT A FORT NIVEAU D'EXCITATION 51

II-5- SPECTRES D'EFFICACITE DE DIFFRACTION EN CONFIGURATION NON-DEGENEREE 52

II-6- ROLE DOMINANT DE LA VARIATION D'INDICE 54

II-7- INTERPRETATION 55

III- MODELE D'ECRANTAGE DES MICROCHAMPS ELECTRIQUES RESPONSABLES DE LA QUEUE D'URBACH 56

IV- CONCLUSION 63

V- BIBLIOGRAPHIE 64

Ce chapitre est consacré à l'étude des réseaux de diffraction sans champ électrique dans les semiconducteurs ternaires massifs. Ceux-ci ont deux caractéristiques : D'une part, leur stoechiométrie permet d'ajuster la longueur d'onde de marche et d'autre part, l'existence d'une queue d'absorption d'Urbach favorise les effets nonlinéaires. D'une façon générale, l'énergie d'inscription de ces réseaux est relativement élevée mais le mérite de ces matériaux, outre le coût modéré de leur élaboration, est la facilité d'évacuer la chaleur dans le volume. Dans le domaine des matériaux massifs, la littérature présente essentiellement des travaux à longueur d'onde fixe [1], [2], [3]. Les seules références présentant des études comparables aux nôtres sont [4],[5]. Notre effort a porté sur l'étude spectrale de l'efficacité de diffraction au voisinage du « gap ».

Ce chapitre comporte trois parties principales : Une formalisation de la loi d'Urbach dans les semiconducteurs II-VI est exposée dans le premier paragraphe. Différents paramètres propres au matériaux étudiés sont obtenus dans la seconde partie grâce à nos résultats expérimentaux. Nous en proposons une interprétation qui est validée dans le troisième paragraphe grâce à un modèle de queue d'Urbach.

I-Loi d'Urbach

I-1-Définition

La loi d'Urbach décrit le comportement exponentiel du coefficient d'absorption α(hν) pour des valeurs de l'énergie du photon hν un peu inférieure au « gap » [6]:

$$\alpha(h\nu) = \alpha_0 \exp\left[\frac{\sigma(h\nu - h\nu_0)}{k_b T^*}\right]$$

où σ, α_0 et $h\nu_0$ sont des paramètres propres du matériau, k_b est la constante de Boltzmann, T^* est appelée température effective et peut prendre différentes valeurs suivant le matériau considéré.

La loi d'Urbach a d'abord été établie pour des matériaux ioniques comme les halogénures d'argent, les halogénures alcalins ou certains semiconducteurs II-VI. Dans ce cas, T^* s'exprime sous la forme [7] :

$$k_b T^* = \frac{h\nu_{LO}}{2} \coth\left(\frac{h\nu_{LO}}{2k_b T}\right)$$

où T est la température du cristal et $h\nu_{LO}$ est l'énergie d'un photon longitudinal optique.

En pratique T^* n'est sensiblement différent de T qu'aux basses températures. Pour les matériaux ioniques, la queue d'absorption d'Urbach s'explique par une interaction entre les porteurs du bas de bande et des phonons longitudinaux optiques (LO). Schématiquement, les phonons LO sont à l'origine de microchamps locaux de distribution aléatoire qui donne naissance à une absorption exponentielle au dessous du « gap » par effet Franz-Keldysh [8]. La densité d'états est donc nulle dans ce domaine spectral.

Hermann et al. [9], notamment, ont proposé une autre interprétation de la queue d'Urbach : Il existerait un continuum de niveaux énergétiques en dessous du « gap » dû à la présence d'impuretés ou de défauts de toute sorte [10].

Une différence essentielle entre les deux interprétations réside dans le fait que la densité d'états est nulle en dessous du « gap » s'il s'agit de l'effet Franz-Keldysh alors qu'elle ne l'est pas dans le second cas puisqu'elle traduit la présence de niveaux énergétiques dus aux défauts.

Une grande variété de semiconducteurs III-V et II-VI est décrite par l'une ou l'autre des deux interprétations précédentes. Nous exposerons, par la suite, des résultats expérimentaux concernant les matériaux massifs $Cd_{0,96}Zn_{0,04}Te$ et $Hg_{0,3}Cd_{0,7}Te$.

Afin de décrire la queue d'Urbach, nous avons donc pris, dans toute la suite, le modèle proposé par Dow et Redfield [11]. Durant toute la suite, le calcul est mené en unités CGS de Gauss.

I-2-Rôle des phonons LO

Dans le modèle de Dow et Redfield, la queue d'Urbach est due à l'interaction électrostatique entre les excitons et une « mer » de phonons LO. Dans les matériaux ioniques ou les semiconducteurs II-VI, les vibrations longitudinales du réseau (phonons LO) donnent naissance à des champs électriques locaux. A 300K, la densité de phonons LO dans le matériau est très importante, ce qui nous permet de nous ramener à une démarche purement classique.

On suppose donc que le matériau est le siège de microchamps électriques locaux dont la distribution est gaussienne [11] :

$$P(F)=\left(\frac{2}{3}\pi\left\langle F^2\right\rangle\right)^{-\frac{3}{2}}4\pi F^2\exp\left(-\frac{3}{2}\frac{F^2}{\left\langle F^2\right\rangle}\right)$$

où F est le microchamp électrique local et $\left\langle F^2\right\rangle$ est la moyenne du carré du champ électrique existant dans le solide.

Le coefficient d'absorption dans la queue d'Urbach s'obtient donc en moyennant l'absorption sous champ électrique $\alpha(h\nu,F)$ par la distribution des champs $P(F)$:

$$\alpha(h\nu)=\int_0^\infty \alpha(h\nu,F)P(F)dF$$

Afin de pouvoir estimer $\alpha(h\nu)$, il faut connaître une loi régissant l'absorption $\alpha(h\nu,F)$ sous un champ électrique uniforme F. Le paragraphe suivant s'y emploiera.

I-3-Rappels : Absorption en présence d'un champ électrique uniforme

I-3-1-Absorption bande à bande

L'effet d'un champ électrique uniforme sur l'absorption bande à bande est bien connu sous le nom d'effet Franz-Keldysh [8]. Il se traduit notamment par un élargissement du seuil d'absorption. Il peut se concevoir comme le passage d'un électron de la bande de valence vers la bande de conduction par effet tunnel induit par le champ électrique et assisté par un photon. Lorsque les photons ont une énergie inférieure à celle de la bande interdite, la loi régissant l'évolution du coefficient d'absorption en présence d'un champ électrique peut alors se mettre sous la forme :

$$\alpha_{FK}(h\nu,F)\propto\frac{f}{32\pi^2}E\exp\left(-\frac{4}{3}\frac{E^{\frac{3}{2}}}{f}\right)$$

avec $E=\frac{E_g-h\nu}{R}$ où E_g est le « gap » du matériau et R le Rydberg excitonique ($R=\frac{e^2}{2\varepsilon_s a}$).

On a posé $f = \frac{|e|Fa}{R}$ où e est la charge électronique et a le rayon de Bohr excitonique ($a = \frac{\hbar^2 \varepsilon_s}{m^* e^2}$). ε_s est la permittivité statique du matériau et m^* est la masse réduite de la paire électron-trou qui s'exprime ainsi : $\frac{1}{m^*} = \frac{1}{m_e} + \frac{1}{m_h}$, où m_e est la masse électronique et m_h la masse des trous.

Dans cette approche, nous avons négligé l'interaction coulombienne entre le trou et l'électron. Il convient d'en tenir compte car les effets excitoniques peuvent être importants.

I-3-2-Absorption excitonique

La prise en compte de l'interaction entre l'électron et le trou dans le calcul de la queue d'Urbach augmente l'absorption de plusieurs ordres de grandeur. Le champ électrique a pour conséquence d'accentuer la probabilité de passage par effet tunnel de l'électron à travers la barrière de potentiel excitonique. Ceci aboutit à un élargissement de la résonance excitonique. Celle-ci subit de plus un déplacement dit de Stark qui est négatif et quadratique par rapport au champ électrique. Un calcul de perturbation au 2nd ordre donne :

$$\Delta R \approx -\frac{(eaF)^2}{R} = -f^2 R$$

Cette expression n'est valable que lorsque la perturbation est suffisamment faible, c'est-à-dire si f < 1.

L'expression finale du coefficient d'absorption due aux excitons dans la queue d'Urbach s'écrit donc [12] :

$$\alpha(h\nu, F) \propto \alpha_{FK}(h\nu, F)\left[\Gamma\left(1-\frac{1}{\sqrt{E}}\right)\exp\left(\frac{1}{\sqrt{E}}\ln\left(\frac{8E^{\frac{3}{2}}}{f}\right)\right)\right]^2$$

Schématiquement, cette formule n'est vraie que lorsque le champ n'est pas trop fort. En effet, dans ce cas le déplacement de Stark est important, s'il devient égal à la valeur minimale de $(E_g - h\nu)$, cette approche n'est plus valide. Cette condition se traduit par : $2\sqrt{2f} < E_{min}$. Elle est toujours respectée dans la suite de notre modélisation.

I-4-Détermination du champ quadratique moyen $\sqrt{\langle F^2 \rangle}$

Lorsque l'on photogénère une densité importante de porteurs dans le matériau, les paires électron-trou écrantent l'interaction électron-phonon. Dans ce cas, on a l'équation suivante :

$$\langle F^2 \rangle = \sum_{q<q_c} \frac{4\pi}{V\varepsilon^*} k_b T \left(\frac{1}{1+\frac{q_D^2}{q^2}} \right)^2$$

où V est le volume du cristal, ε^* est la permittivité réduite $\frac{1}{\varepsilon^*} = \frac{1}{\varepsilon_\infty} - \frac{1}{\varepsilon_s}$ où ε_s est la permittivité statique du matériau et ε_∞ la permittivité infinie. q_D est le vecteur d'onde de Debye et q_c est le vecteur d'onde de coupure du polaron.

On introduit la densité d'états dans l'espace des vecteurs d'onde $N(q) = \frac{V}{8\pi^3} 4\pi q^2$. L'expression précédente de $\langle F^2 \rangle$ peut alors se mettre sous la forme :

$$\langle F^2 \rangle = \frac{4\pi}{V\varepsilon^*} k_b T \int_0^{q_c} \frac{N(q)}{\left(1+\frac{q_D^2}{q^2}\right)^2} dq$$

Une intégration simple nous donne :

$$\langle F^2 \rangle = \frac{2k_b T^*}{\pi\varepsilon^*} q_D^3 \left\{ -2\frac{q_c}{q_D} + \frac{1}{3}\left(\frac{q_c}{q_D}\right)^3 - \frac{1}{2}\frac{\frac{q_c}{q_D}}{1+\left(\frac{q_c}{q_D}\right)^2} + \frac{5}{2} arctg \frac{q_c}{q_D} \right\}$$

Le vecteur d'onde de Debye est obtenu grâce à la relation :

$$q_D = \sqrt{\frac{4\pi e^2 \rho}{\varepsilon_s k_b T}}$$

où ρ est la densité de porteurs libres.

De plus, le vecteur d'onde de coupure du polaron est donné par la formule :

$$q_c = \left(\frac{8e^2 m^{*2} k_b T^*}{\pi\hbar^4 \varepsilon^*} \right)^{\frac{1}{3}}$$

A présent, tous les éléments du calcul de l'absorption dans la queue d'Urbach sont accessibles par le calcul car nous les avons exprimé en fonction de paramètres propres au matériau.

II-Résultats expérimentaux

Dans un premier temps, nous allons présenter parallèlement les résultats expérimentaux obtenus sur $Cd_{0,96}Zn_{0,04}Te$ (noté CZT) et $Hg_{0,2}Cd_{0,7}Te$ (noté HCT) massifs à température ambiante. Nous en tirerons différents paramètres et nous proposerons dans un second temps une interprétation liée à la présence d'une queue d'Urbach dans ces matériaux. Toutes les expériences ont été réalisées grâce au montage utilisant comme sources lumineuses, deux lasers à colorants ajustables (cf. chap. Dispositifs expérimentaux).

II-1-Spectres d'absorption

Nous enregistrons la transmission T d'une impulsion picoseconde de faible énergie (typiquement inférieure à 1 $\mu J\ cm^{-2}$) est étudiée dans la queue d'Urbach des échantillons CZT et HCT. Avec de telles densités d'énergie, l'excitation due au faisceau lumineux est trop faible pour provoquer une variation d'absorption ni un quelconque effet nonlinéaire. L'absorption α pour un photon d'énergie hν est déduite de la transmission T par la relation [13]:

$$T(h\nu) = \frac{(1-R)^2 e^{-\alpha L}}{1-R^2 e^{-2\alpha L}}$$

L'épaisseur des échantillons est 1 mm et 0,6 mm, respectivement pour HCT et CZT. Dans le domaine spectral où nous avons travaillé, le produit αL est approximativement égal à 1 ($10cm^{-1}$ x 1mm) pour HCT et 0,6 ($10cm^{-1}$ x 600μm) pour CZT. Avec ces valeurs de αL, l'expression ci-dessus se réduit à :

$$T(h\nu) \approx (1-R)^2 e^{-\alpha L}$$

Cette relation nous permet de déduire la valeur de l'absorption à partir des résultats expérimentaux. La figure 1 présente le spectre d'absorption de CZT. La même expérience est menée sur HCT (figure 2). Comme nous l'avions annoncé dans le paragraphe I.1, la description de l'absorption par une fonction exponentielle de l'énergie du photon est vérifiée expérimentalement avec une bonne précision. Nous déduisons de ces courbes les pentes

logarithmiques des queues d'Urbach dans CZT : $E_{CZT} = 3 \pm 0{,}2$ meV et dans HCT : $E_{HCT} = 7{,}5 \pm 0{,}5$ meV.

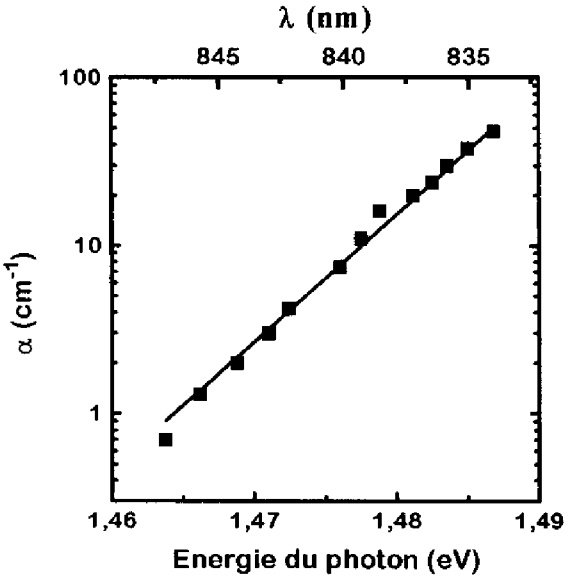


fig.1 : Spectre de l'absorption de CZT sans excitation lumineuse.
La droite représente une fonction exponentielle de pente 3 meV.

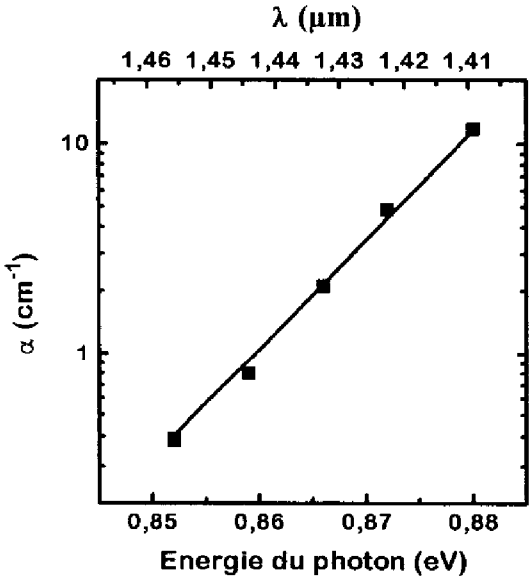


fig. 2 : Spectre de l'absorption de HCT sans excitation lumineuse.
La droite représente une fonction exponentielle de pente 7,5 meV.

II-2-Excitation bande à bande

Nous réalisons une expérience en configuration dégénérée durant laquelle nous enregistrons l'efficacité de diffraction en fonction de l'énergie d'excitation (cf. fig. 3 et 4). Il s'agit, en fait, d'une expérience préliminaire visant à comprendre comment se produit l'inscription du réseau. En effet, lorsque la longueur d'onde des pompes est dans la queue d'Urbach, l'excitation peut être bande à bande à « un » ou à « deux » photon(s) :

- Dans le premier cas, un électron de la bande de valence atteint la queue d'Urbach grâce à l'énergie communiquée par un seul photon. La densité photogénérée ρ_{1hv} est alors à peu prés proportionnelle à la densité d'énergie de pompe (E) : $\rho_{1hv} \propto E$ pour E suffisamment faible.

- Dans le second cas, un électron de la bande de valence atteint la bande de conduction grâce à l'énergie communiquée par deux photons. La densité photogénérée ρ_{2hv} est alors proportionnelle au carré la densité d'énergie de pompe (E) : $\rho_{2hv} \propto E^2$.

Dans notre expérience, la sonde a une longueur d'onde dans la queue d'Urbach et l'absorption est faible. Par conséquent, la variation d'absorption sera faible. L'efficacité de diffraction ne dépendra donc que de la variation d'indice. Or, dans le cas d'un plasma, la variation d'indice Δn est proportionnelle à la densité de porteurs : $\Delta n \propto \rho$ [14]. De plus, la relation de Kogelnik [15] nous montre que l'efficacité de diffraction η dépend linéairement du carré de la variation d'indice Δn (lorsque Δn est faible) : $\eta \propto (\Delta n)^2$. Par conséquent, la dépendance de l'efficacité de diffraction est différente suivant le cas dans lequel on se trouve :

- $\eta \propto E^4$ s'il s'agit d'une excitation à « deux » photons.
- $\eta \propto E^2$ s'il s'agit d'une excitation à « un » photon.

Les figures 3 et 4 montrent les courbes $\eta(E)$.

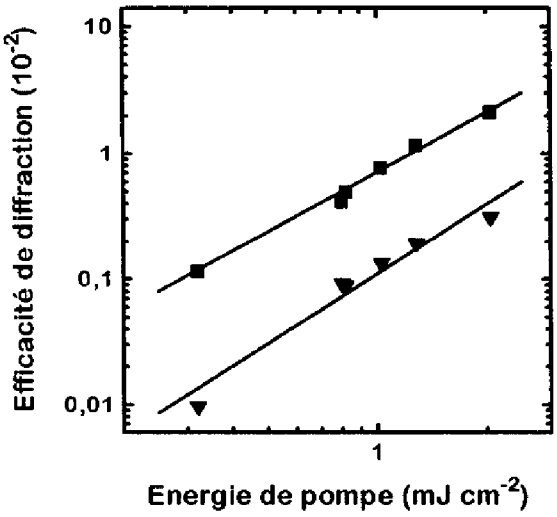


fig. 3 : Efficacité de diffraction fonction de l'énergie de pompe sur CZT. Configuration non-dégénérée λ_s = 865 nm (carrés) ou 885 nm (triangles), λ_p = 811 nm. Le pas du réseau est Λ = 20 µm. Les droites représentent la fonction énergie à la puissance 1,64 et 1,77.

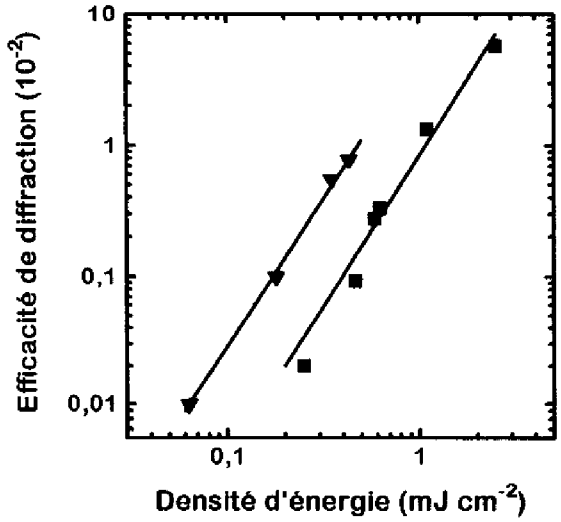


fig. 4 : Efficacité de diffraction fonction de l'énergie de pompe sur HCT. Configuration dégénérée λ_s = λ_p = 1,59 µm (carrés) ou 1,41 µm (triangles). Le pas du réseau est Λ = 49 µm. Les droites représentent la fonction énergie à la puissance 2,27 et 2,37.

