UNIVERSITÉ DE MONTRÉAL

ÉTUDE DE LA DYNAMIQUE ULTRA-RAPIDE DES PORTEURS DANS LES NANOSTRUCTURES

BENOIT REID
DÉPARTEMENT DE GÉNIE PHYSIQUE
ÉCOLE POLYTECHNIQUE

THÈSE PRÉSENTÉE EN VUE DE L'OBTENTION
DU GRADE DE PHILOSOPHIAE DOCTOR (Ph.D.)
(GÉNIE PHYSIQUE)
AVRIL 1997

@ Benoit Reid, 1997.

National Library of Canada
Bibliothèque nationale du Canada

Acquisitions and Bibliographic Services
Acquisitions et services bibliographiques

395 Wellington Street
Ottawa ON K1A 0N4
Canada

395, rue Wellington
Ottawa ON K1A 0N4
Canada

Your file Votre référence

Our file Notre référence

The author has granted a non-exclusive licence allowing the National Library of Canada to reproduce, loan, distribute or sell copies of this thesis in microform, paper or electronic formats.

L'auteur a accordé une licence non exclusive permettant à la Bibliothèque nationale du Canada de reproduire, prêter, distribuer ou vendre des copies de cette thèse sous la forme de microfiche/film, de reproduction sur papier ou sur format électronique.

The author retains ownership of the copyright in this thesis. Neither the thesis nor substantial extracts from it may be printed or otherwise reproduced without the author's permission.

L'auteur conserve la propriété du droit d'auteur qui protège cette thèse. Ni la thèse ni des extraits substantiels de celle-ci ne doivent être imprimés ou autrement reproduits sans son autorisation.

0-612-33027-3

Canada

UNIVERSITÉ DE MONTRÉAL

ÉCOLE POLYTECHNIQUE DE MONTRÉAL

Cette thèse intitulée:

ÉTUDE DE LA DYNAMIQUE ULTRA-RAPIDE DES PORTEURS DANS LES NANOSTRUCTURES

présentée par : REID Benoit

en vue de l'obtention du grade de : Philosophiae Doctor

a été dûment acceptée par le jury d'examen constitué de :

M. WERTHEIMER Michael R., D.Sc.A., président

M. MACIEJKO Romain, Ph.D., membre et directeur de recherche

M. LEONELLI Richard, Ph.D., membre

M. MORRIS Denis, Ph.D., membre

REMERCIEMENTS

J'exprime tout d'abord ma reconnaissance à mon directeur de thèse, M. Romain Maciejko, pour m'avoir accueilli dans son groupe et avoir stimulé mon intérêt pour l'optique et l'optoélectronique. Nos nombreuses discussions m'ont été utiles dans l'exploration des nouveaux sentiers nécessaires à un tel travail.

La réalisation de ce travail n'aurait pu être possible sans la généreuse contribution en échantillons de M. Toshi Makino, de Nortel Technology. Je désire également remercier M. Richard Leonelli, pour ses conseils sur la photoluminescence, M. Denis Morris, pour l'accès à son laboratoire, M. Michel Abou-Khalil, instigateur du simulateur Monte Carlo, et M. Alain Champagne, pour son sens critique et son soutien informatique. L'expertise technique de M. Pierre-André Dion et de M. Yvon Lemire est aussi très appréciée.

J'adresse un remerciement spécial à M. Pierre Tronc, de l'ESPCI, et à M. Habib Mani, qui, grâce à leurs généreux conseils, ont contribué à la réalisation de la présente thèse.

Ma gratitude s'adresse également à Mme Annick Delage pour ses encouragements constants et son aide précieuse à la correction.

Enfin, j'aimerais remercier le Conseil de recherches en sciences naturelles et en génie (CRSNG) ainsi que le Fonds pour la formation des chercheurs et l'aide à la recherche (FCAR) pour leur soutien financier.

RÉSUMÉ

Il a été démontré dans la littérature que le transport, la capture et l'émission des porteurs de charge influent sur la performance des diodes laser à puits quantiques multiples. De plus, celle-ci ne répond pas aux prévisions théoriques. Dans cette thèse, on étudie le transport, la relaxation et la recombinaison des porteurs dans les hétérostructures laser à puits quantiques multiples, en régimes stationnaire et transitoire.