On constate que l'efficacité de diffraction peut s'exprimer comme une puissance de la densité d'énergie $\eta \propto E^n$ où :

- n = 1,64 à 1,77 dans le cas de CZT.

- n = 2,27 à 2,37 dans le cas de HCT.

Pour les deux matériaux étudiés, la puissance étant proche de 2, la photogénération s'établit par absorption directe d'un photon par un électron de valence.

II-3-Cinétiques de diffraction

Une expérience permettant d'enregistrer les cinétiques de diffraction est réalisée. Elle consiste à retarder l'impulsion de sonde par rapport aux pompes, on relève alors les valeurs de l'efficacité de diffraction pour différents retards. En sondant ainsi le réseau photogénéré à différents moments de son existence, on obtient des indications sur les mécanismes de sa disparition.

La sonde traverse une ligne à retard à temps de vol (cf. chap. Dispositifs expérimentaux). Cela revient à augmenter le trajet optique de la sonde en propagation libre. Un retard de 14 ns représente donc une distance supplémentaire de 4,2 m. On comprend aisément la difficulté expérimentale à aligner un faisceau optique de sonde après avoir allongé son trajet de 4,2 m.

L'origine des temps sur les figures précédentes est l'instant où les pompes et la sonde sont synchrones. La figure 5 présente une cinétique de diffraction de HCT détaillée sur les 2,5 premières nanosecondes. Les figures 6 et 7 montrent des cinétiques de diffraction enregistrées sur plus de 10 ns aussi bien dans CZT que dans HCT. Ces deux dernières courbes ont une allure identique. Pour ces deux matériaux, la disparition du réseau se fait en deux étapes successives pour les densités d'énergie considérées. En effet, l'efficacité de diffraction reste

quasiment constante durant 1,5 ns dans HCT (cf. fig. 5) et 3 ns dans CZT (cf. fig. 7) puis décroît ensuite nettement plus rapidement. Ces constatations semblent donc indiquer que le processus de disparition du réseau est de même nature dans les deux matériaux.

On peut remarquer sur les figures précédentes que l'efficacité de diffraction atteint des valeurs aussi importantes que $7x10^{-2}$ pour des excitations de l'ordre de 2 mJ cm^{-2}.

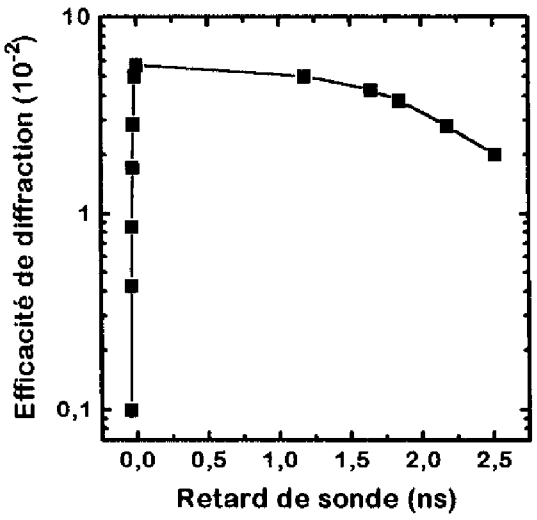


fig. 5 : Cinétique de diffraction dans HCT en configuration dégénérée à λ = 1,59 µm. Le pas du réseau est Λ = 49 µm. L'énergie de pompe est 2,6 mJ cm^{-2} (carrés).

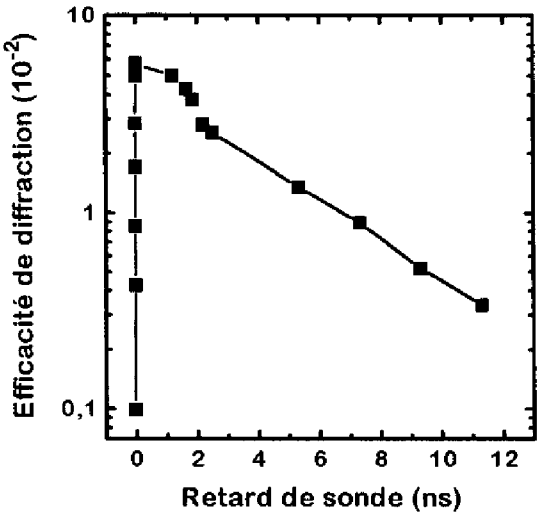


fig. 6 : Cinétique de diffraction dans HCT en configuration dégénérée à λ = 1,59 µm. Le pas du réseau est Λ = 49 µm. L'énergie de pompe est 2,6 mJ cm^{-2}.

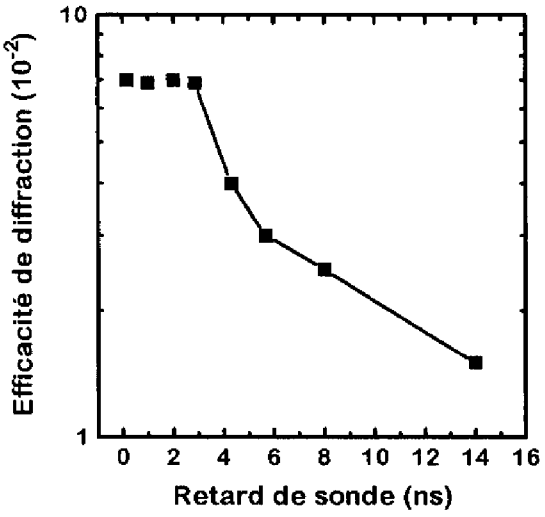


fig. 7 : Cinétique de diffraction dans CZT en configuration non-dégénérée à λ_p = 809 nm et λ_s = 855 nm. Le pas du réseau est Λ = 20 µm. L'énergie de pompe est 2 mJ cm^{-2}.

II-4-Comportement à fort niveau d'excitation

Nous avons enregistré l'efficacité de diffraction pour des forts niveaux d'excitation. Les expériences présentées ci-après sont similaires à celles réalisées au paragraphe 2 mais elles couvrent un domaine d'excitation plus étendu.

Les figures 8 et 9 montrent que l'efficacité de diffraction sature lorsque l'énergie de pompe atteint des valeurs importantes. Ce phénomène est assez net dans HCT (cf. fig. 9), il est moins prononcé dans CZT (cf. fig. 8).

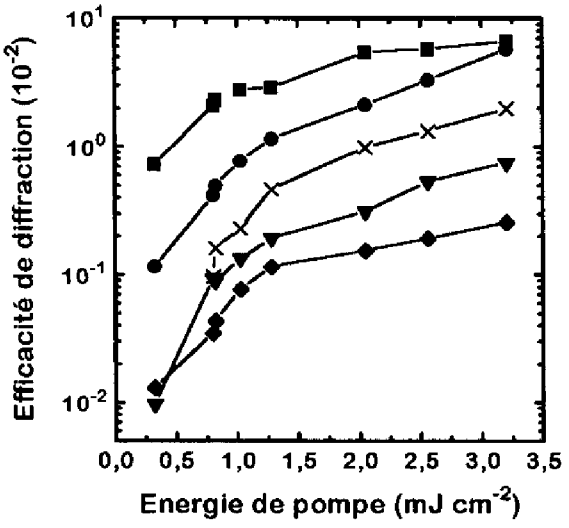


fig. 8 : Efficacité de diffraction fonction de l'énergie de pompe dans CZT. Configuration non-dégénérée λ_s = 855 nm (carrés), 865 nm (cercles), 875 nm (croix), 885 nm (triangles), 895 nm (losanges), λ_p = 811 nm. Le pas du réseau est Λ = 20 µm.

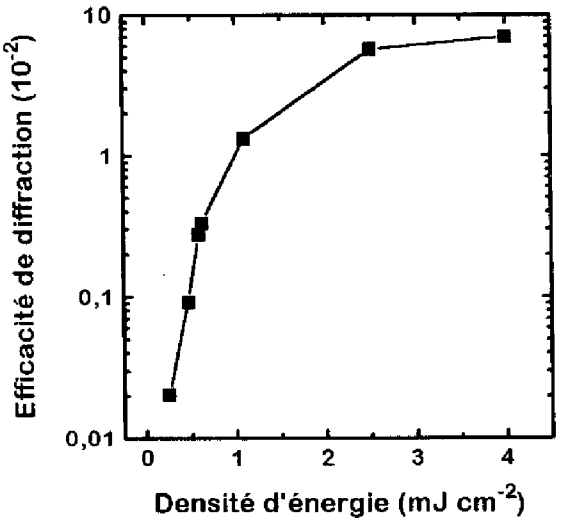


fig. 9 : Efficacité de diffraction fonction de l'énergie de pompe dans HCT. Configuration dégénérée $\lambda_s = \lambda_p = 1{,}59\ \mu m$ (carrés). Le pas du réseau est $\Lambda = 49\ \mu m$.

II-5-Spectres de l'efficacité de diffraction en configuration non-dégénérée

Nous présentons dans ce paragraphe des expériences de spectroscopie de sonde en configuration non-dégénérée. La longueur d'onde de pompe est maintenue constante $\lambda_p = 811$ nm dans le cas de CZT et $\lambda_p = 1064$ nm dans le cas de HCT. Nous enregistrons alors l'efficacité de diffraction pour différentes longueurs d'onde de sonde. Les figures 10 et 11 présentent les résultats de ces expériences. Les efficacités de diffraction maximales sont de l'ordre de 4% alors qu'elles étaient environ de 7% dans les figures précédentes (fig. 6 et 7). Cette différence s'explique par le fait que l'absorption, aux longueurs d'onde de pompe, est nettement plus forte dans ces expériences que dans celles précédentes. Le réseau photogénéré est donc plus mince. L'efficacité de diffraction est par conséquent plus faible.

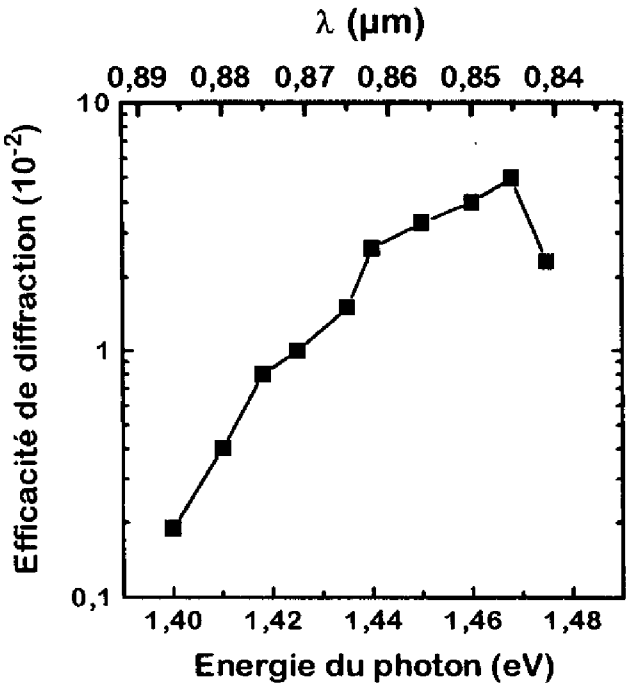


fig. 10 : Spectre de sonde de l'efficacité de diffraction en configuration non-dégénérée à λ_p = 811 nm sur CZT. Le pas du réseau est Λ = 20 µm. La densité d'énergie de pompe est d'environ 2 mJ cm^{-2}.

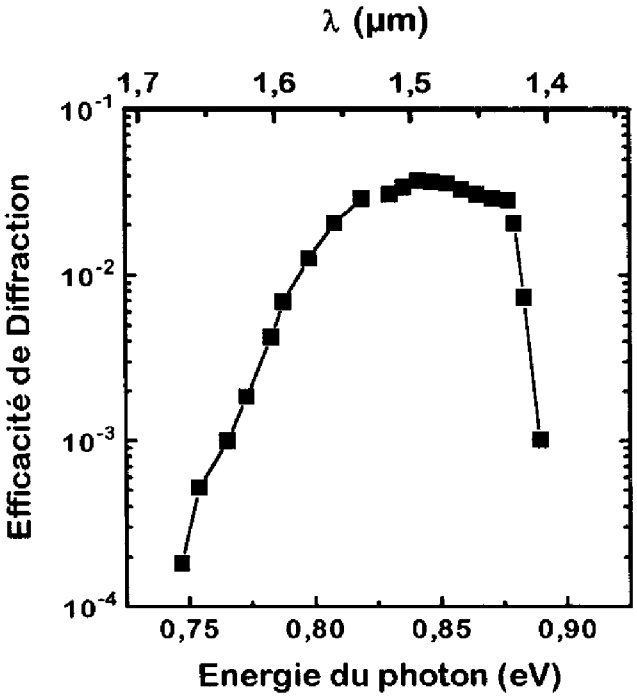


fig. 11 : Spectre de sonde de l'efficacité de diffraction en configuration non-dégénérée à λ_p = 1064 nm sur HCT. Λ = 20 µm. La densité d'énergie de pompe est comprise entre 1 et 2 mJ cm^{-2}.

Supposons que la variation d'indice augmente lorsque l'énergie du photon se rapproche du « gap ». Ce phénomène est alors en concurrence avec l'augmentation de l'absorption α au voisinage immédiat du « gap ». Ceci explique l'allure des courbes précédentes : Une augmentation de l'efficacité de diffraction lorsque α est encore très faible suivie d'une décroissance lorsque α devient important.

II-6-Rôle dominant de la variation d'indice

Ce paragraphe décrit une expérience qui prouve le rôle dominant de la variation d'indice dans l'efficacité de diffraction.

On mesure la transmission de l'impulsion de sonde dans trois cas aussi bien pour HCT que pour CZT :

1 - sans impulsion de pompe

2 - en présence des deux impulsions de pompe non-synchrones

3 - en présence des deux impulsions de pompe synchrones.

L'énergie totale d'excitation est la même dans les cas 2 et 3, mais dans le cas 2, les pompes n'interférant pas, il n'y a pas d'inscription de réseau contrairement au cas 3.

Dans le cas 2, on trouve la même valeur de transmission que dans le cas 1. La variation d'absorption due à la présence des pompes est donc très faible. En revanche, dans le cas 3, l'énergie de l'impulsion de sonde transmise est environ deux fois plus faible que dans les autres cas (ceci se produit pour une excitation égale à 2 mJ cm^{-2}). Cette part de l'énergie transmise absente se retrouve dans l'ensemble des faisceaux diffractés.

La variation minimale de transmission détectable est d'environ 3%. Par conséquent, on obtient un encadrement de la variation d'absorption :

$$0{,}97 \leq \exp(\Delta\alpha.L) \leq 1{,}03$$

Le produit $\Delta\alpha.L$ est donc inférieur à $3\text{x}10^{-2}$. L'efficacité de diffraction due à la variation d'absorption est donc plus faible que $1{,}5\text{x}10^{-4}$. Cette valeur est négligeable devant celle mesurée expérimentalement. La diffraction obtenue en excitant dans la queue d'Urbach est donc uniquement attribuée à la variation d'indice.

II-7-Interprétation

Les figures 8 et 9 peuvent être interprétées phénoménologiquement de deux manières :

- *Interprétation n°1* : Pour de fortes excitations, l'absorption diminue à cause notamment du « remplissage » des états de conduction. Par conséquent, la densité photogénérée sature pour de fortes valeurs de l'énergie des pompes. La variation d'indice présente alors elle-aussi une saturation.

- *Interprétation n°2* : Bien que la densité photogénérée augmente en fonction de l'énergie des pompes, la variation d'indice optique présente une saturation à la longueur d'onde de sonde.

L'interprétation n°1 permet d'expliquer la saturation avec l'énergie des pompes (fig. 8 et 9) mais ne permet pas d'expliquer la stabilité de la cinétique de diffraction durant les premières nanosecondes (fig. 6 et 7). En effet, on ne comprend pas pourquoi la densité resterait constante durant quelques nanosecondes avant de commencer à décroître. Par contre, l'interprétation n°2 permet d'expliquer ces deux constatations expérimentales : La saturation de l'efficacité de diffraction pour des excitations élevées est attribuée essentiellement à une saturation d'indice alors que la densité continue d'augmenter avec l'énergie des pompes (fig. 8 et 9). Dans les figures 6 et 7, la densité de porteurs diminue au cours du temps alors que la variation d'indice reste quasiment constante (car saturée) durant les premières nanosecondes.

Seule l'interprétation n°2 permet d'expliquer nos résultats expérimentaux. Il s'agit, pour l'instant, d'une approche phénoménologique dont nous démontrerons la validité dans le paragraphe suivant. Le modèle développé ci-après précise l'origine microscopique des phénomènes observés. Il est basé sur la théorie de la queue d'Urbach exposée dans le premier paragraphe.

III-Modèle d'écrantage des microchamps électriques responsables de la queue d'Urbach

Notre modèle possède deux paramètres ajustables :

- Un coefficient multiplicatif qui s'applique sur la valeur quadratique moyenne du microchamp électrique dû aux phonons LO. Son ajustement permet d'obtenir la pente logarithmique de l'absorption sans excitation.
- Un coefficient multiplicatif sur la valeur de l'absorption calculée. Il permet d'ajuster le spectre d'absorption calculée sur l'expérience (cf. figures 1 et 2).

Ces paramètres sont choisis de telle manière que l'absorption calculée prenne exactement les valeurs de l'absorption présentée sur la figure 1 (pour $\lambda_s = 865$ nm) et sur la figure 2 (pour $\lambda_s = \lambda_p = 1{,}59$ µm).

Les tableaux 1 et 2 présentent les données que nous avons prises pour notre modèle. Les valeurs adoptées pour CZT sont en fait celles de CdTe. La valeur de $\hbar\omega_{LO}$ pour HCT est aussi celle de CdTe.

Données pour CZT	$m_e = 0{,}11$	$\varepsilon_S = 10{,}2$
$\hbar\omega_{LO} = 21$ meV	$m_h = 0{,}51$	$\varepsilon_\infty = 7{,}1$
T = 300 K	$E_g = 1{,}549$ eV ($\lambda_g = 0{,}8$ µm) [16]	$\alpha_0 = 10000\ cm^{-1}$

tab. 1 : Valeurs numériques [17] employées pour modéliser l'absorption dans la queue d'Urbach dans le matériau CZT.

Données pour HCT	$m_e = 0{,}062$ [18]	$\varepsilon_S = 11{,}8$ [18]
$\hbar\omega_{LO} = 21$ meV [17]	$m_h = 0{,}55$ [18]	$\varepsilon_\infty = 8{,}7$ [19]
T = 300 K	$E_g = 1$ eV ($\lambda_g = 1{,}24$ µm) [18]	$\alpha_0 = 10000\ cm^{-1}$

tab. 2 : Valeurs numériques employées pour modéliser l'absorption dans la queue d'Urbach dans le matériau HCT.