Cette thèse démontre que le temps de transport des porteurs dans les régions de confinement des lasers à puits quantiques multiples InGaAsP/InP sous contraintes est inférieur à 2 ps pour une faible densité de porteurs; ensuite, que les distributions d'électrons et de trous dans les puits sont en quasi-équilibre thermodynamique après 1 ps, ce qui implique que le concept de temps de capture, tel qu'obtenu par l'inverse du taux de transition quantique entre un état confiné et un état non confiné du puits, n'a pas besoin d'être utilisé explicitement; et, enfin, que la recombinaison des porteurs est principalement radiative.

L'étude du transport, de la relaxation et de la recombinaison des porteurs est basée sur une interprétation conjointe et détaillée de la photoluminescence standard, de la photoluminescence résolue en temps ainsi que des simulations à l'aide

d'un modèle Monte Carlo bipolaire couplé à l'équation de Poisson, de structures réelles de diodes laser à puits quantiques multiples sous contraintes. Ainsi, dans un premier temps, on traite de la conception et de la réalisation des outils nécessaires à l'étude : laser Ti:saphir femtoseconde à modes autobloqués, photoluminescence standard, photoluminescence résolue en temps par conversion des fréquences vers le haut (*upconversion*), calcul de bande de puits quantiques sous contraintes basé sur un hamiltonien de Kohn-Luttinger 8×8 et d'un simulateur bipolaire Monte Carlo couplé à l'équation de Poisson. Dans un deuxième temps, on présente et interprète les résultats de photoluminescence standard et résolue en temps obtenus sur une large gamme de températures et d'intensités d'excitation.

Les travaux de cette thèse mènent aux conclusions suivantes. Dans les conditions d'injection par photoexcitation, l'interaction coulombienne entre les électrons et les trous fait en sorte que le transport est toujours ambipolaire. Cela implique qu'un simulateur Monte Carlo semi-classique est suffisant pour bien le décrire. Ce simulateur doit nécessairement inclure les deux types de porteurs. De plus, lorsque la densité de porteurs est assez faible pour ne pas être dégénérée, le transport dans les régions de confinement est très rapide grâce au courant d'entraînement. Pour des densités de porteurs plus élevées, le transport dans les régions de confinement est ralenti à cause du remplissage des puits par les électrons. Toutefois, un modèle $\mathbf{k} \cdot \mathbf{p}$ tenant compte du mélange des bandes indique que les puits pourraient accueillir plus de porteurs que prédit par un simple modèle de bandes paraboliques. Il est démontré que l'augmentation du temps de transport dans les régions de confinement est liée à la dégénérescence, et non au passage d'un transport unipolaire à un transport ambipolaire.

Le transfert des porteurs dans les puits est très rapide et, après 1 ps, ceux-ci sont

convenablement décrits par des distributions de Fermi-Dirac chaudes. Dans ces conditions, le concept de temps de capture n'a pas besoin d'être utilisé explicitement. Le transfert dans les puits est principalement lié au transport dans les barrières et dépend peu de la température du réseau et de l'intensité d'excitation. La température effective des porteurs est celle des électrons. Elle correspond à la différence entre l'énergie qui entre dans le système par la photoexcitation et celle qui est transférée aux phonons. De plus, le transfert de l'énergie vers les phonons est en partie ralenti par les phonons chauds. Ces phonons introduisent un couplage entre des porteurs qui sont situés dans des régions différentes de l'hétérostructure. Aussi, il est montré que, pour des intensités d'excitation faibles, la température effective des porteurs reste élevée en raison d'une diminution de la relaxation des électrons suivant une diminution de l'interaction électron-trou.

Enfin, les résultats indiquent que la recombinaison des porteurs est radiative. De plus, il est suggéré que la recombinaison Auger est négligeable dans les structures étudiées, même si la structure est à dopage modulé de type P et que les puits contiennent une grande densité de trous. Cela est en partie dû à la modification de la structure de bande par les contraintes mécaniques.

ABSTRACT

It has been shown that carrier transport, capture and emission are very important factors affecting the performance of multiple quantum well lasers. Also, it is a fact that the actual performance of those lasers is not as good as the performance predicted by theoretical calculations. In this dissertation, carrier transport, relaxation and recombination in multiple quantum well lasers are studied in the steady state and transient regime.

This thesis shows that carrier transport in the confinement regions of strained InGaAsP/InP multiple quantum well lasers is faster than 2 ps for a low carrier density; that electrons and holes are already in quasi-equilibrium after 1 ps, so the concept of capture time, as obtained from the inverse of the quantum transition rate between an unconfined and a confined states, is not necessary; and finally, that carrier recombination is radiative.