Dans un premier temps nous calculons la variation d'absorption en fonction de la densité de porteurs photogénérés par la pompe. L'énergie des photons de sonde est égale à

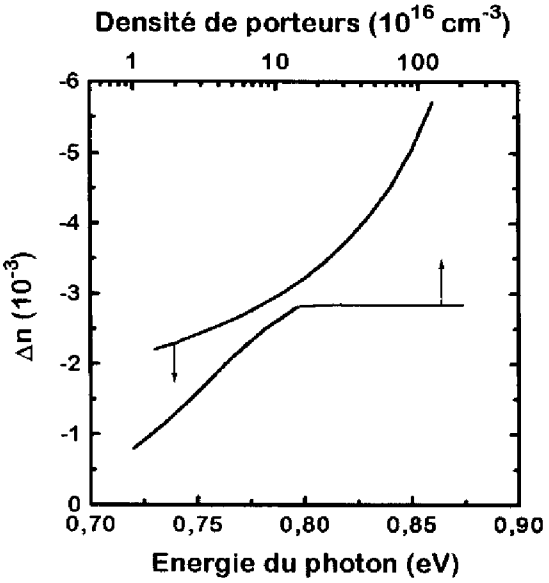


fig. 15 : Cas de HCT. Variation d'indice associée à la variation d'absorption (fig. 13) en fonction de l'énergie du photon en supposant que la densité de porteurs photogénérés est 10^{18} cm^{-3} et en fonction de la densité de porteurs en supposant que l'énergie du photon est 0,78 eV (1,59 μm).

Afin de comprendre l'allure des spectres de sonde expérimentaux (figues 10 et 11), nous avions supposé que la variation d'indice augmentait lorsque l'énergie du photon se rapprochait du « gap ». Les figures 14 et 15 représentent le résultat de notre modélisation qui confirme cette hypothèse.

De plus, nous avions interprété les résultats expérimentaux comme étant dus à une saturation de la variation d'indice pour des densités de porteurs élevées (interprétation n°2). Ce comportement est très nettement confirmé par le calcul (cf. figures 14 et 15). La saturation débute lorsque les densités de porteurs sont de l'ordre de quelques 10^{16} cm^{-3}. En effet pour de telles densités les microchamps électriques sont écrantés, la variation d'absorption est maximale (cf. figures 14 et 15) et par conséquent la variation d'indice sature.

Nous avons donc calculé l'efficacité de diffraction associée à ces variations d'indice (la contribution de la variation d'absorption étant négligeable). Les figures 16 et 17 présentent le résultat de ces calculs dans lesquels nous avons supposé que l'épaisseur du réseau est l'inverse du coefficient d'absorption pour l'énergie du photon de pompe considérée. Ceci correspond à 40 µm et 140 µm respectivement pour CZT et HCT.

Deux constatations s'imposent :

- Les courbes de l'efficacité de diffraction en fonction de la densité de porteurs photogénérés (figures 16 et 17) atteignent un maximum de l'ordre de 7%, ce qui est en très bon accord avec les valeurs expérimentales. Si l'on suppose que la densité est approximativement proportionnelle à la densité d'énergie de pompe, ces courbes sont alors similaires à celles des figures 8 et 9.

- Les courbes de l'efficacité de diffraction en fonction de l'énergie du photon présentent une allure comparable à celles des figures 10 et 11. Plus précisément, le calcul, tout comme l'expérience, donne pour CZT une croissance rapide de l'efficacité suivie tout-de-suite par une décroissance. L'efficacité maximum est obtenue pour une énergie de photon égale à 1,47 eV (844 nm) aussi bien pour l'expérience que pour le calcul. On constate de même, dans HCT, une croissance rapide suivie d'une zone de relative stabilité et enfin une décroissance. Là encore, ce comportement apparaît aussi bien par le calcul qu'expérimentalement. La zone de stabilité est approximativement centrée autour de 0,86 eV (1,44 µm) pour HCT.

Ces semiconducteurs étant à « gap » direct et peu dopés, la recombinaison des porteurs est « bande à bande ». Ceci signifie que l'électron libre, par exemple, se recombine directement avec un trou libre. L'équation différentielle régissant la recombinaison des porteurs s'écrit :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = -B.\rho^2$$

où B est une constante propre au matériau appelée coefficient de recombinaison bimoléculaire.

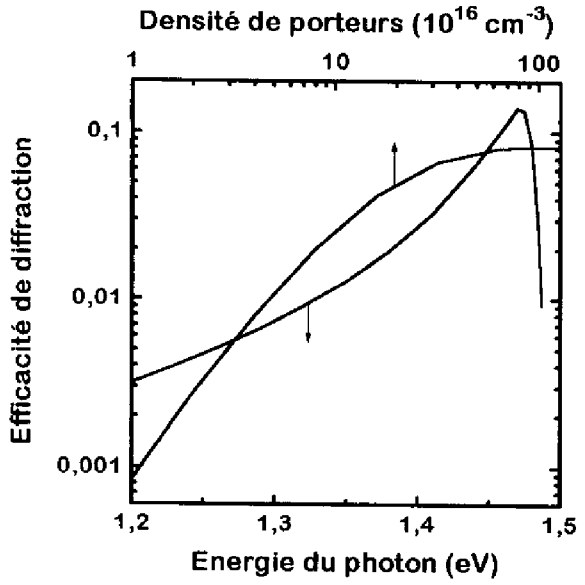


fig. 16 : Cas de CZT. Efficacité de diffraction en fonction de l'énergie du photon pour une densité photogénérée dans les franges brillantes égale à 10^{18} cm^{-3} et en fonction de la densité de porteurs dans les franges brillantes pour une énergie de photon égale à 1,45 eV (855 nm).

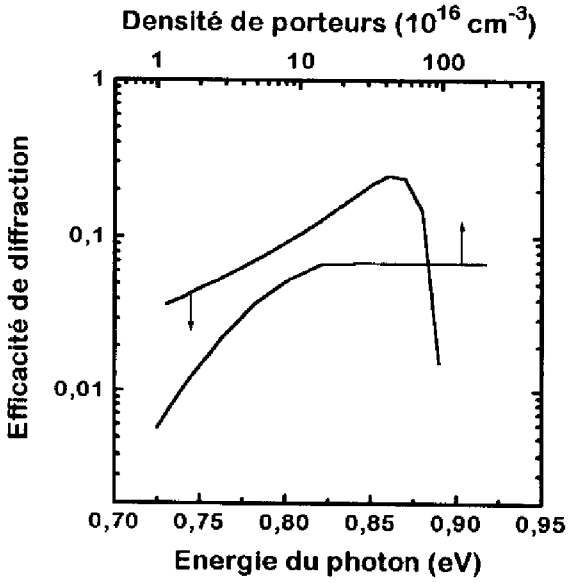


fig. 17 : Cas de HCT. Efficacité de diffraction en fonction de l'énergie du photon pour une densité photogénérée dans les franges brillantes égale à 10^{18} cm^{-3} et en fonction de la densité de porteurs dans les franges brillantes pour une énergie de photon égale à 0,78 eV (1,59 µm).

La solution de cette équation est de la forme :

$$\rho(t) = \frac{\rho_0}{1 + B.\rho_0.t}$$

où t est le temps compté à partir du moment où le réseau est créé et ρ_0 la densité initiale de porteurs.

Grâce à la relation précédente et au calcul de l'efficacité de diffraction en fonction de la densité de porteurs (fig. 16 et 17), on peut calculer les cinétiques de diffraction pour les deux matériaux CZT et HCT.

Les figures 18 et 19 présentent les cinétiques de diffraction calculées et expérimentales (cf. fig. 6 et 7) en supposant que B = $1,1 \times 10^{-9}$ cm^3 s^{-1} pour CZT et B = 9×10^{-9} cm^3 s^{-1} pour HCT.

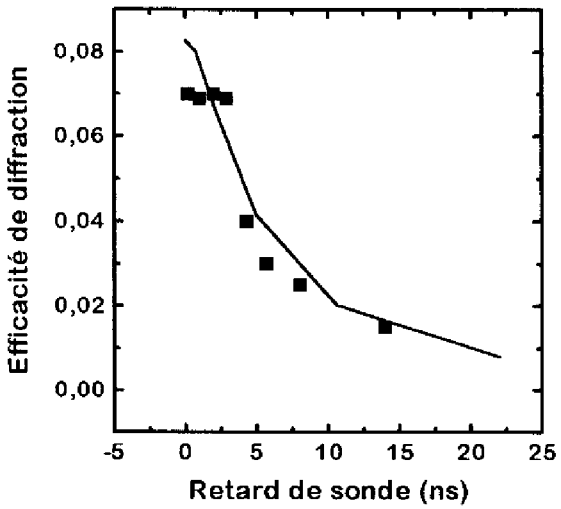


fig. 18 : Cas de CZT. Cinétique de diffraction mesurée (carrés) et calculée en supposant que la recombinaison est bimoléculaire.

Les points expérimentaux et les simulations sont en bon accord.

La valeur de B est ici un paramètre ajustable, elle est assez différente de celles obtenues dans la littérature pour GaAs : B = 2×10^{-10} cm^3 s^{-1} [20].

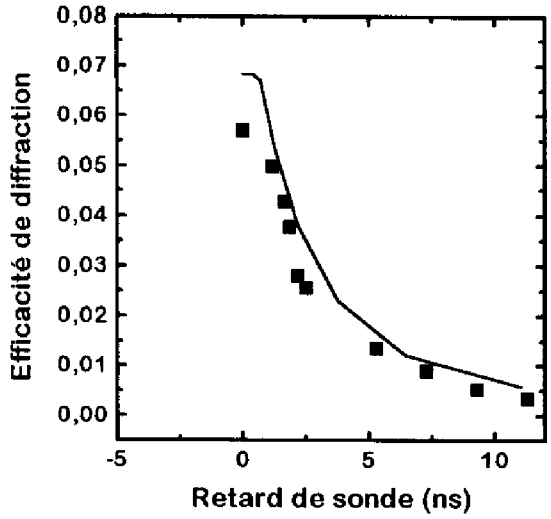


fig. 19 : Cas de HCT. Cinétique de diffraction mesurée (carrés) et calculée en supposant que la recombinaison est bimoléculaire.

Cette différence pourrait être due au fait que la recombinaison n'est pas purement bimoléculaire. Notons que la présence de défauts ou d'impuretés recombinantes aurait tendance à réduire la durée de vie des porteurs ce qui pourrait expliquer une surestimation de B.

En résumé, le modèle développé par Dow et Redfield nous a permis d'expliquer les mécanismes responsables de la photogénération et de la diffraction dans les matériaux massifs HCT et CZT.

IV-Conclusion

Nous avons étudié les propriétés des réseaux de porteurs libres photogénérés dans $Cd_{0,96}Zn_{0,04}Te$ (CZT) et $Hg_{0,3}Cd_{0,7}Te$ (HCT) à la température ambiante [21]. Nous avons travaillé en configuration de Raman-Nath dégénéré ou non-dégénérée. Dans tous les cas, la longueur d'onde de sonde appartenait au domaine spectral de la queue d'Urbach de ces

semiconducteurs, soit 1,4 - 1,48 eV (838 - 886 nm) pour CZT et 0,75 - 0,9 eV (1,38 - 1,65 µm) pour HCT. Dans ces conditions, et pour des épaisseurs de matériaux de 600 µm (pour CZT) et 1 mm (pour HCT), l'efficacité de diffraction peut atteindre 7% pour une énergie de pompe d'environ 2 mJ cm^{-2}. Le coefficient de mérite M, défini au chapitre 1, est égal à 0,035 cm^2 / mJ pour les deux matériaux étudiés.

Grâce à une étude préliminaire, nous avons prouvé par des considérations expérimentales que la diffraction est produite par un réseau d'indice.

Pour une énergie de sonde constante, la cinétique de diffraction se compose d'un domaine temporel de quelques nanosecondes où le signal diffracté est stable, suivi d'un domaine de décroissance. Cette saturation transitoire a été interprétée comme une saturation de l'indice lorsque la densité photogénérée croît. L'ensemble des résultats expérimentaux est expliqué par un modèle basé sur l'écrantage statique des microchamps électriques locaux dus aux phonons LO. Cette modélisation permet d'expliquer, notamment, l'ordre de grandeur de l'efficacité de diffraction par l'existence d'un réseau d'indice prépondérant dans ce domaine spectral. Le matériau HCT présente l'avantage d'offrir un maximum d'efficacité de diffraction autour de la longueur d'onde λ = 1,55 µm, utilisée pour les télécommunications.

V-Bibliographie

[1] M.S. Petrovic, A. Suchocki, R.C. Powell, G. Cantwell, J. Aldridge, J. Appl. Phys., vol.66, 1359, (1989).

[2] R.L. MacDonald, R.A. Linke, J.D. Chadi, T. Thio, G.E. Devlin, P. Becla, Optics Lett., vol.19, (1994).

[3] N. Gouaichault, Thèse soutenue en 1992 à l'Université Paul Sabatier de Toulouse.

[4] D. Ohlmann, thèse soutenue en 1994 à l'Université Louis Pasteur de Strasbourg.

[5] B. Kippelen, J.B. Grun, B. Hönerlage, R. Levy, J. Opt. Soc. Am. B, vol.8, 2363, (1991).

[6] F. Urbach, Phys. Rev., vol.92, 1324, (1953) et F. Moser, F. Urbach, Phys. Rev., vol.102, 1519, (1956).

[7] H. Mahr, Phys. Rev., vol.125, 1510, (1962) et Phys. Rev., vol.132, 1880, (1963).

[8] L. Keldysh, Soviet Phys. JETP, vol.7, 788, (1958) et W. Franz, Z. Naturforsch., vol.13a, 484, (1958).

[9] K.H. Hermann, M. Happ, H. Kissel, K.P. Möllmann, J.W. Tomm, C.R. Becker, M.M. Kraus, S. Yuan, G. Landwehr, J. Appl. Phys., vol.73, 3486, (1993).

[10] C.W. Greeff, H.R. Glyde, Phys. Rev. B, vol.51, 1778, (1995).

[11] J.D. Dow, D. Redfield, Phys. Rev. B, vol.5, 594, (1972).

[12] I.A. Merkulov, V.I. Perel, Phys. Lett., vol.45A, 83, (1973) et I.A. Merkulov, Soviet Phys. JETP, vol.39, 1140, (1974).

[13] J.I. Pankove, « Optical Processes in Semiconductors », Dover Publications, (1971).

[14] D.H. Auston, S. Mac Fee, C.V. Shank, E.P. Ippen, O. Teschke, Solid State Electron., vol.21, 147, (1978).

[15] H. Kogelnik, The Bell system technical Journal, vol.48, n°9, 2909, (1969).

[16] L. Nardo, Thèse soutenue en 1992 à l'Institut National des Sciences Appliquées, Toulouse.

[17] Landolt-Börnstein, « Zahlenwerte und Funktionen aus Naturwissenschaften und Technik », Springer Verlag, (1986).

[18] B. Orsal, Thèse soutenue en 1986 à l'Université des Sciences et Techniques du Languedoc, Montpellier.

[19] « Semiconductors and Semimetals, Mercury Cadmium Telluride », vol.18, Academic Press, édité par R.K. Willardson et A.C. Beer.

[20] F. Stern, J. Appl. Phys., vol.12, 5384, (1976).

[21] R. Grac, J.L. Iehl, M. Pugnet, IV^{ème} Symposium Franco-Israélien sur l'Optique Nonlinéaire et Quantique (FRISNO'4), 1996, Les Arcs (Savoie), France. A paraître dans un numéro spécial du Journal of Nonlinear Optical Physics and Materials.

"Et il y eut, au fond du jardin, l'énorme éclaboussement d'or qui éclaira la nuit pendant une seconde. C'était la tête de Langlois qui prenait, enfin, les dimensions de l'univers"
Un roi sans divertissement, J. Giono

Chapitre 4

Cavité Fabry-Pérot GaInAs/GaInAsP

I- STRUCTURE FABRY-PEROT 69

II- MODELE DE DIFFRACTION PAR UNE CAVITE DE FABRY-PEROT 70

III- RESULTATS EXPERIMENTAUX 75

III-1- CINETIQUE DE DIFFRACTION 75

III-2- EFFICACITE EN FONCTION DE L'INTENSITE DES POMPES 76

III-2-1- RESULTAT EXPERIMENTAL 76

III-2-2- CALCUL DES VARIATIONS D'ABSORPTION ET D'INDICE 77

III-3- SPECTRE DE DIFFRACTION 84

IV- DISCUSSION-VALIDITE DU MODELE 87

IV-1- DESACCORD A L'ANGLE DE BRAGG 87

IV-2- DISCUSSION 89

V- PERSPECTIVES 90

VI- CONCLUSION 93

VII- BIBLIOGRAPHIE 94

Le but de ce chapitre est d'étudier l'influence d'une cavité Fabry-Pérot sur l'efficacité de diffraction d'une structure à base de multipuits quantiques GaInAs / GaInAsP-$Q_{1,18\mu m}$. Il s'agit d'une étude préliminaire en ce sens que la cavité correspond à une étape d'élaboration d'un composant plus complexe. Nous avons réalisé des réseaux sans champ électrique appliqué et étudié le spectre de diffraction de la cavité en régime picoseconde. A notre connaissance, le travail antérieur qui se rapproche le plus de notre étude, pour l'aspect cavité, est celui de Kwolek et al. [1] .

I-Structure Fabry-Pérot

La cavité Fabry-Pérot a été réalisée par épitaxie par jets moléculaires [2,3] avec sources gazeuses. Sur le substrat d'InP, on dépose successivement :

- une couche tampon d'InP épaisse de 176nm.
- une couche d'arrêt de GaInAs épaisse de 300nm.
- une couche d'InP épaisse de 446nm.
- 211 puits quantiques composés de barrières de InGaAsP de 10nm et de puits de InGaAs de 8,3nm.
- une couche d'InP épaisse de 446nm.
- une couche isolante de 366nm de SiO_2 en prévision de l'application d'un champ électrique.
- une couche d'Au de 10 nm sur une partie seulement de la surface de SiO_2.

Le ternaire $Ga_{1-x}In_xAs$ et le quaternaire $Ga_{1-z}In_zAs_yP_{1-y}$ ont leurs mailles adaptées à l'InP. On a donc les égalités suivantes : x=0,53 et z=0,47y et y=0,435.

Une expérience de double diffraction X a permis de déterminer que la périodicité mesurée des puits quantiques multiples est de 16,1nm au lieu des 18,3nm escomptés. La largeur moyenne des barrières est approximativement 9nm alors que celle des puits est d'environ 7nm.

Le substrat d'InP et la couche tampon d'InP sont dissous par attaque sélective par un bain de HCl. La couche d'arrêt de GaInAs est, elle-aussi, enlevée. La structure est ensuite déposée sur un substrat de saphir recouvert de 200nm d'or. Cette technique de report a pour conséquence que les puits quantiques sont disposés entre deux couches d'or, l'une épaisse (200nm) définissant un miroir de réflectance très élevée (environ 99,5%), l'autre mince (10nm) définissant un miroir de réflectance 50% environ. Ces deux couches d'or permettent aussi d'appliquer un champ électrique important aux puits quantiques. Elles ont été déposées par évaporation par canon à électrons. La figure *1* présente la structure finale après réalisation de toutes les étapes technologiques.

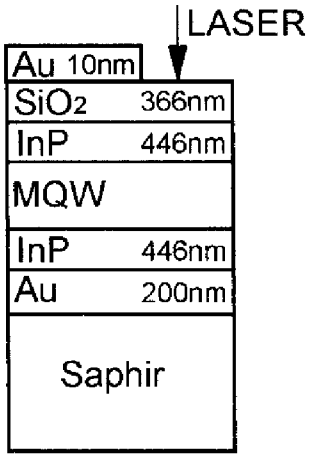


fig. 1 : Représentation schématique de la structure Fabry-Pérot à puits quantiques GaInAs/GaInAsP.

II-Modèle de diffraction par une cavité de Fabry-Pérot

Initialement développée par Kogelnik [4], la théorie des ondes couplées a été étendue aux structures Fabry-Pérot par J.H. Collet et al [5]. Nous en présentons ci-après un bref résumé.

Ce modèle ne concerne que la diffraction de faisceau monochromatique par une cavité Fabry-Pérot composée d'une zone centrale d'épaisseur L et de miroirs minces partiellement réfléchissants. La figure 2 présente les différentes notations adoptées.

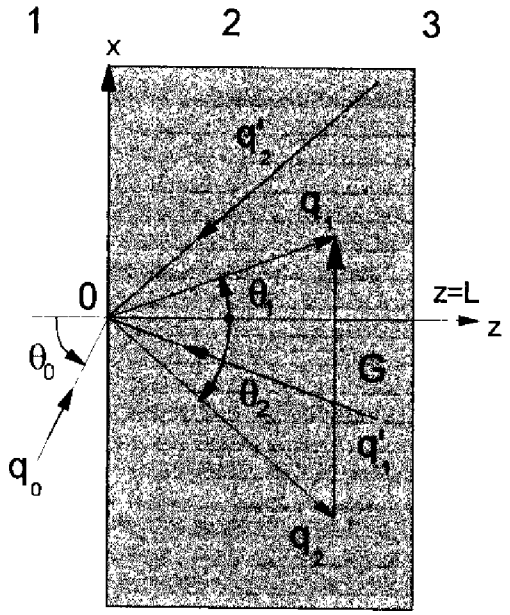


fig. 2 : Configuration de la cavité. Les différents vecteurs d'onde sont les suivants: q_0 pour le faisceau incident, q_1 pour le faisceau transmis, q_2 pour le faisceau diffracté, q'_1 pour le faisceau réfléchi, q'_2 pour le faisceau diffracté réfléchi et G pour le vecteur d'onde du réseau.

Leurs approches sont limitées au cas de la diffraction en configuration de Bragg. Lorsque la condition de Bragg n'est qu'approximativement remplie, nous devons tenir compte d'un facteur d'obliquité V que nous expliciterons ci-après. En fin de ce chapitre, une discussion sera présentée, analysant la pertinence de ce modèle dans notre contexte expérimental.

Nous supposons que l'indice et l'absorption (du champ électrique) à l'intérieur de la cavité sont modulés sinusoïdalement suivant l'axe x :

$$n_2(x) = n_0 + \Delta n \sin\left(2\pi \frac{x}{\Lambda}\right) \qquad \text{et} \qquad \alpha_2(x) = \alpha_0 + \Delta\alpha . \sin\left(2\pi \frac{x}{\Lambda}\right)$$

n_0, α_0 sont l'indice et l'absorption linéaires du matériau, Δn et $\Delta\alpha$ sont les amplitudes des variations d'indice et d'absorption, Λ est le pas du réseau diffractant. Les plans du réseau sont perpendiculaires à la surface de la cavité. On considère ainsi que deux faisceaux couplés se propagent dans la direction des z positifs. Ils possèdent un champ électrique $E_1(x,z)$ associé au vecteur d'onde q_1 et un champ électrique $E_2(x,z)$ associé au vecteur d'onde q_2. De même, les réflexions de ces deux faisceaux sur la face z=L de la cavité ont pour champs électriques

$E'_1(x,z)$ associé à q'_1, et $E'_2(x,z)$ associé à q'_2. La transmission et la réflexion des champs électriques sur l'interface z=0 nous fournissent deux équations :

$$E_1(x,0^-) = r_{21}E'_1(x,0^+) + t_{12}E_1(x,0^-) \quad \text{et} \quad E_2(x,0^-) = r_{21}E'_2(x,0^+) + t_{12}E_2(x,0^-)$$

Ce qui donne en notation matricielle:

$$\begin{pmatrix} E_1(x,0^-) \\ E_2(x,0^+) \end{pmatrix} - r_{21}\begin{pmatrix} E'_1(x,0^+) \\ E'_2(x,0^-) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} t_{12} \\ 0 \end{pmatrix}$$

où t_{12} est le coefficient de transmission du milieu 1 vers le milieu 2 à travers le miroir frontal et r_{21} est le coefficient de réflexion du milieu 2 à l'interface avec le milieu 1. Le champ électrique $E_1(0^-)$ est normalisé à 1 et trivialement $E_2(0^-)=0$. La propagation des deux champs couplés E_1 et E_2 dans la cavité est décrite par une matrice de propagation **M**(z) définie par:

$$\begin{pmatrix} E_1(x,L^-) \\ E_2(x,L^-) \end{pmatrix} = \mathbf{M}(L)\exp(iq_1 L\cos\theta_1)\begin{pmatrix} E_1(x,0^+) \\ E_2(x,0^+) \end{pmatrix}$$

car $q_1 L\cos\theta_1 = q_2 L\cos\theta_2$.

La réflexion sur la surface arrière (z=L) implique que :

$$\begin{pmatrix} E'_1(x,L^-) \\ E'_2(x,L^-) \end{pmatrix} = r_{23}\begin{pmatrix} E_1(x,L^-) \\ E_2(x,L) \end{pmatrix}$$

La propagation des ondes couplées réfléchies E'_1 et E'_2 est décrite par la même matrice **M**(z) de la manière suivante :

$$\begin{pmatrix} E'_1(x,0^-) \\ E'_2(x,0^+) \end{pmatrix} = \mathbf{M}(L)\exp(in_0 q_0 L\cos\theta_1)\begin{pmatrix} E'_1(x,L^-) \\ E'_2(x,L^-) \end{pmatrix}$$

Nous avons utilisé l'équation $q_1 = n_2 q_0 \sim n_0 q_0$ dans le terme de phase $\exp(iq_1 L\cos\theta_1)$. En combinant les équations précédentes, nous obtenons une relation pour les champs réfléchis à l'interface frontale :

$$\left[1 - r_{21}r_{23}\mathbf{M}^2(L)\exp(i2Lq_0 n_0\cos\theta_t)\right]\begin{pmatrix} E_1(x,0^+) \\ E_2(x,0^+) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} t_{12} \\ 0 \end{pmatrix}$$

En utilisant la propriété $\mathbf{M}^2(L) = \mathbf{M}(2L)$, on obtient les solutions suivantes:

$$E_1(x,0^+) = \frac{t_{12}\left(1 - r_{21}r_{23}M_{22}(2L)e^{i2\delta}\right)}{\Delta} \quad \text{et} \quad E_2(x,0^+) = \frac{t_{12}r_{21}r_{23}M_{21}(2L)e^{i2\delta}}{\Delta}$$

où $\delta = Lq_0 n_0 \cos\theta_1$

et $\Delta = \{1 - r_{21}r_{23}M_{11}(2L)e^{i2\delta}\}\{1 - r_{21}r_{23}M_{22}(2L)e^{i2\delta}\} - r_{21}^2 r_{23}^2 M_{12}(2L)M_{21}(2L)e^{i4\delta}$

En l'absence de diffraction et d'absorption $\mathbf{M} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}$, on retrouve l'expression classique du champ électrique dans une cavité Fabry-Pérot. On déduit aisément des relations précédentes l'expression des champs résultants réfléchis et transmis.

Le champ résultant réfléchi :

$$E_R(x,0) = r_{12} + t_{21}E_1'(x,0^+) = r_{12} + t_{21}\left[\frac{E_1(x,0^+) - t_{12}}{r_{21}}\right] = r_{12} - \frac{t_{12}t_{21}}{r_{21}} + \frac{t_{21}}{r_{21}}E_1(x,0^+)$$

car les coefficients de réflexion et de transmission sont reliés par : $r_{12}r_{21} - t_{12}t_{21} = -1$

ce qui donne en terme de réflectances :

$$E_R(x,0) = -\frac{1}{\sqrt{R_F}} + \frac{1 - R_F}{\sqrt{R_F}}\frac{\left(1 - \sqrt{R_F R_B}M_{22}(2L)e^{i2\delta}\right)}{\Delta}$$

Le champ diffracté réfléchi résultant :

$$E_{BD}(x,0) = t_{21}E_2'(x,0^+) = \frac{t_{21}}{r_{21}}E_2(x,0^+) = \frac{t_{21}}{r_{21}}\frac{t_{12}r_{21}r_{23}M_{21}(2L)e^{i2\delta}}{\Delta}$$

$$E_{BD}(x,0) = (1 - R_F)\sqrt{R_B}M_{21}(2L)e^{i2\delta} / \Delta$$

Le champ diffracté transmis résultant :

$$E_{FD}(x,L) = t_{23}E_2(x,L^-) = t_{23}e^{i\delta}\left[M_{21}(L)E_1(x,0^+) + M_{22}(L)E_2(x,0^+)\right]$$

Le champ transmis résultant :

$$E_T(x,L) = t_{23}E_1(x,L^-) = t_{23}e^{i\delta}\left[M_{11}(L)E_1(x,0^+) + M_{12}(L)E_2(x,0^+)\right]$$

Pour transformer les réflectivités et transmittivités en réflectances, on utilise la relation :

$$t_{ij} = \sqrt{\frac{n_i}{n_j}(1 - R_{ij})}$$

Afin de compléter ces calculs, nous prenons une expression de **M**(L) dérivée de la théorie des ondes couplées de Kogelnik :

$$\mathbf{M}(L) = \frac{1}{|A|^2 + 1}\begin{bmatrix} |A|^2 e^{\gamma_1 L} + e^{\gamma_2 L} & A\left(e^{\gamma_1 L} - e^{\gamma_2 L}\right) \\ \overline{A}\left(e^{\gamma_1 L} - e^{\gamma_2 L}\right) & e^{\gamma_1 L} + |A|^2 e^{\gamma_2 L} \end{bmatrix}$$

où $K = \frac{\pi . \Delta n}{\lambda}\left(1 - i\frac{\lambda \alpha_0}{4\pi n_0}\right) - i\frac{\Delta\alpha}{4}$ et $A = \frac{-iK}{\frac{\alpha_0}{2} + \gamma_1 \cos\theta_1}$

$\gamma_{1,2}$ s'expriment de la manière suivante :

$$\gamma_{1,2} = -\frac{\alpha_0}{\cos\theta_1} - \frac{i}{2}\frac{V}{\cos\theta_1} \pm \frac{i}{2\cos\theta_1}\sqrt{V^2 + 4K^2} \quad \text{avec} \quad V = \frac{\left[n_0^2 q_0^2 - q_2^2\right]}{2 n_0 q_0}$$

Rappelons que $q_2 = [(q_1 \sin\theta_1 - G)^2 + (q_1 \cos\theta_1)^2]^{0.5}$ et que $G = 2\pi/\Lambda$. L'expression de la matrice **M**(L) est suffisamment générale pour inclure de faibles écarts à la condition de Bragg qui apparaîssent dans le terme V. Quand la condition de Bragg est strictement satisfaite, on a $G = 2n_0 q_0 \sin\theta_1$ et $V = 0$. La condition de conservation de l'énergie est vérifiée, elle se traduit par :

$$|E_R(x,0)|^2 + |E_{BD}(x,0)|^2 + |E_{FD}(x,L)|^2 + |E_T(x,L)|^2 = 1$$

L'efficacité de diffraction définie comme le rapport des énergies des faisceaux diffracté sur incident s'écrit alors : $\eta = |E_{BD}(x,0)|^2$

Notons que l'énergie du faisceau incident est normalisée dans ce modèle, elle n'apparaît donc pas dans l'expression de l'efficacité de diffraction.

III-Résultats expérimentaux

Diverses expériences de diffraction ont été tentées en cherchant à exciter les puits quantiques à travers la couche d'or terminale de 10nm d'épaisseur. Aucune n'a été concluante. Tous les résultats ci-après ont donc été obtenus en excitant la structure à l'endroit où la couche d'or ne recouvrait pas le SiO_2 (cf. fig. *1*). La cavité de Fabry-Pérot est donc définie par son miroir arrière de 200nm d'or de réflectance 99,5% et par la face avant constituée de l'interface séparant l'InP du SiO_2 dont la réflectance avoisine 20%. L'interface séparant le SiO_2 de l'air a une réflectance de l'ordre de 4%, nous n'en tiendrons pas compte. Pour les résultats présentés ici, la cavité est « naturelle », elle n'est pas optimisée. Les facteurs de réflectivité avant et arrière peuvent être choisis et obtenus en réalisant, soit un dépôt métallique mince, soit une croissance de réflecteurs de Bragg.

III-1-Cinétique de diffraction

La figure 3 présente une cinétique de diffraction réalisée grâce au montage "compact" (chap.1, §II.2) en configuration de Raman-Nath dégénérée. L'efficacité est ici définie comme le rapport des intensités du signal de sonde diffracté et incident. La longueur d'onde des pompes et de la sonde est de 1,48µm. Le pas du réseau photogénéré est de Λ=28µm. L'énergie des pompes est 100µJ/cm^2. Cette expérience a été conduite à température ambiante.

Deux constatations s'imposent : l'efficacité de diffraction atteint la valeur maximale d'environ 2% et sa décroisssance dépend exponentiellement du retard de sonde. Le temps caractéristique τ_η de la décroissance exponentielle déterminée expérimentalement est τ_η = 645ps. Nous avons vu au chapitre 1 que ce temps τ_η est relié à la durée de vie des porteurs τ et au temps de diffusion $\tau_{Da} = \Lambda^2/4\pi^2 D_a^*$ par $\frac{1}{2\tau_\eta} = \frac{1}{\tau_{D_a}} + \frac{1}{\tau}$. Le coefficient de diffusion ambipolaire D_a^* peut être estimé à D_a^* = 15 cm^2 s^{-1} [6], ce qui donne τ_{D_a} = 14 ns.

La diffusion latérale a une influence négligeable sur la cinétique. Ceci est dû à la valeur élevée du pas du réseau que nous avons choisie. L'équation précédente se réduit donc à $\tau_\eta \approx \frac{\tau}{2}$.

La durée de vie est donc $\tau \approx 1300\ ps$.

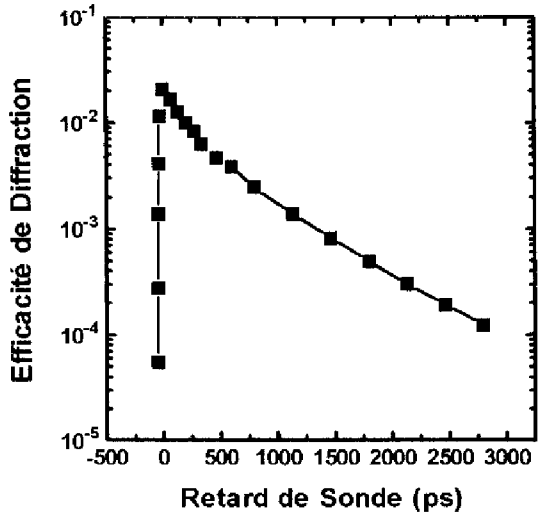


fig. 3 : Cinétique de diffraction : Efficacité de diffraction en fonction du retard de la sonde par rapport aux pompes, $\lambda_S = \lambda_P = 1{,}48\mu m$, en configuration de Raman-Nath, l'énergie des pompes 100 $\mu J/cm^2$.

III-2-Efficacité en fonction de l'intensité des pompes

III-2-1-Résultat expérimental

Nous avons enregistré l'efficacité de diffraction en fonction de l'énergie des pompes à énergie de sonde fixe inférieure à $10\mu Jcm^{-2}$. Nous avons adopté une configuration de Raman-Nath dégénérée à la longueur d'onde λ=1,42µm (cf.chap.1 §II.2). Le pas du réseau photogénéré est alors de 27µm. Les résultats obtenus lors de cette expérience sont présentés sur la figure 4.

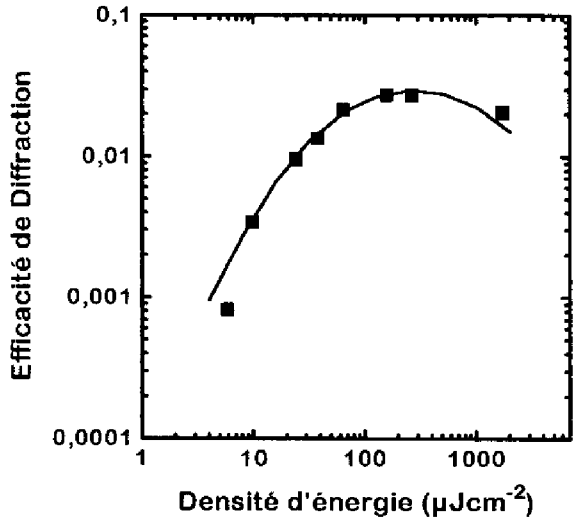


fig. 4 : Efficacité de diffraction en fonction de l'énergie des pompes à énergie de sonde constante. Configuration de Raman-Nath, dégénérée avec λ=1,42μm. Carrés : Points expérimentaux ; En trait plein, courbe issue de la modélisation ci-dessous.

La courbe expérimentale et sa modélisation (cf. figure 4) sont en bonne adéquation. La modélisation est décrite et discutée ci-dessous.

III-2-2-Calcul des variations d'absorption et d'indice

La figure 4 présente une croissance de l'efficacité de diffraction pour des énergies allant jusqu'à 200μJ/cm^2. Par contre, au delà de 200μJ/cm^2, l'efficacité de diffraction décroît alors que l'énergie de pompe continue d'augmenter. Voilà notre interprétation :

La saturation d'absorption des puits quantiques pour des énergies de pompe élevées limite la densité de porteurs photogénérés. Le contraste C de la figure d'interférence caractérise le rapport de l'énergie lumineuse des franges brillantes sur celle des franges sombres. Nous avions montré expérimentalement que ce contraste est supérieur à 10 pour les montages

considérés (cf chap.2). Quand l'énergie de pompe croît, la densité de porteurs libres générés va saturer dans les franges brillantes alors qu'elle continue à augmenter dans les franges sombres. Ainsi la différence de densité de porteurs libres entre les franges sombres et les franges brillantes va diminuer quand l'énergie des pompes croît. L'efficacité de diffraction diminuera donc elle-aussi.

Exposons en détail le modèle retenu pour décrire l'efficacité de diffraction expérimentale sur la gamme d'énergie [6; 2000μJ/cm^2] :

En supposant que les effets nonlinéaires ne sont dus qu'au remplissage de bandes, nous prendrons le modèle simple [7] :

$$\alpha(\rho,h\nu)=\alpha_0(h\nu).H(h\nu-E_g)\left[1-f_c\left(\frac{m_v}{m_c+m_v}(h\nu-E_g)\right)-f_v\left(\frac{m_c}{m_c+m_v}(h\nu-E_g)\right)\right]$$

où m_c et m_V représentent respectivement les masses effectives des électrons et des trous lourds, hν est l'énergie du photon d'excitation, E_g est le gap, ρ la densité de porteurs photogénérés. H est la fonction de Heaviside. Les fonctions de Fermi-Dirac des électrons et des trous f_c et f_V sont données par :

$$f_i(E_i)=\frac{1}{1+\exp\left(\frac{E_i-\mu_i}{k_BT}\right)}$$

où i représente c ou v et μ est le potentiel chimique.

Le coefficient α_0(hν) est directement reliée à la densité d'états qui est une fonction "escalier" pour une structure à puits quantiques multiples (2 dimensions) dont chaque "marche" correspond à un niveau énergétique dans le puits. Nous ne considérons ici que la saturation du premier niveau énergétique et nous prenons $\alpha_0 = 5000\ cm^{-1}$. Les potentiels chimiques des électrons et des trous sont obtenus grâce à la relation :

$$\rho_{2D}=\frac{1}{2\pi^2}\int_0^{+\infty}f(k).2\pi k.dk=\frac{1}{2\pi^2}\int_0^{+\infty}\frac{1}{1+\exp\left(\frac{\frac{\hbar^2k^2}{2m_i}-\mu_i}{k_BT}\right)}.2\pi k.dk$$

Une intégration [8] nous donne immédiatement :

$$\mu_t(\rho_{2D}) = k_B T.\ln\left(\exp\left(\frac{\pi.\rho_{2D}.\hbar^2}{k_B T.m_t}\right)-1\right)$$

où ρ_{2D} est la densité de porteurs à 2 dimensions.