The work on carrier transport, relaxation and recombination is based on a careful interpretation of the steady state and time-resolved photoluminescence as well as of bipolar Monte Carlo - Poisson simulations in real strained multiple quantum well laser structures. At first, the dissertation presents the design and the implementation

of important tools for this study: self-mode-locked femtosecond Ti:sapphire laser, steady-state photoluminescence and time-resolved photoluminescence by upconversion setups, band structure calculations of strained quantum wells based on a Kohn-Luttinger Hamiltonian, and a bipolar Monte Carlo simulator coupled to the Poisson equation. Then, steady-state and time-resolved photoluminescence results, obtained for various conditions of temperature and excitation, are presented.

From this work, the following conclusions can be drawn. The Coulomb interaction between electrons and holes in optical injection, ensures that the transport is always ambipolar. This implies that when using a Monte Carlo simulator it is necessary to consider both types of carriers to obtain a realistic description, Also, when the photoexcited carrier density is low enough to neglect bandfilling, the transport in the confinement regions if very fast. This is explained by a complex interplay between diffusion and drift. For higher photoexcited carrier densities, the transport is slowed down in the confinement regions because of the bandfilling in the wells. Nevertheless, a $\mathbf{k} \cdot \mathbf{p}$ model, that takes into account band mixing, shows that there could be more carriers than what is usually accepted in the wells. It is shown that the higher transport delay time is caused by bandfilling and not by a change from unipolar to ambipolar transport.

Carrier transfer into the wells is very fast, and on a picosecond timescale, they are well described by heated Fermi-Dirac distributions. Under those conditions, the concept of a capture time is not necessary. The carrier transfer into the wells depends upon the transport in the barriers and does not vary much with temperature or carrier density. The effective carrier temperature is close to the electron temperature, and is well described by taking into consideration the difference between the energy that is introduced into the carrier system by optical injection and the energy that

is released to the phonons. Also, carrier relaxation is slowed down because of the hot phonon effect. It is shown that those phonons couple carriers found in different parts of the heterostructure. For low carrier densities, the carrier temperature is higher than normal because of a reduced carrier-carrier interaction.

The results indicate that carrier recombination is mostly radiative. Also, it is shown that Auger recombination is negligeable in the modulation doped P-type multiple quantum well laser structures investigated. This is caused by a strain induced band structure modification.

TABLE DES MATIÈRES

REMERCIEMENTS iv

RÉSUMÉ vi

ABSTRACT ix

TABLE DES MATIÈRES xii

LISTE DES TABLEAUX xv

LISTE DES FIGURES xvi

LISTE DES ANNEXES xxiv

INTRODUCTION 1

CHAPITRE 1 Le laser Ti:saphir à impulsions ultra-brèves 13

1.1 Historique de la génération d'impulsions brèves 13

1.2 Le blocage de modes 18

1.3 L'autoblocage de modes par effet Kerr 21

1.4 Astigmatisme de la cavité optique 26

1.5 Compensation de la dispersion dans la cavité 29

1.6 Mesure des impulsions ultra-brèves 34

1.7 Résultats expérimentaux 38
1.8 Conclusion 42

CHAPITRE 2 Photoluminescence standard et résolue en temps par génération de fréquence 43

2.1 Introduction 43
2.2 Montages expérimentaux 45
2.2.1 Photoluminescence standard 45
2.2.2 Photoluminescence des matériaux GaInAsSb 46
2.2.3 Photoluminescence résolue en temps 51
2.3 Analyse des résultats 57
2.4 Modélisation du transport des porteurs par la méthode Monte Carlo . 59
2.4.1 Équation de transport de Boltzmann 60
2.4.2 Simulateur Monte Carlo et taux de diffusion 62
2.4.3 État initial et sortie des statistiques 66
2.4.4 Absorption des porteurs 71
2.4.5 Cas des structures à puits quantiques 74
2.5 Conclusion 77

CHAPITRE 3 Structure de bandes de puits quantiques sous contraintes 79

3.1 Introduction 79
3.2 Le modèle $\mathbf{k} \cdot \mathbf{p}$ 80
3.3 Méthode de solutions 83
3.4 États confinés d'un puits quantique sous contraintes 87
3.5 Transition optique dans un puits quantique sous contraintes 92
3.6 Conclusion 95

CHAPITRE 4 Photoluminescence standard des structures laser à puits quantiques **96**