De plus, la relation liant le coefficient d'absorption et la densité de porteurs photogénérés est approximée par :

$$\rho \approx \frac{\alpha(\rho,h\nu)E}{h\nu}$$

Il nous faut trouver les racines de cette équation, c'est-à-dire les valeurs de ρ satisfaisant l'égalité précédente. Pour cela nous utilisons un logiciel qui procède par encadrements successifs convergeant vers la racine. Ce processus itératif est renouvelé pour différentes valeurs de la densité d'énergie E allant de 6 à 2000μJcm^{-2}. Connaissant la densité de porteurs photogénérés pour différentes E, nous obtenons l'absorption associée. La variation d'absorption entre les franges sombres et brillantes s'écrit donc :

$$\Delta\alpha(\rho(h\nu,E)) = \alpha(\rho(h\nu,E)) - \alpha\left(\rho(h\nu,\frac{E}{C})\right)$$

où C est le contraste de la figure d'interférence.

Par transformation de Kramers-Krönig, on en déduit la variation d'indice sous excitation

$$\Delta n\left(\rho(h\nu',E)\right) = \frac{\hbar c}{\pi} P\int_0^{\infty} \frac{\Delta\alpha(\rho(h\nu,E))}{(h\nu)^2-(h\nu')^2} dh\nu$$

où P représente la valeur principale de l'intégrale au sens de Cauchy.

Les variations d'absorption et d'indice sont alors injectées dans le calcul de la diffraction due à une cavité Fabry-Pérot exposé au paragraphe II.

Les données utilisées pour cette simulation numérique sont :

Eg = 0,789 eV (1,57 µm)	C=100	d=1,5µm	L=4,3µm
hν=0,873eV	mc=0,041	α0=5000cm-1	θ_1=0
T=300K	mv=0,377	n_0=3,565	

Les valeurs de m_V et m_C sont tirées de la littérature [9, 10]. Le paramètre d représente la largeur totale des puits quantiques i.e. 211x7nm=1,5µm car seuls les puits quantiques absorbent à la longueur d'onde considérée. L'épaisseur de la structure est L. Les variations d'indice et d'absorption injectées dans le modèle du paragraphe II sont pondérées par un facteur $\frac{d}{L}$. *Cela revient à prendre des valeurs de $\Delta\alpha$ et Δn moyennées sur toute l'épaisseur de la cavité*. Cette approximation a été introduite dans le but de simplifier les calculs.

La figure 5 présente la densité de porteurs photogénérés en fonction de l'énergie de pompe dans les franges brillantes (tiretés) et dans les sombres (traits pointillés). La différence des densités de porteurs précédentes pour un contraste de 100 est représentée en traits pleins.

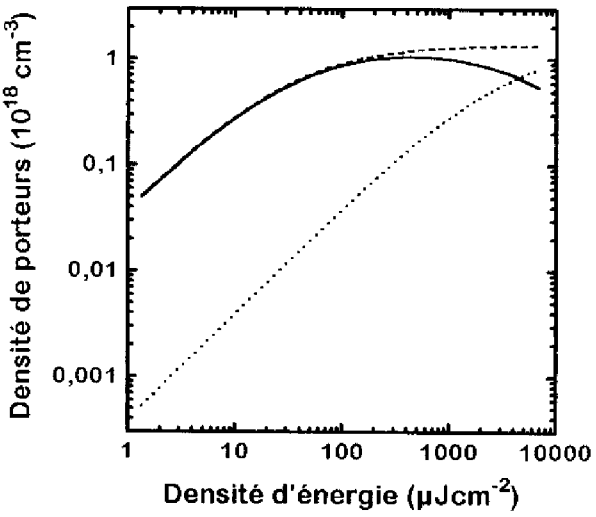


fig. 5 : Modélisation de la densité de porteurs photogénérés dans les franges sombres (en pointillés), dans les franges brillantes (tiretés) et différence de densité de porteurs entre franges brillantes et sombres (en trait plein). Le contraste vaut 100. La longueur d'onde commune d'excitation et de sonde est λ=1,42 µm.

La densité de porteurs libres photogénérés sature nettement. La courbe de la différence de densité des porteurs libres photogénérés entre les franges brillantes et les franges sombres culmine pour une énergie de 480µJcm^{-2} puis diminue alors que l'énergie d'excitation croît.

Ceci aboutit à une perte de contraste de densité alors que le contraste d'énergie lumineuse C reste constant.

Les variations d'absorption et d'indice calculées sont représentées sur la figure 6.

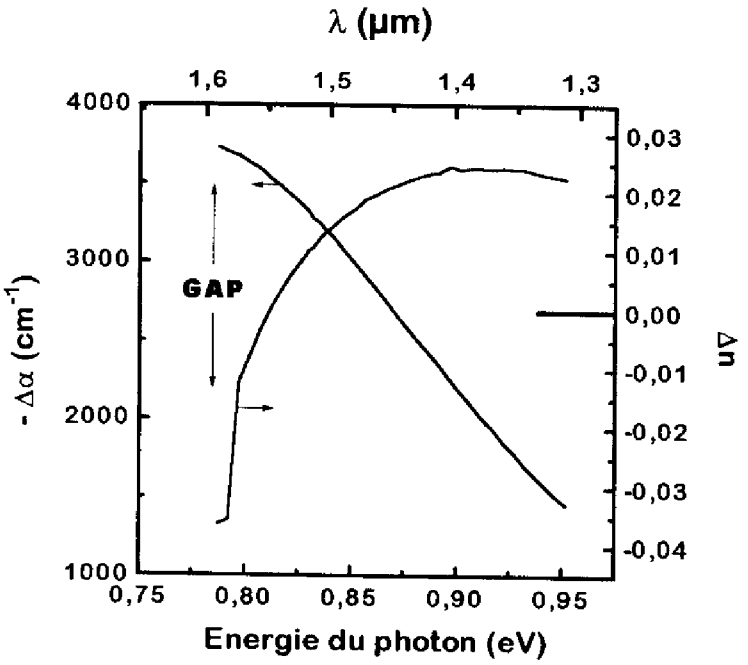


fig. 6 : Spectres des variations d'absorption et d'indice entre franges sombres et brillantes en configuration dégénérée ($\lambda_s = \lambda_p$). La densité d'énergie d'excitation est de 100 $\mu J / cm^2$.

Ces courbes montrent que les variations nonlinéaires sont très fortes au voisinage du « gap ». On constate qu'au dessus de 0,85 eV (1,46 μm) la variation d'indice se stabilise tandis que la variation d'absorption décroît rapidement. Ces résultats sont conformes à ceux de la littérature et notamment à ceux de M. Wegener et al. [11]. En règle générale, les variations d'absorption dues à un fort flux lumineux ne s'étendent que sur un domaine de quelques dizaines de milliélectrons-volts autour du gap alors que les variations d'indice s'étalent davantage sur le spectre (couramment 200meV).

De plus, il est à noter que les variations d'indice et d'absorption sont attribuées uniquement à un effet de plasma électron-trou photogénéré. On suppose donc que la renormalisation du « gap », en particulier, est négligeable.

La figure 7 représente l'efficacité de diffraction expérimentale (carrés), celle calculée en tenant compte de la cavité Fabry-Pérot (trait plein) et celle obtenue grâce au modèle de Kogelnik [4] sans cavité (pointillés).

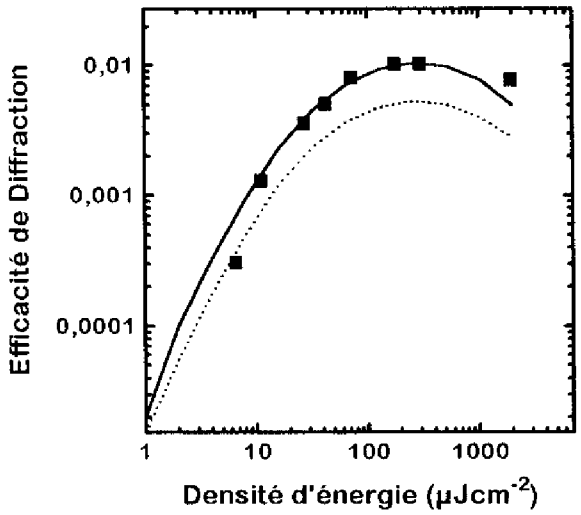


fig. 7 : Efficacités de diffraction fonction de la densité d'énergie du faisceau de pompe. Configuration dégénérée à λ=1,42μm. Expérience (carrés), calcul tenant compte de la cavité (trait plein), approche de Kogelnik (pointillés).

Dans l'approche de Kogelnik [4], nous avons supposé que le matériau a un indice et une absorption linéaires et nonlinéaires homogènes sur toute l'épaisseur de la structure et qu'il n'y a pas d'effet de cavité. Cela revient donc à considérer un matériau massif dont les réflectivités avant et arrière ne sont pas simultanément importantes. Dans ce cas, l'efficacité de diffraction s'exprime analytiquement de la manière suivante :

$$\eta = (1-R_f)^2(1-R_b)\exp(-\alpha d)\{\sin^2(\pi\Delta n d/\lambda_s) + sh^2(\Delta\alpha d/4)\}$$

où R_f et R_b sont les coefficients de réflexion des faces avant et arrière de l'échantillon et d n'est plus l'épaisseur des puits quantiques mais l'épaisseur effective du réseau. Pour la courbe de la figure 7 (pointillés), nous avons R_b=99,5% et R_f=20%. Le faisceau de sonde est

entièrement réfléchi sur la face arrière, il « voit » donc le réseau lors de « l'aller » et du « retour » dans la structure. La valeur adoptée pour d est donc ici le double de l'épaisseur du réseau (i.e. 2 x largeur totale des puits quantiques).

Plusieurs constatations concernant la figure 7 s'imposent :

- La prise en compte de l'effet de cavité amplifie l'efficacité de diffraction d'un facteur 2 environ à la longueur d'onde 1,42µm mais l'allure de la courbe n'est pas significativement modifiée. L'effet de cavité pourrait se traduire dans la formule de Kogelnik ci-dessus par une ajustement de l'épaisseur effective du réseau d qui tiendrait compte des multiples allers-retours entre les deux miroirs pour une longueur d'onde donnée. Cette représentation simple n'est bien sûr valable que lorsque les facteurs de réflectivité avant et arrière sont suffisamment faibles. Dans le cas contraire, du fait que le couplage entre la sonde et le signal diffracté devient très fort, l'efficacité de diffraction présente alors une résonance aiguë avec la longueur d'onde et le raisonnement précédent perd de son sens.

- Les deux courbes, expérimentale et modélisée en tenant compte de la cavité, sont en très bon accord. Par contre, si on réitère cette expérience à la longueur d'onde 1,55µm, la courbe modélisée ne change quasiment pas alors que la courbe expérimentale est multipliée par un facteur 2,4. Cette écart provient vraisemblablement du fait que la sonde est alors à une longueur d'onde très proche du « gap » (à moins de 15 meV). Les effets nonlinéaires ne se limitent alors pas au remplissage de bandes simple mais il faudrait tenir compte par exemple de la renormalisation du « gap » écartée de ce modèle dans un but de simplification.

III-3-Spectre de diffraction

Nous réalisons à présent une expérience grâce au montage "compact" (chap.2, §II.2) en configuration de Raman-Nath dégénérée. L'excitation et la sonde ont donc la même longueur d'onde. On enregistre le spectre du signal diffracté sur la gamme de longueur d'onde 1,3-1,7µm. Les énergies de sonde et de pompe sont maintenues constantes, quelle que soit la longueur d'onde, en intercalant sur leur trajet optique des filtres atténuateurs de densité optique adaptée. Le résultat, présenté figure 8, est corrigé des spectres de réponse du détecteur (photodiode Germanium) et de l'absorption des filtres atténuateurs. Le pas du réseau est de 28µm à la longueur d'onde 1,55µm. L'énergie des pompes est voisine de 100µJ/cm^2. La courbe présentée en trait plein sur la figure 8 est une modélisation tenant compte de la cavité (cf. paragraphe II). Elle présente une adéquation correcte avec l'expérience dans le domaine 1,4 µm à 1,5 µm.

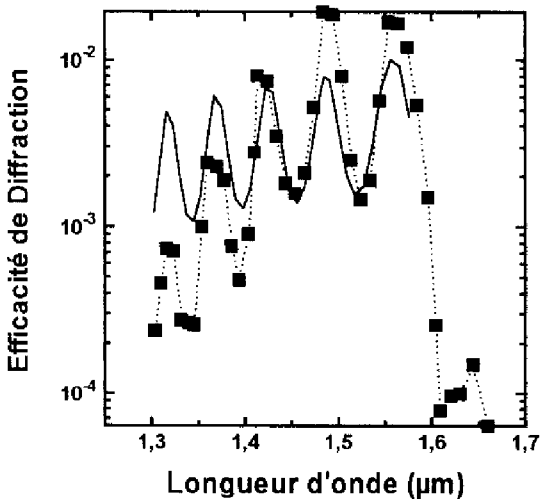


fig. 8 : Spectre de diffraction. Efficacité de diffraction en fonction de la longueur d'onde commune d'excitation et de sonde. Les carrés reliés par des pointillés représentent les points expérimentaux, la courbe en trait plein est issue d'une modélisation.

Dans notre modèle nous avons supposé une variation d'indice linéaire avec la longueur d'onde. La loi retenue, ajustée empiriquement, est la suivante (cf. discussion, § IV) :

$$n_0 = 3{,}219 + 0{,}437.h\nu$$

Grâce à cette relation, la position des pics de l'efficacité de diffraction calculée coïncide bien avec l'expérience.

Par contre, l'amplitude des pics calculés ne correspond qu'approximativement aux résultats de l'expérience. Cela peut être justifié par plusieurs raisons :

- Les pics à 1,5µm et 1,56µm sont proches du « gap » (à moins de 50meV), par conséquent, des effets supplémentaires tels que la renormalisation du « gap » ou le rôle du « Coulomb Enhancement Factor » [12] sont vraisemblablement à prendre en compte.

- L'amplitude calculée des pics à 1,32µm et 1,37µm est surestimée. Cela résulte du fait que nous n'avons tenu compte que du premier niveau excité dans les puits quantiques. Le second niveau induit une absorption deux fois plus importante que celle que nous avons prise. Sa prise en compte diminuerait la profondeur de pénétration de la lumière et réduirait donc l'efficacité de diffraction calculée.

La figure 9 montre un spectre de diffraction réalisé en configuration non-dégénérée. La longueur d'onde de pompe est fixe λ_p = 1,064 µm et l'on enregistre l'efficacité de diffraction pour différentes longueurs d'onde de sonde. Cette figure est à comparer à celle obtenue en configuration dégénérée (fig. 8). On constate très naturellement que les oscillations de Fabry-Pérot sont de même allure. Leurs positions, leurs amplitudes sont similaires. L'efficacité de diffraction maximale est de $2{,}5\text{x}10^{-2}$ dans les deux cas.

Une différence essentielle entre les deux expériences réside dans le fait que, lorsque la configuration est non-dégénérée, on peut étudier la diffraction pour des énergies de photon de sonde inférieure au « gap » comme nous allons le voir ci-après :

La figure 8 présente une efficacité de diffraction de $1,6x10^{-4}$ pour une longueur d'onde de 1,625 µm. Cette valeur est très faible car, à cette longueur d'onde, l'absorption est insignifiante. Ceci s'explique par le fait que, en configuration dégénérée, la pompe crée peu de porteurs libres, les effets nonlinéaires sont, par conséquent, extrêmement limités. La figure 9 présente à 1,625 µm une efficacité de diffraction de $3x10^{-3}$, soit 20 fois plus dans le cas non-dégénéré que dans le cas dégénéré. En effet, dans la figure 9, la quantité de porteurs photogénérés est constante quelle que soit la longueur d'onde de test. La configuration non-dégénérée nous permet donc de sonder à des énergies de photon inférieures au « gap ». Nous pouvons ainsi voir si la variation d'indice en dessous du « gap » est importante (la variation d'absorption y est bien sûr très faible).

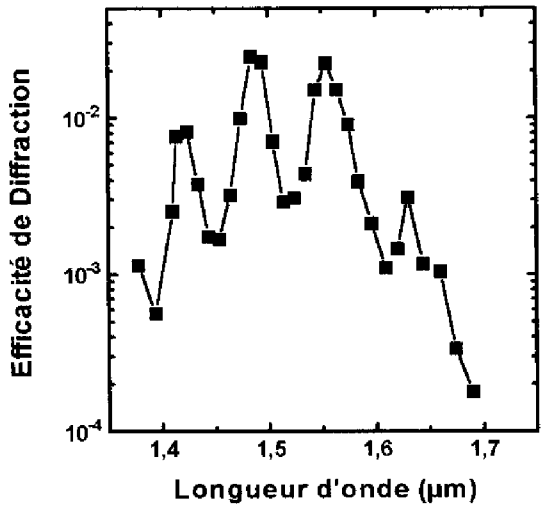


fig. 9 : Diffraction en configuration non-dégénérée en fonction de la longueur d'onde de sonde. La longueur d'onde de pompe est fixe λ_p = 1,064 µm. La densité d'énergie d'excitation est 100 µJ cm^{-2}.

Après avoir exposé les résultats de notre modélisation, il convient à présent d'en discuter de manière détaillée la validité ainsi que les limites.

IV-Discussion-Validité du modèle

Les approches de J.H. Collet et al.[5] ainsi que de Kogelnik [4] sont limitées à la configuration de Bragg. Mais Kogelnik a déterminé un critère permettant d'étendre sa théorie pour des angles voisins de l'angle de Bragg.

Notre expérience a été réalisée en configuration de Raman-Nath. Le modèle « en configuration de Bragg » est approprié dans notre cas comme le montre l'argument expérimental suivant : Nous avons mesuré l'efficacité de diffraction pour des angles d'incidence de sonde allant de 0° à l'angle de Bragg (1,5°). Elle est constante dans ce domaine à la précision de la mesure près. Nous sommes revenus à une configuration de sonde en incidence normale pour des raisons de simplification expérimentale.

IV-1-Désaccord à l'angle de Bragg

Dans le cas d'un désaccord à l'angle de Bragg, l'onde diffractée est déphasée par rapport à l'onde incidente. Le faisceau de sonde transmis dans le matériau présente un angle θ_1 qui peut alors s'écrire sous la forme $\theta_1 = \theta_B + \Delta\theta$ où θ_B est l'angle de Bragg exact et $\Delta\theta$ est le désaccord à l'angle de Bragg.

Le déphasage de l'onde diffractée par rapport aux conditions idéales, introduit par $\Delta\theta$, tend à diminuer l'amplitude de l'onde diffractée. Dans la suite, nous prendrons les mêmes conventions que celles de la figure 2. Les vecteurs seront notés en italique gras alors que leurs normes seront en format standard (cf. figure 10).

Le vecteur d'onde du champ électrique diffracté $\boldsymbol{q_2}$ est obtenu par une relation qui est analogue à la conservation des moments :

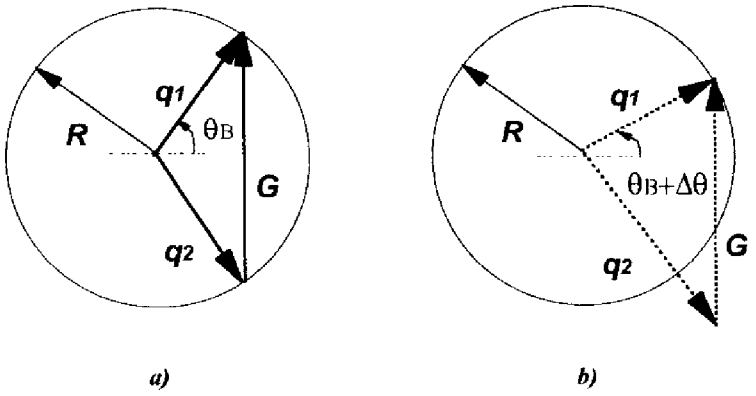
$$\boldsymbol{q_2} = \boldsymbol{q_1} - \boldsymbol{G}.$$

Or $q_1 = 2\pi n_0/\lambda_0$, posons $R = q_1$.