4.1 Introduction 96

4.2 Description des échantillons et de leur équilibre thermodynamique . . 97

4.3 Résultats 99

4.3.1 Influence de l'intensité d'excitation sur l'intensité de la photoluminescence 106

4.3.2 Influence de l'intensité d'excitation sur la position et la largeur du pic de photoluminescence 110

4.3.3 Porteurs chauds 114

4.3.4 Transfert des porteurs dans les puits 122

4.4 Conclusion 126

CHAPITRE 5 Photoluminescence résolue en temps des structures laser à puits quantiques **127**

5.1 Introduction 127

5.2 Résultats 127

5.2.1 Recombinaison des porteurs 132

5.2.2 Transfert des porteurs dans les puits 135

5.2.3 Diffusion des porteurs dans les régions de confinement 142

5.2.4 Distribution des porteurs 144

5.3 Conclusion 150

CONCLUSION **151**

BIBLIOGRAPHIE **158**

ANNEXES **182**

LISTE DES TABLEAUX

1.1 Progression dans la génération d'impulsions dans les lasers Ti:saphir à modes autobloqués pompés par un laser Ar^+. 17

1.2 Produit $\Delta t \Delta \nu$ pour différents profils temporels d'impulsion. 20

1.3 Rapport entre la durée des impulsions Δt et la largeur d'autocorrélation Δr pour différents profils temporels d'impulsions. 36

4.1 Pente de la relation entre $\log I_{PL}$ et $\log I$. 108

5.1 Durée de vie de la photoluminescence et coefficient de recombinaison radiative à 77 K. 134

5.2 Temps de montée de la photoluminescence des puits. 137

B.1 Paramètres des matériaux binaires à 300 K utilisés dans le simulateur Monte Carlo. 188

D.1 Paramètres des matériaux binaires utilisés pour le calcul de bande d'hétérostructures sous contraintes à 300 K. 196

LISTE DES FIGURES

1.1 Schéma de la cavité du laser Ti:saphir à autoblocage de modes utilisée dans les calculs. La cavité est terminée par deux miroirs plans. Les deux lentilles ont une longueur focale f et le cristal a une longueur l. δ est le paramètre de stabilité de la cavité. 23

1.2 Variation du rayon du faisceau sur les miroirs plans délimitant la cavité, en fonction du paramètre de stabilité pour a) différentes longueurs du bras le plus court de la cavité; b) différentes positions du cristal par rapport au col du faisceau à puissance nulle. Pour les calculs, $f = 5$ cm, $d_2 = 90$ cm et $l = 9$ mm. 25

1.3 Variation du rayon du faisceau sur le miroir 1 en fonction du paramètre de stabilité pour différentes longueurs de cristal et pour une longueur focale de a) 5 cm b) 6 cm. Pour les calculs, $d_1 = 60$ cm et $d_2 = 90$ cm. 27

1.4 Angle de compensation de l'astigmatisme en fonction de l'épaisseur d'un cristal de Ti:saphir pour un miroir de longueur focale de 5 cm. . 29

1.5 Paire de prismes utilisée comme élément de dispersion négative. Les faces internes des prismes sont parallèles. Le plan miroir est positionné de telle sorte que le faisceau de retour est superposé au faisceau d'entrée. 31

1.6 Dispersion du deuxième et du troisième ordre d'un cristal de Ti:Al_2O_3 en fonction de la longueur du cristal à une longueur d'onde de 810 nm. 32

1.7 Compensation de la dispersion de vitesse de groupe d'un cristal de Ti:Al_2O_3 de 9 mm par une paire de prismes en fonction de la longueur d'onde pour différents matériaux. 33

1.8 Dispersion résiduelle totale du troisième ordre dans la cavité du Ti:saphir lorsque la distance entre les prismes est telle que la dispersion de vitesse de groupe est nulle. 34

1.9 Schéma de montage d'un autocorrélateur non colinéaire. PM: photomultiplicateur 35

1.10 Schéma de montage du laser Ti:saphir à modes autobloqués pompé par un laser Ar^+ en continu. 38

1.11 Autocorrélation du laser Ti:saphir à modes autobloqués. 40

1.12 Spectre du laser Ti:saphir à modes autobloqués. 41

2.1 Schématisation du principe de la mesure d'un signal rapide par génération de fréquence. 45

2.2 Schéma du montage de photoluminescence standard. D: détecteur. S: échantillon. 46

2.3 Spectres de photoluminescence d'alliages de $Ga_{0,77}In_{0,23}As_{0,19}Sb_{0,81}$ à une intensité d'excitation de 3 kW/cm^2. 47

2.4 Spectres de photoluminescence d'alliages de $Ga_{0,77}In_{0,23}As_{0,19}Sb_{0,81}$ obtenus en 1) à 4,5 K à une intensité d'excitation de a) 125, b) 250, c) 300, d) 1 100, e) 1 400, f) 1 800 W/cm^2; et en 2) à 48 K à une intensité de 570 W/cm^2. 50

2.5 Schéma du montage de photoluminescence résolue en temps d'une résolution temporelle de 100 femtosecondes. $\lambda/2$: lame demi-onde. PBS : séparatrice de polarisation. NL : cristal non linéaire. 52

2.6 Angle d'acceptation de cristaux non linéaires de 1 mm d'épaisseur en fonction de la longueur d'onde de la luminescence pour un faisceau pompe à 800 nm. 54

2.7 Élargissement temporel dû à la disparité entre les vitesses de groupe des faisceaux de pompe et de luminescence. 56

2.8 Signal de corrélation entre le faisceau de pompe du cristal non linéaire et la diffusion du faisceau d'excitation sur la surface de l'échantillon. . 57

2.9 Principaux taux de diffusion des électrons dans p-InGaAs (dopage: 5×10^{16} cm^{-3}) à 300 K en fonction de l'énergie cinétique des particules. Les nombres correspondent aux diffusions suivantes: 1) phonons acoustiques, 2) impuretés ionisées, 3) piézo-électrique, 4) alliage, 5) émission de phonons optiques polaires et 6) absorption de phonons optiques polaires. 66

2.10 Principaux taux de diffusion intrabande des trous lourds dans p-InGaAs (dopage: 5×10^{16} cm^{-3}) à 300 K en fonction de l'énergie cinétique des particules. Les nombres correspondent aux diffusions suivantes: 1) phonons acoustiques, 2) émission de phonons optiques polaires, 3) absorption de phonons optiques polaires, 4) émission de phonons optiques non polaires et 5) absorption de phonons optiques non polaires. 67

2.11 Principaux taux de diffusion interbande des trous lourds dans p-InGaAs (dopage: 5×10^{16} cm^{-3}) à 300 K en fonction de l'énergie cinétique des particules. Les nombres correspondent aux diffusions suivantes: transitions vers les trous légers 1) par phonons acoustiques, 3) par émission de phonons optiques polaires, 4) par absorption de phonons optiques polaires, 7) par émission de phonons optiques non polaires, 8) par absorption de phonons optiques non polaires; transitions vers les trous de la bande découplée par spin-orbite 2) par des phonons acoustiques, 5) par émission de phonons optiques polaires, 6) par absorption de phonons optiques polaires, 9) par émission de phonons optiques non polaires, 10) par absorption de phonons optiques non polaires. 68

2.12 Distribution d'énergie initiale des porteurs photoexcités dans InP: a) pour les électrons et b) pour les trous. Les lignes continues sont les distributions totales alors que les lignes brisées sont les contributions des trois bandes de valence à la photoexcitation. 70

2.13 Coefficient d'absorption dans les matériaux InGaAsP accordés en maille à l'InP pour des photons de 1,55 eV. 73

2.14 Dynamique du produit $n \times p$ à 300 K après une impulsion laser ultrabrève pour un puits quantique InGaAs/InP de 50 Ådopé à 5×10^{16} cm^{-3} (lignes brisées : dopage P; lignes continues : dopage N). Les courbes sont normalisées au maximum du produit $n \times p$, atteint si tous les porteurs sont dans le puits. Les densités initiales de porteurs sont a) $2,1 \times 10^{16}$ b) $2,1 \times 10^{17}$ et c) $2,1 \times 10^{18}$ cm^{-3}. 76

3.1 Structure de bandes des états confinés d'un puits quantique de 35 Å d'$In_{0,88}Ga_{0,12}As_{0,58}P_{0,42}$ entouré de barrières d'$In_{0,86}Ga_{0,14}As_{0,30}P_{0,70}$. a) bande de conduction, b) bande de valence. Ligne brisée : bande parabolique. 88

3.2 Carré des amplitudes des fonctions enveloppes pour le troisième état confiné (HH2) dans la bande de valence à a) $k = 0$ et b) $k = 0,35$ nm^{-1} pour la même structure qu'à la figure 3.1. 90