La loi de Bragg s'exprime sous la forme :

$$\sin\theta_B = \frac{G}{2q_1}$$

Lorsque elle est respectée, on peut en déduire aisément que $q_2 = 2\pi n_0/\lambda_0 = R = q_1$.



a) *b)*

*fig. 10 : **a)** Condition de Bragg stricte, **b)** Condition de Bragg approchée. q_1 est le vecteur de l'onde transmis dans le matériau, q_2 est le vecteur de l'onde diffractée, $G = 2\pi/\Lambda$ est le vecteur du réseau.*

Par contre, si l'angle d'incidence du faisceau de sonde n'est pas exactement θ_B alors q_2 n'est plus égal à R. Il apparaît alors dans les équations de propagation couplées un terme de déphasage V (voir paragraphe II) qui prend la valeur :

$$V = \frac{q_1^2 - q_2^2}{2q_1}$$

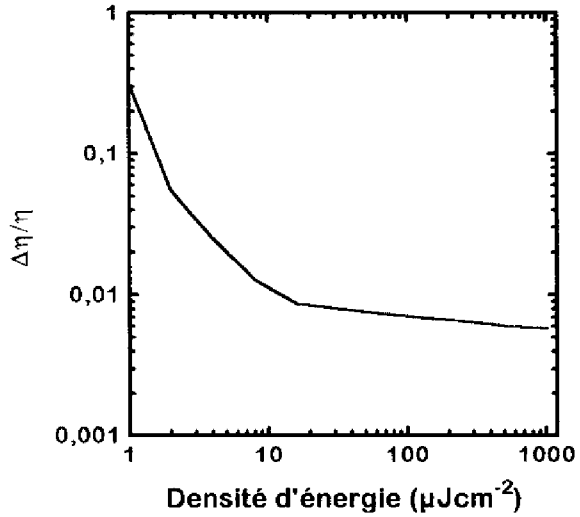


fig. 11 : Variation relative d'efficacité de diffraction entre les configurations de Bragg et de Raman-Nath en incidence normale à la longueur d'onde λ 1,42 μm pour différentes densités d'énergie d'excitation.

Ce terme a pour effet de diminuer l'efficacité de diffraction. La figure 11 présente la variation relative d'efficacité entre la configuration de Bragg stricte et notre configuration expérimentale de Raman-Nath.

On constate que la correction introduite par le terme de déphasage V est inférieure à 2% pour des densités d'énergie supérieures à 6 $\mu J\ cm^{-2}$.

Toutes nos expériences ont été menées dans le domaine de 6 à 2000 μJcm^{-2}.

IV-2-Discussion

Dans notre modélisation, nous avons ajusté deux paramètres : l'indice moyen dans la structure n_0 et le contraste d'énergie lumineuse entre les franges brillantes et sombres C.

Nous avons supposé que l'indice n_0 dépend linéairement de la longueur d'onde avec un taux de variation $\frac{d\,n_0}{d\,(h\nu)}$. La loi adoptée est la suivante : $n_0 = 3{,}219 + 0{,}437.h\nu$.

Les tableaux ci-dessous comparent les valeurs ajustées pour notre simulation (fig. 8) à celles qui sont admises pour ces matériaux « 3D » [13].

	n_0 modèle	n_0-GaInAs	n_0-GaInAsP
λ=1,3µm	3,637	3,573 [13]	3,414 [13]
λ=1,55µm	3,569	3,491 [13]	3,345 [13]

Les valeurs de l'indice prises dans le modèle sont supérieures d'environ 2% aux valeurs de référence de GaInAs.

$\frac{d\,n_0}{d\,(h\nu)}$ modèle	$\frac{d\,n_0}{d\,(h\nu)}$-GaInAs	$\frac{d\,n_0}{d\,(h\nu)}$-GaInAsP
0,437	0,533 [13]	0,448 [13]

Le tableau ci-dessus montre que le $\frac{d\,n_0}{d\,(h\nu)}$ adopté dans notre modèle ne diffère pas significativement des valeurs de référence.

De plus, nous avons pris C=100 dans le calcul. Dans le chapitre expérimental, nous avions déterminé que C était à peine supérieur à 10. Mais il faut souligner que la mesure du contraste est particulièrement délicate. L'interfrange étant d'environ 20µm, les composants optiques employés sont fortement grossissants et provoquent donc des aberrations importantes. Celles-ci sont sources de bruit de fond nuisant à notre mesure. En outre, on ne peut jamais totalement éliminer les défauts diffusant à la surface des optiques (notamment la poussière, les rayures, la rugosité de surface, les défauts d'homogénéité du verre,...). Il est donc possible que le contraste C réel soit supérieur à celui que nous avons mesuré (chap. 2).

La valeur de l'absorption dans les puits GaInAs est, dans notre calcul, égale à $5000cm^{-1}$. On peut noter dans la littérature une forte disparité concernant cette valeur, comme le montre le tableau ci-dessous :

[9]	[14]	[15]	[10]	[2]
$3700cm^{-1}$	$4500cm^{-1}$	$6500cm^{-1}$	$7500cm^{-1}$	$12000cm^{-1}$

- Les simulations des courbes $\eta(E)$ et $\eta(\lambda)$ donnent une diminution d'un facteur 3 environ lorsque α_0 passe de 3700 cm^{-1} à 12000 cm^{-1}.

V-Perspectives

Nous cherchons dans ce qui va suivre à déterminer quels sont les facteurs technologiques à optimiser afin d'obtenir une efficacité de diffraction maximale dans le même type de structure. Les variations d'indice et d'absorption dans les puits quantiques dépendent uniquement du nombre de porteurs photogénérés. Celui-ci dépend de la densité d'énergie des pompes. Il s'agit d'un paramètre expérimental, il n'a donc pas à être ajusté. Par contre, les effets de cavité nous permettent de gagner un facteur 2,4 sur l'efficacité de diffraction (pour une densité d'énergie de 100 µJ cm^{-2} à la longueur d'onde 1,42 µm, cf. paragraphe 2).

Nous pouvons essayer d'accroître ce facteur d'amplification en optimisant la réflectivité avant de la cavité. Ce facteur est uniquement lié au couplage entre les faisceaux transmis et

incident, c'est-à-dire, schématiquement, au nombre d'aller-retour de la sonde dans la cavité. Mais, à la longueur d'onde 1,42µm, l'absorption est importante, le nombre d'aller-retour de la lumière dans la cavité est limité, le couplage entre les faisceaux transmis et incident est donc assez faible. Augmenter la réflectivité avant (R_f) n'augmentera pas sensiblement la distance de parcours de la lumière dans la cavité, par contre, le faisceau diffracté sortira plus difficilement de la cavité (donc l'efficacité diminuera).

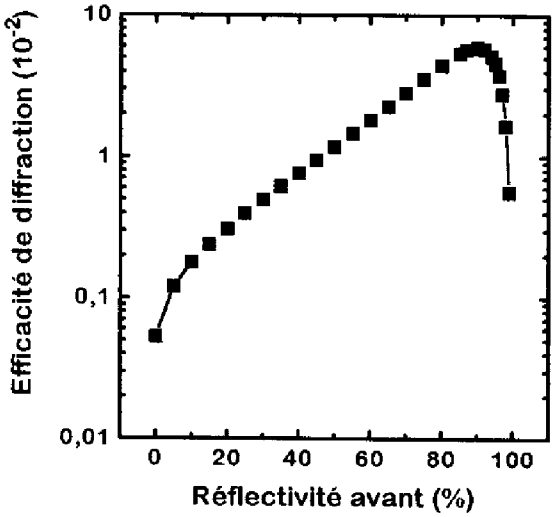


fig. 12 : Efficacité de diffraction calculée pour différentes valeurs de réflectivités du miroir avant à la longueur d'onde 1,625 µm en supposant une variation d'indice de $7,15x10^{-3}$.

En revanche, pour une longueur d'onde un peu supérieure à celle du « gap », la variation d'indice peut encore être importante. L'absorption étant alors très faible, lorsque R_f augmente, le couplage augmente aussi. Le phénomène est résonant, on peut alors espérer des efficacités de diffraction élevées. Afin de vérifier cette interprétation, nous avons utilisé notre modèle de cavité en prenant exactement les mêmes paramètres que lors des calculs précédents. Le calcul de l'efficacité de diffraction à la longueur d'onde 1,625 µm en fonction de la réflectivité du miroir avant est présenté en figure 12. La valeur de l'indice dans le calcul ($7,15x10^{-3}$) est

estimée pour λ_s = 1,625 µm grâce à la figure 9. L'absorption est supposée être égale à 75 cm^{-1}. Cette valeur est obtenue en appliquant au dessous du « gap » un modèle de queue d'Urbach de pente logarithmique 6,2 meV (valeur pour des puits GaAs dans des multipuits quantiques GaAs / GaAlAs [16]). Si l'absorption est inférieure à 200 cm^{-1} le résultat de la figure 12 n'est pas modifié.

La figure 12 montre que, lorsque la réflectivité avant R_f est égale à 90%, l'efficacité de diffraction atteint alors la valeur $6x10^{-2}$. Expérimentalement, l'efficacité est de $3x10^{-3}$ pour R_f = 20%. Le calcul prévoit donc une augmentation de près d'un facteur 20 lorsque R_f passe de 20% à 90%. Il semble donc extrêmement intéressant de prévoir une prochaine structure dont la réflectivité avant serait de 90%.

Mais il faut tenir compte de quelques difficultés expérimentales ou technologiques. On constate sur la figure 12 que l'efficacité de diffraction décroît très rapidement dès que R_f > 90%. La technologie employée pour élaborer le miroir doit donc permettre de contrôler la réflectivité avec une précision meilleure que 5%. De plus, lorsque R_f augmente, la finesse de la

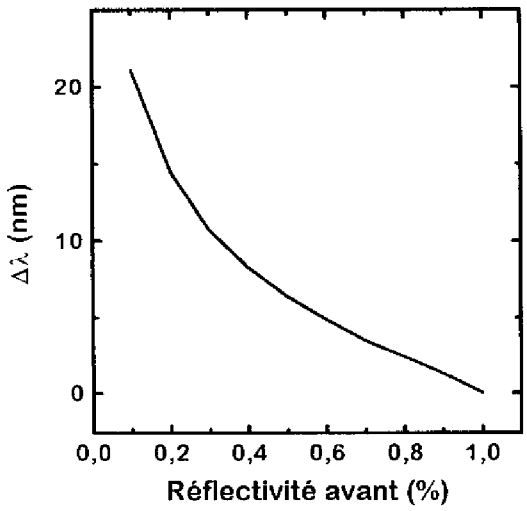


fig. 13 : Tolérance spectrale (à mi-hauteur de la résonance Fabry-Pérot) pour le faisceau incident à 1,625 µm avec A = 27 µm.

cavité augmente aussi. Par conséquent, la dispersion en longueur d'onde de la source lumineuse employée peut devenir rédibitoire.

La figure 13 montre la tolérance spectrale sur le faisceau incident en fonction de la réflectivité du miroir avant. Il s'agit des valeurs à mi-hauteur de la résonance Fabry-Pérot à la longueur d'onde 1,625 µm.

Les figures 12 et 13 ont été calculées pour donner des éléments de réflexion quant à l'évolution possible de ces structures. Il existe principalement deux méthodes pour réaliser des miroirs de réflectivités élevées : Le dépôt d'une couche métallique ou l'épitaxie de réflecteurs de Bragg. Le modèle doit alors prendre en compte l'option technologique retenue. Les contraintes expérimentales, en particulier sur les longueurs d'onde et sur les énergies d'excitation, sont différentes suivant le type de réflecteur.

VI-Conclusion

Nous avons présenté dans ce chapitre des expériences de diffraction par réseaux photoinduits dans une cavité de Fabry-Pérot GaInAs / GaInAsP [17]. En configuration dégénérée, cette structure présente une efficacité de diffraction maximale de $2{,}5\times10^{-2}$ à la longueur d'onde 1,55 µm obtenue grâce à une énergie d'excitation de l'ordre de 100 μJcm^{-2}.

Nous avons proposé un interprétation des résultats obtenus en développant une modélisation prenant en compte les effets du remplissage de bandes. Nous avons ainsi calculé la variation d'absorption dans les puits quantiques de la structure. La variation d'indice a été déduite par transformation de Kramers-Krönig. En injectant ces calculs dans un modèle de cavité Fabry-Pérot, les simulations présentent un bon accord avec les résultats expérimentaux.

En introduisant les effets de cavité, les calculs ont montré que l'efficacité de diffraction était amplifiée de plus d'un facteur 2 par rapport au cas sans cavité (Kogelnik [4]). Un calcul prospectif montre que, si la réflectivité du miroir avant était de 90%, l'efficacité atteindrait alors 6×10^{-2} à la longueur d'onde 1,625 µm.

Si l'on définit un coefficient de mérite M comme le rapport de l'efficacité de diffraction sur l'énergie d'excitation, alors M est égal à 0,25 cm^2 / mJ expérimentalement et vaut 0,6 cm^2 / mJ dans le cas de notre modélisation prospective. Ces valeurs sont à rapprocher de celles présentées dans [18], [19]. Ces travaux concernent une cavité Fabry-Pérot optimisée dont la zone active est en GaAs et les miroirs avant et arrière sont des réflecteurs de Bragg. Dans cette étude, le coefficient de mérite expérimental prend la valeur 0,23 cm^2 / mJ.

VII-Bibliographie

[1] K.M. Kwolek, M.R. Melloch, D.D. Nolte, G.A. Brost, Appl. Phys. Lett., vol.67, n°6, (1995).

[2] B. Lambert, M. Baudet, M. Gauneau, A. Le Corre, R. Lever, H. L'Haridon, G. Moisan, S. Salaün, C. Vaudry, ICSH 1995, Montpellier 07/95.

[3] H. L'Haridon, B. Andre, M. Baudet, C. De Matos, B. Lambert, A. Le Corre, R. Lever, S. Salaün, J.C. Keromnes, G. Moisan, C. Vaudry, J.L. Le Gratiet, communication privée.

[4] H. Kogelnik, The Bell system technical Journal, vol.48, n°9, 2909, (1969).

[5] J.H. Collet, R. Buhleier, J.O. White, J. Opt. Soc. Am. B, vol.12, 2493, (1995).

[6] T. Mishima, M. Takahama, Y. Uchida, T. Tanoue, S. Takahashi, J. Electron. Mater., vol.20, n°1, 113, (1991).

[7] J.H. Collet, M. Pugnet, W.W. Rühle, L. Nardo, R. Sirvin, J. Appl. Phys., vol.68, n°4, 1815, (1990).

[8] C. Ell, R. Blank, S. Benner, H. Haug, J. Opt. Soc. Am. B, vol.6, n°11, (1989).

[9] I. Bar-Joseph, C. Klingshirn, D.A.B. Miller, D.S. Chemla, U. Koren, B.I. Miller, Appl. Phys. Lett., vol.50, n°15, 1010, (1987).

[10] M. Sugawara, T. Fujii, S. Yamazaki, K. Nakajima, Phys. Rev. B, vol.42, n°15, 9587, (1990).

[11] M. Wegener, J.E. Zucker, T.Y. Chang, N.J. Sauer, K.L. Jones, D.S. Chemla, Phys. Rev. B, vol.41, n°5, 3097, (1990).

[12] H. Haug, S. W. Koch, « Quantum theory of the optical properties of semiconductors », World Scientific, Singapour, (1990).

[13] B. Lambert, communication privée.

[14] J.S. Weiner, D.S. Chemla, D.A.B. Miller, T.H. Wood, D. Sivco, A.Y. Cho, Appl. Phys. Lett., vol.46, n°7, 619, (1985).

[15] M. Sugawara, T. Fujii, S. Yamazaki, K. Nakajima, Appl. Phys. Lett., vol.54, n°14, 1353, (1989).

[16] A. Von Lehmen, J.E. Zucker, J.P. Heritage, D.S. Chemla, A.C. Gossard, Appl. Phys. Lett., vol.48, n°21, 1479, (1986).

[17] R. Grac, M. Pugnet, J.H. Collet, B. Lambert, C. de Matos, H. L'Haridon, A. Le Corre, J.O. White, 9th International Conference on Superlattices, Microstructures and Microdevices (ICSMM9), Liège, Belgique, 1996, à paraître dans un numéro spécial de Superlattices and Microstructures.

[18] R. Buhleier, V. Bardinal, J.H. Collet, C. Fontaine, M. Hübner, J. Kuhl, Appl. Phys. Lett., vol.69, n°15, (1996).

[19] V. Bardinal, Thèse soutenue en 1995 à l'Institut National des Sciences Appliquées de Toulouse.

"Décevant l'attente de la quasi-unanimité des spectateurs, le taureau mort ne s'était pas relevé pour recevoir sa part d'applaudissement."
Le chaos et la nuit, Montherlant

Chapitre 5

Modulation tout-optique dans des puits quantiques multiples CdTe/CdZnTe

I- EXPERIENCE ET NATURE DE LA STRUCTURE 99

I-1- DISPOSITIF EXPERIMENTAL 99
I-2- DESCRIPTION DE LA STRUCTURE 100

II- MODULATION DE TRANSMISSION SOUS UN CHAMP APPLIQUE 101

III- ECRANTAGE DU CHAMP APPLIQUE 102

III-1- RESULTATS EXPERIMENTAUX 102
III-2- CINETIQUE DE L'ECRANTAGE 106

IV- ESTIMATION DE L'EFFICACITE DE DIFFRACTION MAXIMALE 110

V- CONCLUSION 111

VI- BIBLIOGRAPHIE 112

Ce chapitre présente des résultats de modulation obtenus avec une structure à puits quantiques CdTe / CdZnTe sous polarisation externe. Le phénomène mis en jeu est l'écrantage du champ électrique par une densité de porteurs photogénérés de l'ordre de 10^{16} cm^{-3}. Le spectre d'absorption est en effet fortement modifié par la disparition d'un champ électrique. L'intérêt de ce processus est l'abaissement d'un facteur 100 de l'énergie de commande par rapport au cas plasma. Différentes études dans ce domaine apparaissent dans la littérature [1], [2].

I-Expérience et nature de la structure

I-1-Dispositif expérimental

L'expérience est réalisée grâce à une adaptation du montage "compact" en configuration dégénérée (cf chapitre : Description des dispositifs expérimentaux, §II-2) dont la représentation schématique apparaît en figure 1.

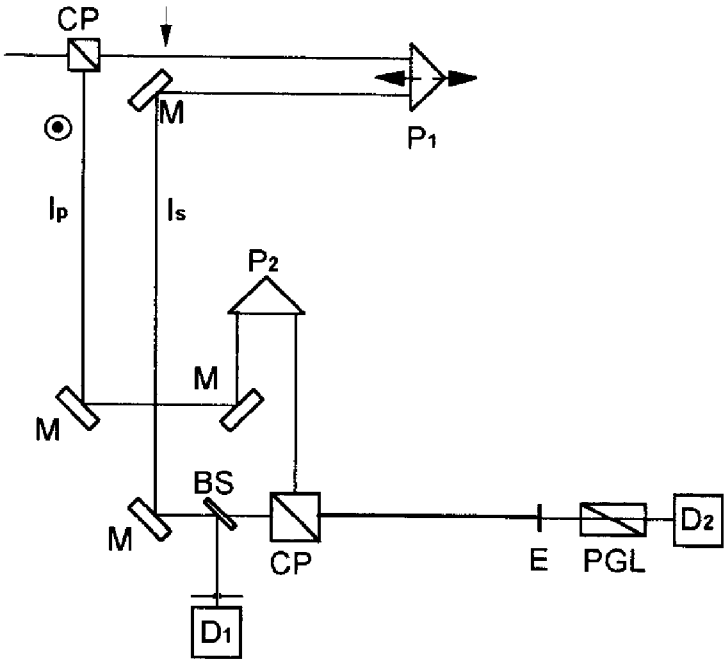


fig. 1 : Montage expérimental compact, M : miroirs, P_i : prismes, BS : séparateur de faisceaux 50%, E : échantillon, D_i : détecteurs, CP : cubes polariseurs. Les flèches le long des faisceaux indiquent la direction de polarisation, I_p , I_s : faisceaux de pompe et de sonde.

On intercale de plus sur les faisceaux de pompe et de sonde des filtres à densité optique afin de pouvoir choisir leur intensité respective. Certaines expériences ont été réalisées avec un seul faisceau, et, dans ce cas, la pompe a été coupée.

I-2-Description de la structure

L'échantillon a été élaboré par épitaxie par jets moléculaires par l'équipe du CENG [3]. La nature et l'épaisseur des différentes couches déposées apparaîssent dans le tableau 1 ci-dessous.

Substrat / Tampon	Barrière à grand gap électrons	Puits/barrières basse température	Epaisseur des puits	Epaisseur des barrières	L_{totale} puits+barrières	Puits/barrières basse température	Barrière à grand gap trous
26% tampon dopée In $n\sim10^{17}cm^{-3}$	245nm CdZnMgTe Mg=55% Zn=17%	4x CdTe/ CdZnTe 38% 11,3/19,4nm	7,8nm CdTe	13,6nm CdZnTe 38%	60x (7,8+13,6) 1270nm	4x CdTe/ CdZnTe 38% 11,3/19,4nm	535nm CdZnMgTe Mg=55% Zn=17%

tab. 1 : Nature et épaisseur des couches déposées. Lorsque la nature chimique n'est pas précisée, les pourcentages désignent la proportion de Zn dans l'alliage.

La figure 2 présente la structure lorsque toutes les étapes technologiques sont terminées.

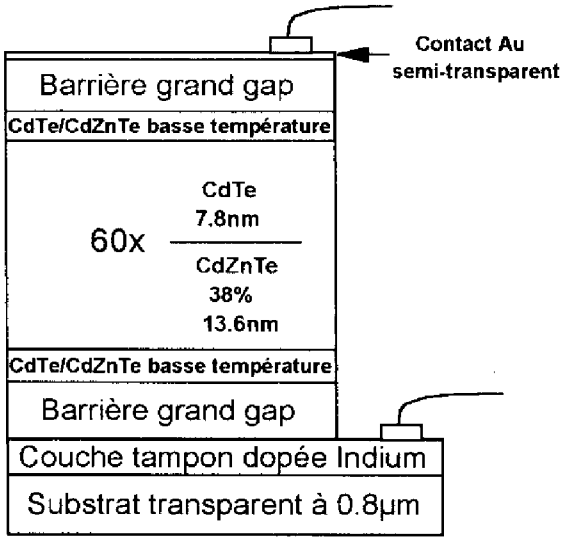
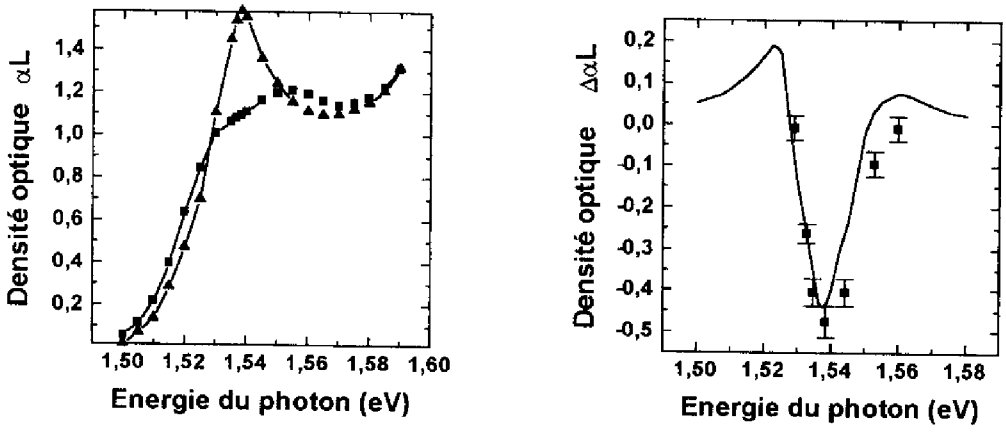


fig. 2 : Représentation schématique de la structure achevée.

Le substrat de $Cd_{0,74}Zn_{0,26}Te$ est transparent à la longueur d'onde 0,8 µm (1,5 eV) ce qui correspond à l'énergie du niveau fondamental des puits CdTe. Les barrières de $Cd_{0,28}Zn_{0,17}Mg_{0,55}Te$ possèdent un gap de 2,8 eV à température ambiante qui assure un saut de potentiel de 0,8 eV pour la bande de conduction et de 0,4 eV pour la bande de valence dans une hétérojonction $Cd_{0,28}Zn_{0,17}Mg_{0,55}Te$ / CdTe. Ces barrières à grand « gap » ont pour rôle de diminuer l'intensité nécessaire à l'écrantage du champ électrique en bloquant les porteurs. La croissance de puits basse température de part et d'autres de la zone des puits quantiques multiples doit permettre de réduire la diffusion latérale des porteurs. Une attaque chimique rend la couche tampon accessible, un contact électrique est alors réalisé par évaporation d'Indium, ce qui aboutit à un dopage n d'environ 10^{17} cm^{-3}. Un second contact électrique est obtenu en déposant au sommet de la structure une couche d'or semi-transparente de 10 nm d'épaisseur et de 1mm de diamètre suivi d'un plot en alliage Au/Cr de 250 nm d'épaisseur et de 100 µm de diamètre. Ceci réalise donc un contact de type Schottky.

II-Modulation de transmission sous un champ appliqué



a) b)

fig. 3 : Spectres de transmission exprimés en densité optique. a) Aucune tension appliquée (triangles), tension appliquée de 30 V (carrés) d'après [3]. b) Variation de transmission sous champ électrique exprimée en densité optique, trait continu d'après [3], carrés : nos points expérimentaux, 35 V.

En premier lieu, nous enregistrons pour différentes longueurs d'onde la variation relative de transmission lors de l'application d'un champ électrique (figure 3).

La figure 3-a présente des spectres de transmission réalisés pour des tensions appliquées de 0 V (triangles) et de 30 V (carrés) dus à H. Haas [3]. Cette expérience a été conduite avec un faisceau laser continu de très faible intensité. Nos résultats expérimentaux (fig. 3-b carrés) sont obtenus sous une polarisation de 35 V grâce à des impulsions laser de 20 ps et d'environ 0,1 $\mu J/cm^2$. Cette densité d'énergie permet de photogénérer une densité de porteurs de l'ordre de 3-5 x 10^{15} porteurs / cm^3. Cette densité est supposée être insuffisante pour perturber le champ à l'intérieur de la structure. Les résultats sont presque identiques qu'ils soient obtenus avec des faisceaux de sonde continu ou impulsionnel (fig. 3-b).

Deux constatations s'imposent :

- La variation d'absorption atteint un maximum de 4000 cm^{-1} au niveau du pic excitonique (pour 1,538 eV (806 nm)) soit une variation $\Delta\alpha L = 0,5$.
- La figure 3-a montre que l'application du champ électrique fait disparaître le pic excitonique. L'exciton est donc dissocié.

III-Ecrantage du champ appliqué

III-1-Résultats expérimentaux

Nous cherchons à présent à écranter le champ électrique appliqué en photogénérant des porteurs. Une expérience de pompe et sonde dégénérées à la longueur d'onde λ = 806 nm est réalisée (figure 4). Elle consiste à envoyer sur la structure polarisée un faisceau de pompe qui, par photogénération de porteurs, permet l'écrantage du champ électrique appliqué. Un faisceau de plus faible intensité vient sonder la structure avec un retard variable par rapport à l'excitation. La tension appliquée est de 35 V. La densité d'énergie de pompe est de 2 $\mu J/cm^2$, celle de sonde est de 0,2 $\mu J/cm^2$. La densité de porteurs photogénérés par la pompe est de

l'ordre de $5x10^{16}$ cm^{-3}, alors qu'elle est inférieure à 10^{16} cm^{-3} pour la sonde. Celle-ci est donc sans effet sur le champ électrique à l'intérieur de la structure.

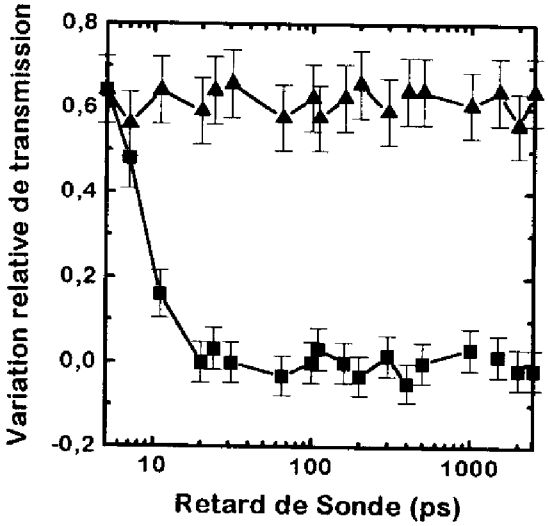


fig. 4 : Expérience de pompe-sonde en configuration dégénérée à λ = 806nm. La tension appliquée est de 35 V. Carrés : Sonde pour différents retards par rapport à la pompe. Triangles : Sonde seule.

La variation relative de transmission, voisine de 0,6, représente l'augmentation relative de transmission due à la polarisation. Le « zéro » en ordonnée signifie que la transmission mesurée sous excitation (carrés) atteint la même valeur que celle sans polarisation extérieure pour un retard de 20 ps. Le « zéro » en abscisse signifie que la pompe et la sonde sont synchrones. La courbe expérimentale qui passe par les carrés présente deux régions distinctes : une décroissance de l'origine jusqu'à environ 20 ps de retard de sonde puis au delà de 20 ps une stabilité. Expliquons ce comportement :

- Lorsque pompe et sonde sont synchrones, l'écrantage du champ électrique appliqué n'a pas eu le temps de s'établir, donc la transmission de la sonde révèle la présence du champ électrique dans la structure. Au fur et à mesure que l'on retarde la sonde par

rapport à la pompe l'écrantage se renforce, le champ électrique apparent dans la structure faiblit. La transmission de la sonde diminue donc pour atteindre la même valeur que lorsque la polarisation appliquée est nulle. Par conséquent, pour un retard de 20 ps, le champ électrique externe est quasi totalement écranté par les porteurs photogénérés par la pompe. Le temps caractéristique d'établissement de l'écrantage du champ électrique appliqué de 150 $kVcm^{-1}$ (= 35 V / épaisseur de la structure-2,3 µm-) est inférieur à 20 ps dans cet échantillon. Cette valeur est approximative car le synchronisme de la pompe avec la sonde ne peut être établi qu'à environ 10 ps près. De plus, elle ne constitue qu'une borne supérieure car les sources laser employées délivrent des impulsions d'une durée de 20 ps.

- La stabilité constatée pour des retards supérieurs à 20 ps signifie que lorsque l'écrantage est établi, il persiste plus lontemps que ne permet de le mesurer notre ligne à retard (3 ns). Si nous supposons que l'écrantage disparaît de manière exponentielle, alors son temps caractéristique de persistance est plus long que 10 ns.

Afin d'estimer le seuil d'énergie nécessaire pour écranter le champ électrique appliqué, nous avons réalisé une expérience « d'automodulation ». Elle consiste à envoyer un seul faisceau sur la structure polarisée et à augmenter progressivement l'énergie lumineuse de l'impulsion. Les transmissions mesurées sont alors reportées sur la figure 5. Pour des densités d'énergie inférieure à 0,6 $\mu J/cm^2$ le champ électrique n'est pas significativement écranté, la transmission est donc de 60% supérieure à celle sans polarisation. Au delà de 0,6 $\mu J/cm^2$ l'écrantage est partiel et devient complet pour 2 $\mu J/cm^2$, énergie pour laquelle on retrouve la valeur de transmission sans champ appliqué. Ces constatations nous permettent de tirer de la figure 5 deux indications essentielles :

- Le seuil d'énergie nécessaire à l'écrantage d'un champ appliqué de 150 $kVcm^{-1}$ est d'environ 2 $\mu J/cm^2$ dans cette structure.

- Le temps caractéristique d'établissement de l'écrantage est inférieur à 10 ps. En effet, pour qu'une impulsion suffisamment énergétique puisse se moduler elle-même (cf. fig.5) il faut que le temps nécessaire à l'écrantage du champ appliqué soit inférieur à la durée de cette impulsion. On peut comprendre ce phénomène de manière imagée comme suit : Le front avant de l'impulsion écrante le champ et la partie restante voit donc une région de champ apparent très faible. On peut donc considérer que le temps d'établissement de l'écrantage est inférieur ou égal à la moitié de la durée de l'impulsion (i.e. 10ps). Cette estimation est plus précise que celle tirée de la figure 4.

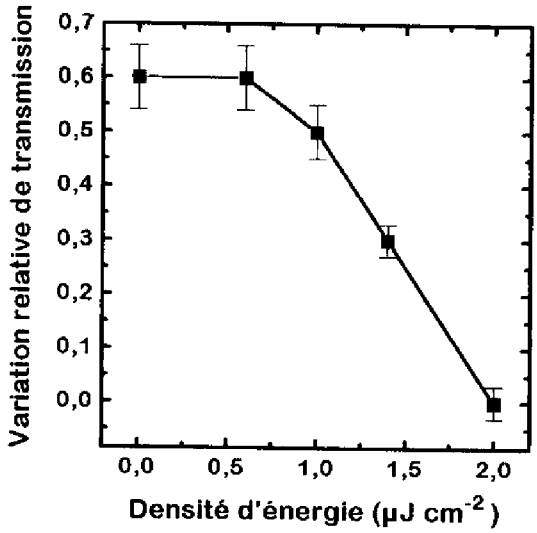


fig. 5 : Automodulation pour λ = 806 nm en fonction de la densité d'énergie du faisceau

Nous réalisons à présent une expérience permettant d'estimer le contre-champ qui écrante le champ appliqué. La variation de transmission d'une impulsion lumineuse de faible énergie est mesurée pour différentes valeurs de la tension appliquée (cf. figure 6).

On constate qu'une tension appliquée de 10 V ne donne pas de variation de transmission mesurable. Dans des expériences de pompe-sonde comme celle exposées figure 4, la tension appliquée est de 35 V, elle est partiellement écrantée par les porteurs générés par la pompe et

ainsi la transmission de la sonde prend la même valeur que lorsque le champ appliqué est nul. La tension appliquée écrantée résiduelle sera donc inférieure ou égale à 10 V.

La tension 35 V donne un champ électrique de 150 $kVcm^{-1}$ (i.e. tension / épaisseur de la structure 2,3 µm) à l'intérieur de la structure (dans la région des multipuits quantiques) et

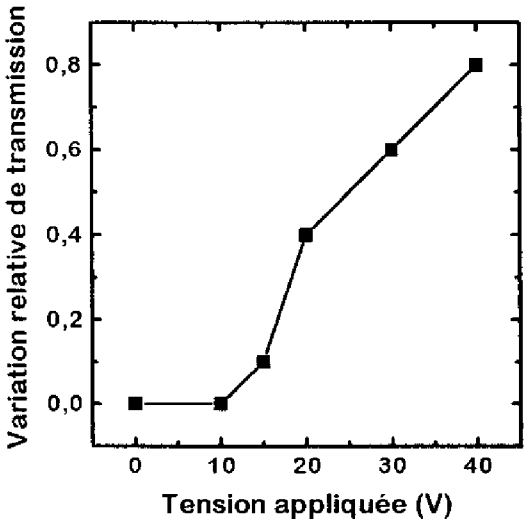


fig. 6 : Variation relative de transmission à la longueur d'onde λ 806 nm avec une unique sonde de faible intensité.

10 V donne 43 $kVcm^{-1}$. Le contre-champ d'écrantage est la différence des deux champs précédents. Il est donc au minimum égal à 100 $kVcm^{-1}$.

III-2-Cinétique de l'écrantage

Afin de mieux discerner l'origine et les différentes contributions de l'écrantage, nous avons développé quelques calculs simples [4] :

Les porteurs photogénérés ne peuvent diffuser en dehors des puits quantiques que de deux manières : par émission thermoionique ou (et) par effet tunnel. Le temps d'extraction d'un puits peut donc s'exprimer ainsi : $\tau_{extraction}^{-1} = \tau_{thermoionique}^{-1} + \tau_{tunnel}^{-1}$

Nous allons chercher à estimer la contribution de chacun de ces deux phénomènes aussi bien pour les trous que pour les électrons. Le temps d'émission thermoionique est donné par la relation suivante [5] :

$$\tau_{thermoionique}^{-1} = \frac{1}{L_z}\sqrt{\frac{k_B T}{2\pi m_p^*}}\exp-\left[\frac{\phi_B - \varepsilon(E) - \frac{qEL_z}{2} - \Delta\phi_B(E)}{k_B T}\right]$$

où ϕ_B est le décalage de bande entre le puits quantique CdTe (de largeur L_z) et la barrière de $Cd_{0,62}Zn_{0,38}Te$. La masse absolue d'un porteur dans le puits est désignée par m_p^*. L'énergie de confinement ε est comptée à partir du fond du puits. Sous un champ électrique E, ϕ_B diminue de $\Delta\phi_B$ [6] : $\Delta\phi_B(E) = \left(\frac{9\hbar^2 q^2}{32 m_p^*}\right)^{1/3} E^{2/3}$ où q est la charge électronique.

Les porteurs peuvent aussi s'échapper des puits par effet tunnel rendu plus efficace par le champ électrique qui rend la barrière de potentiel à franchir triangulaire. Le temps d'échappement par effet tunnel est donnée par la relation suivante [7] :

$$\tau_{tunnel}^{-1} = \frac{1}{L_z}\sqrt{\frac{\varepsilon(E)}{2m_p^*}}\exp-\left[\frac{4\sqrt{2m_b^*}(\phi_B - \varepsilon(E))^{3/2}}{3q\hbar E}\right]$$

où m_b^* désigne la masse absolue d'un porteur dans la barrière.

Les valeurs numériques employées pour réaliser le calcul des différents temps d'échappement sont présentées dans le tableau 2. Rappelons que L_z = 7,8nm et E=150 $kVcm^{-1}$.

	m_b^* -300K-$Cd_{0,62}Zn_{0,38}Te$	m_p^* -300K-CdTe	$\mathcal{E}$ (meV)	ϕ_B (meV)
électrons	0,106 m_0 [8]	0,09 m_0 [9]	28	173 [3]
trous lourds	0,472 m_0 [8]	0,6 m_0 [10]	6	72 [3]

tab. 2 : Données numériques utilisées dans le calcul du temps d'échappement.

Les résultats du calcul sont présentés dans le tableau 3. Ils montrent très nettement que le temps d'échappement des électrons est beaucoup plus long que celui des trous lourds. Le transport des porteurs sous champ est le plus rapide pour les trous émis par effet thermoionique.

	émission thermoionique	*effet tunnel*
électrons	3ps	157ps
trous lourds	0,2ps	6ps

tab. 3 : Résultats des calculs des temps d'échappement.

La migration des trous lourds perpendiculairement aux couches crée un contre-champ ayant tendance à annuler le champ appliqué. Dans le paragraphe 1, nous avions estimé que la pompe d'énergie 2 $\mu J/cm^2$ génère une densité de porteurs de $5x10^{16}\,cm^{-3}$. La densité à l'intérieur d'un puits est donc $3,9x10^{10}\,cm^{-2}$ ($5x10^{16}\,cm^{-3}$ x épaisseur d'un puits). Nous allons faire les hypothèses suivantes :

- Le transport des porteurs sous polarisation externe se fait par sauts successifs d'un puits vers son voisin.
- Le transport des électrons est nettement plus lent que celui des trous.
- La vitesse limite des trous sous champ électrique est de l'ordre de $10^6 cm\,s^{-1}$ dans un matériau homogène.

Nous avons vu que le temps moyen que met un trou pour passer d'un puits à son voisin est égal à 0,2 ps. A cause des barrières à grand gap CdZnMgTe, les trous sont bloqués dans les derniers puits et s'accumulent. Ce tri des porteurs par le champ externe conduit à créer un contre-champ. Afin d'estimer un ordre de grandeur, on fait le raisonnement suivant : On assimile les puits à des surfaces chargées infinies, le contre-champ dû à un puits chargé prend la valeur :

$$\frac{\sigma}{2\varepsilon_s}$$

où σ est la densité surfacique des charges dans le puits et ε_s=10,2 est la permittivité diélectrique statique.

Avant toute migration, la structure est électriquement neutre en tout point car les puits contiennent autant d'électrons que de trous photogénérés. Aprés n sauts, les trous

s'accumulent dans les derniers puits et libèrent les premiers. Cela a pour conséquence de créer un contre-champ de l'ordre de :

$$\frac{n\sigma}{\varepsilon_s}$$

avec $\sigma = 3{,}9\text{x}10^{10}\,\text{cm}^{-2}$ x $1{,}6\text{x}10^{-19}\,\text{C} = 6{,}24\text{x}10^{-9}\,\text{C cm}^{-2}$

Grâce à la figure 6, nous avions déterminé que la valeur minimale du contre-champ était 107 kVcm^{-1}. Pour atteindre cette valeur, notre calcul donne un minimum de n = 15 sauts.

Le temps mis par les trous lourds pour migrer de 15 puits est donc de 3 ps. Le temps d'établissement de l'effet d'écran trouvé expérimentalement est inférieur à 10 ps, ceci est tout à fait compatible avec le résultat de notre calcul.

Cette migration ne donne pas naissance à un photocourant important car les porteurs sont bloqués par les barrières à grande bande interdite des couches CdZnMgTe. En effet, celles-ci assurent un saut de potentiel de 0,8eV pour les électrons et de 0,4eV pour les trous, ce qui donne des temps d'échappement par émission thermoionique et par tunnel largement supérieure à la durée de vie des porteurs. Ceci explique que nous ayons trouvé un temps de persistance de l'effet d'écran supérieur à 10ns.

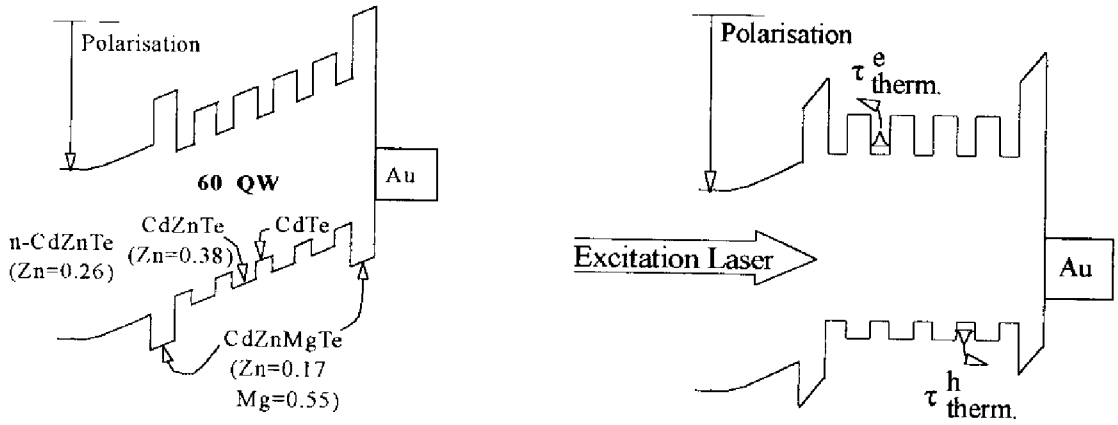


fig. 7 : Comportement schématique de la structure pendant l'expérience.
A gauche : Avant l'excitation. A droite : Pendant et après l'excitation.

La figure 7 résume schématiquement le comportement de la structure durant la photoexcitation de durée 20 ps.

IV-Estimation de l'efficacité de diffraction maximale

La figure 8a montre la variation d'absorption [3] et la variation d'indice obtenue par transformation de Kramers-Krönig. Nous constatons que l'écrantage du champ dans notre structure induit des variations d'indice et d'absorption respectivement de $2{,}6\times10^{-2}$ à $\lambda = 804{,}5$ nm et de 4000 cm^{-1} pour $\lambda = 806$nm. Ces effets optiques nonlinéaires permettent de prévoir l'efficacité de diffraction. Grâce au modèle de Kogelnik [11], nous estimons l'efficacité de diffraction maximum à attendre d'une telle structure polarisée sous 35 V en configuration de Bragg (cf. figure 8b) :

$$\eta = (1-R)^2 \exp(-\alpha d) \{ \sin^2(\pi \Delta n d/\lambda_S) + \mathrm{sh}^2(\Delta\alpha d/4) \}$$

où $\Delta\alpha$, Δn sont les amplitudes des variations d'absorption et d'indice de la figure 8a, d est l'épaisseur du réseau (i.e. l'épaisseur totale des puits), α est l'absorption moyenne dans la direction de croissance.

La figure 8b affiche une efficacité de diffraction maximale de $1{,}5\times10^{-3}$ pour des énergies d'excitation de 2 $\mu J/cm^2$. Cette même structure à multipuits quantiques a été étudiée sans

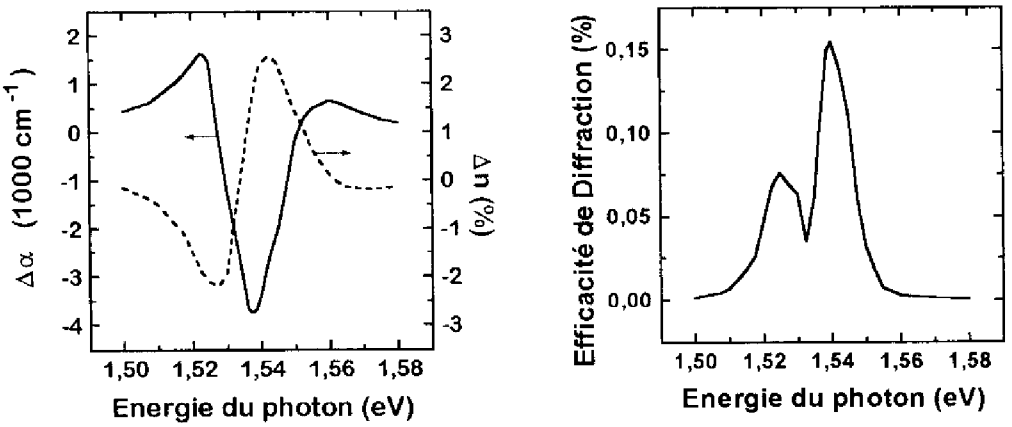


*fig. 8 : **a)** Spectres [3] des variations d'absorption et d'indice lors de l'application d'un champ électrique de 150 kV/cm (35 V). **b)** Efficacité de diffraction escomptée grâce au modèle de Kogelnik [11].*

champ électrique appliqué, l'efficacité atteint alors $0,7x10^{-3}$ avec des énergies d'excitation de l'ordre de 700 $\mu J/cm^2$. Dans ce cas, l'effet physique mis en jeu est uniquement dû à la présence d'un plasma. Le coefficient de mérite M introduit au chapitre 1 prend les valeurs $M = 0,001\ cm^2 / mJ$ pour la structure sans champ électrique appliqué alors que $M = 0,75\ cm^2 / mJ$ (calculé) en présence d'un champ électrique. Notons que cette valeur de M est nettement plus faible que celle que l'on peut calculer à partir des résultats publiés par Canoglu et al. [1]. Pour ces travaux, nous estimons que M = 10 en admettant un facteur de transmission de 0,5 dû aux interfaces. Ce résultat est surprenant dans la mesure où le contre-champ calculé sur cette base ne représente que 10% du champ appliqué. Il pourrait y avoir à notre avis une sous-estimation de l'énergie de commande d'un facteur au moins 3. Il reste que leur résultat serait 5 fois plus élevé que l'évaluation basée sur nos résultats. Une interprétation envisageable serait que tous les porteurs photogénérés dans notre structure ne participent pas à l'écrantage du champ. Par exemple, les porteurs photogénérés dans les puits élaborés à basse température pourraient se recombiner à l'échelle picoseconde.

V-Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons d'abord présenté des expériences de modulation de transmission d'une impulsion de 20 ps à travers une structure à multipuits quantiques CdTe / CdZnTe lorsqu'un champ électrique est appliqué. Ces expériences ont donné des résultats comparables à ceux obtenus par Haas et al. [3], c'est-à-dire une augmentation de transmission de prés de 60% lorsque un champ de 150 $kVcm^{-1}$ est appliqué.

Le résultat le plus original est que l'effet du champ de 150 $kVcm^{-1}$ disparaît en moins de 10 ps lorsqu'une impulsion de 2 $\mu J/cm^2$ (λ = 806 nm) excite la structure. Notre interprétation est que les trous ne restent pas captifs des puits car leur confinement y est très faible. Ils s'en échappent par émission thermoionique en un temps que nous avons estimé être de l'ordre de 1 ps. En outre, nous avons constaté que le temps de persistance minimal de cet effet d'écran était de 10 ns.

Un calcul prospectif a montré que l'efficacité de diffraction, due à l'écrantage du champ électrique appliqué, atteindrait $1,5x10^{-3}$ pour une excitation de 2 $\mu J/cm^2$. Cette valeur est à comparer avec une efficacité de diffraction de $0,7x10^{-3}$ pour une pompe de 700 $\mu J/cm^2$ obtenue dans la même structure sans champ électrique appliqué. Dans ce cas, la diffraction est uniquement due à la présence d'un plasma (cf. chap. 1). Un coefficient de mérite M défini comme le rapport de l'efficacité sur la densité d'énergie d'excitation serait alors nettement à l'avantage de l'effet d'écran : $M_{écran} = 0,75\ cm^2 / mJ$ et $M_{plasma} = 0,001\ cm^2 / mJ$.

Cette bonne performance concernant le rendement de modulation est aussi liée au fait que les impulsions lumineuses (20 ps) sont assez longues pour tirer totalement parti de l'écrantage mais assez courtes pour éliminer les effets de durée de vie et de diffusion latérale.

VI-Bibliographie

[1] E. Canoglu, C.-M. Yang, E. Garmire, D. Mahgerefteh, A. Partovi, T.H. Chiu, G.J. Zydzik, Appl. Phys. Lett., **69**, 316, (1996).

[2] D. Mahgerefteh, E. Canoglu, M. Yang, E. Garmire, A. Partovi, T.H. Chiu, A.N. Glass, G.J. Zydzik, 269, CLEO 94.

[3] H. Haas, Thèse, Université Grenoble1, (1995). Equipe du CENG : J.L. Pautrat, N. Magnea, DRFMC/SPMM/PSC.

[4] R. Grac, M. Pugnet, N. Magnea, J.L. Pautrat, 9th Conference on Semiconducting and Insulating Materials, (1996), Toulouse.

[5] A.M. Fox, D.A.B. Miller, G. Livescu, J.E. Cunningham, W.Y. Jan, IEEE Journal of Quantum Electronics, **27**, 2281, (1991).

[6] H. Schneider, K. v.Klitzing, Phys.Rev.B, **38**, 6160, (1988).

[7] S.M. Sze, « Physics of Semiconductor Devices », 2nde edition, John Wiley and Sons.

[8]A. Partovi, A.M. Glass, D.H. Olson, Appl. Phys. Lett., **58**, 334, (1991).

[9] C. Neumann, A. Nöthe, N.O. Lipari, Phys. Rev. B, **37**, 922, (1988).

[10] Le Si Dang, G. Neu, R. Romestain, Sol. State Comm., **44**, 1187, (1982).

[11] H. Kogelnik, The Bell system technical Journal, **48**, 2909, (1969)

CONCLUSION

Dans ce mémoire, nous nous sommes attachés à étudier la déflexion tout-optique par réseaux photoinduits dans certains semiconducteurs.

Dans le premier chapitre, nous avons rappelé les notions élémentaires concernant les différentes configurations de diffraction. Nous avons, en outre, introduit la définition de coefficients de mérite dans le but de comparer les performances des structures.

Dans le second chapitre, nous avons décrit les différents dispositifs expérimentaux utilisés dans ce travail en insistant sur leurs qualités propres. Nous exposons, en particulier, les différents tests visant à caractériser la figure d'interférence et la ligne à retard.

Dans le troisième chapitre, nous avons étudié deux matériaux II-VI, CdZnTe et HgCdTe, dans le domaine spectral de la queue d'Urbach. Nous avons enregistré, dans ces deux cas, une efficacité de diffraction de 7% pour une énergie de pompe d'environ 2 mJ cm^{-2}. L'ensemble des résultats expérimentaux est expliqué par un modèle basé sur l'écrantage statique des microchamps électriques locaux dus aux phonons LO. Cette modélisation permet d'expliquer, notamment, l'ordre de grandeur de l'efficacité de diffraction par l'existence d'un réseau d'indice prépondérant dans ce domaine spectral. Le matériau HgCdTe présente l'avantage d'offrir un maximum d'efficacité de diffraction autour de la longueur d'onde $\lambda = 1,55$ µm, utilisée pour les télécommunications.

Dans le chapitre 4, nous avons présenté des expériences de diffraction sur des puits quantiques GaInAs / GaInAsP. Nous avons obtenu sur cette structure une efficacité de 2,5% pour une énergie de pompe de l'ordre de 100 µJ cm^{-2}. Nous avons, de plus, développé un modèle tenant compte du remplissage de bandes et des effets de cavité Fabry-Pérot. Les calculs ont montré, en particulier, que l'efficacité de diffraction était amplifiée de plus d'un facteur 2 par rapport au cas sans cavité.

Le chapitre 5 présente des expériences de modulation de la transmission dans des puits quantiques CdTe / CdZnTe sous polarisation externe. Le résultat le plus original est que l'effet du champ appliqué de 150 $kVcm^{-1}$ disparaît en moins de 10 ps lorsqu'une impulsion de 2 $\mu J/cm^2$ (λ = 806 nm) excite la structure. Notre interprétation est que les trous ne restent pas captifs des puits car leur confinement y est très faible. Ils s'en échappent par émission thermoionique en un temps que nous avons estimé être de l'ordre de 1 ps. En outre, nous avons constaté que le temps de persistance minimal de cet effet d'écran était de 10 ns.

Nous reportons dans le tableau ci-dessous des résultats de rendement de diffraction obtenus en configuration dégénérée pour des pas de réseau dans le domaine {10 µm-30µm}.

L' épaisseur de matière est à peu près égale à α^{-1} grâce au choix de la longueur d'onde de pompe. Les coefficients de mérite M et N (définis au chap. 1) nous permettent de comparer les performances des structures étudiées.

Structure à puits quantiques:	Energie de pompe($\mu J/cm^2$)	Epaisseur de puits (µm)	Efficacité (%)	$h\nu_{exc.}$ (eV)	M cm^2 / mJ	N $cm^2 mJ^{-1} \mu m^{-1}$
CdTe/CdZnTe (plasma, chap. 1)	700	0,47	0,07	1,59	0,001	0,002
GaInAs(1,55µm)/ $Q_{1,18}$	100	1,5	2,5	0,8	0,25	0,17
CdTe/CdZnTe sous polarisation (calculé chap. 5)	2	0,47	0,15	1,54	0,75	1,5

Dans les deux premières lignes du tableau, la diffraction est due à la présence d'un plasma de porteurs photogénérés. Les valeurs obtenues sur CdTe / CdZnTe en régime plasma sont plus faibles que celles de GaInAs / $Q_{1,18\mu m}$ même si on les corrige des effets de cavité (augmentation de près d'un facteur 2,5 de l'efficacité de diffraction). En revanche, lorsque la même structure CdTe / CdZnTe est polarisée, les porteurs écrantent le champ appliqué et sont alors susceptibles de donner des coefficients de mérite près de 700 fois plus élevés que dans le cas du régime plasma.

En conclusion, les composants diffractifs à temps de réponse picoseconde nous semblent devoir combiner les effets d'écrantage du champ électrique sur l'absorption avec une cavité Fabry-Pérot optimisée pour gagner, par exemple, un facteur 10 sur l'efficacité de diffraction.

L'abaissement de l'énergie de commande résultant de cette combinaison serait suffisant pour travailler à une fréquence de commutation de, typiquement, 100 MHz. De nombreuses applications sont envisageables dans le domaine de fréquence couvert.

La difficulté pour atteindre des fréquences plus élevées réside dans l'évacuation des porteurs libres. Une solution envisageable est alors l'optique nonlinéaire sans génération de porteurs.

Thèse de **Rodolphe GRAC** :

« Physique de la déflexion picoseconde par réseaux photoinduits dans les semiconducteurs »

Résumé :

Notre travail s'intègre dans les recherches actuelles sur la continuité optique du traitement et du transport de l'information. Une des techniques visant à assurer cette continuité optique consiste à réaliser une commutation de voies par déflexion holographique. Nous avons étudié théoriquement et expérimentalement la déflexion d'impulsions laser d'une durée voisine de 20 picosecondes par des réseaux photoinduits dans les semiconducteurs. Après avoir décrit et caractérisé les dispositifs expérimentaux, nous présentons les performances de deux matériaux massifs II-VI, CdZnTe (à la longueur d'onde 0,8micron) et HgCdTe (à la longueur d'onde 1,5micron). Dans le domaine spectral de la queue d'Urbach, l'efficacité de diffraction au premier ordre atteint sept pour cent pour les deux matériaux. L'ensemble des résultats expérimentaux est expliqué par un modèle basé sur l'écrantage statique des microchamps électriques locaux dus aux phonons LO. Dans un second temps, nous étudions les réseaux plasma photogénérés dans des puits quantiques InGaAs / InGaAsP inclus dans une cavité de Fabry-Pérot. Les résultats sont comparés à une modélisation prenant en compte les effets de cavité. Ceux-ci induisent une amplification du signal diffracté dont les limites sont discutées. Nous présentons enfin des résultats de modulation de transmission optique dans des puits quantiques CdTe / CdZnTe sous polarisation externe. Nous montrons que les porteurs photogénérés écrantent le champ électrique appliqué produisant ainsi une variation d'absorption par disparition de l'effet Stark dans les puits. Après avoir introduit des coefficients de mérite, nous comparons les performances des différentes structures.

Mots clefs :

Réseaux transitoires, Multipuits quantiques, Efficacité de diffraction, Cavité Fabry-Pérot, Queue d'Urbach, Ecrantage, Optique nonlinéaire, Déflexion picoseconde

« Physics of the deflection of picosecond light pulses from photogenerated gratings in semiconductors »

Abstract :

This work is in the scope of the present research concerning all-optical data processing in high-speed telecommunication networks. One possible way to provide all-optical data routing is spatial switching by holographic deflection. The deflection of picosecond laser pulses by the spatial modulation of the density of a photogenerated electron-hole plasma (due to the interference of two optical beams) is theoretically and experimentally studied. After describing the experimental setup and characterizing its performances, we present the results of diffraction experiments on two II-VI samples, CdZnTe (at a wavelength of 0,8micron) and HgCdTe (at a wavelength of 1,55micron). The first order diffraction efficiency amounts up to seven percent in the spectral domain of the Urbach tail of the two investigated semiconducting alloys. The experimental results are explained by a model based on the static screening of local electrical microfields inside the crystal due to LO phonons. Furthermore, diffraction in InGaAs / InGaAsP multiquantum wells embedded in a Fabry-Pérot cavity is investigated. The results are analyzed by a model which takes into account the cavity effects. These give rise to a diffraction enhancement, the limits of which are discussed. Finally, we present results of optical transmission modulation experiments on CdTe / CdZnTe multiquantum wells with an applied external electric field. It is shown that the photogenerated carriers screen the electric field. This gives rise to an absorption variation due to the extinction of the Stark effect in the multiquantum wells. Defining figures of merit, diffraction properties of all studied structures are compared.

Key Words :

Transient gratings, Multiple quantum wells, Diffraction efficiency, Fabry-Pérot cavity, Urbach tail, Static screening, Nonlinear optics, Picosecond deflexion