3.3 Densité d'états pour a) les électrons et b) les trous. Lignes brisées : densités d'états pour des bandes paraboliques. 91

3.4 Éléments de matrice de la transition optique entre les bandes de valence et de conduction en fonction de k. 94

3.5 Spectre d'absorption calculé à 77 K. 95

4.1 Schéma de la structure d'une diode laser à quatre puits quantiques émettant à 1,55 μm (structure A). Les valeurs Q sont les bandes interdites en micromètres à la température de la pièce. 98

4.2 Schéma des structures de diodes laser à huit et douze puits quantiques émettant à 1,3 μm (structure B et C). Les valeurs Q sont les bandes interdites en micromètres à la température de la pièce. 99

4.3 Diagrammes de bandes pour les structures a) A, b) B et c) C à 300 K. 100

4.4 Densités d'électrons et de trous pour les structures a) A, b) B et c) C à 300 K. Lignes continues : électrons. Lignes brisées : trous. 101

4.5 Spectres de photoluminescence à a) 300 K et b) 77 K de la structure A pour les intensités d'excitation suivantes : 8 300, 2 900, 912, 288, 91, 28, et 10 W/cm^2 (de haut en bas). 103

4.6 Spectres de photoluminescence à a) 300 K et b) 77 K de la structure B pour les intensités d'excitation suivantes : 8 300, 2 900, 912, 288, 91, et 28 W/cm^2 (de haut en bas). 104

4.7 Intensité totale de la photoluminescence de la structure B en fonction de l'intensité d'excitation à 300 K (×) et à 77 K (o). Les lignes continues servent à guider l'oeil. 108

4.8 Énergie du pic de photoluminescence à a) 300 K et b) 77 K en fonction de l'intensité d'excitation, pour la structure A. 111

4.9 Énergie du pic de photoluminescence à a) 300 K et b) 77 K en fonction de l'intensité d'excitation, pour les structures B (o) et C (×). Les barres d'erreur ne sont pas indiquées en b), car elles sont plus petites que les symboles. 112

4.10 Température effective des porteurs dans les puits en fonction de l'intensité d'excitation à a) 300 K et b) 77 K. Structure A (∗), structure B (o), structure C (×). 115

4.11 Température effective des porteurs dans les barrières en fonction de l'intensité d'excitation à 300 K. Structure A (∗), structure B (o), structure C (×). 116

4.12 Spectres de photoluminescence de la structure A à 77 K pour une forte intensité d'excitation: 16,6, 14,4, 11,5, 9,1, 5,0 et 2,5 kW/cm^2 (de haut en bas). 117

4.13 Rapport entre l'intensité de la photoluminescence des barrières et des puits en fonction de l'intensité d'excitation à a) 300 K et b) 77 K. Structure A (∗), structure B (o), structure C (×). Les lignes continues sont les résultats du modèle présenté dans le texte. 123

5.1 Spectres de photoluminescence résolue en temps de la structure A à 77 K pour une intensité laser de a) 1 200 et b) 2 200 W/cm^2. Les courbes ont été déplacées pour faciliter la compréhension. Les nombres indiquent les délais en ps. 128

5.2 Spectres de photoluminescence résolue en temps de la structure C à 77 K pour une intensité laser de a) 1 200 et b) 2 200 W/cm^2. Les courbes ont été déplacées pour faciliter la compréhension. Les nombres indiquent les délais en ps. 129

5.3 Spectres de photoluminescence résolue en temps de la structure B à 20 K pour une intensité laser de 1 200 W/cm^2. Les courbes ont été déplacées pour faciliter la compréhension. Les nombres indiquent les délais en ps. 131

5.4 Dynamique de la photoluminescence de l'InP (ligne continue) et de la transition $C1 - HH1$ (ligne brisée) pour la structure C à 77 K avec une excitation laser moyenne de 1 200 W/cm^2. 133

5.5 Dynamique de la photoluminescence des puits (•) et des barrières (×) de la structure A à 77 K pour une excitation moyenne de 1 200 W/cm^2. Les lignes continues sont les résultats obtenus du simulateur Monte Carlo. 136

5.6 Dynamique du produit $n \times p$ à 77 K pour la structure A (ligne continue), pour les puits de la structure B dans la région d'appauvrissement (ligne brisée) et pour les puits de la structure B hors de la région d'appauvrissement (ligne pointillée). 139

5.7 Population d'électrons et de trous à 77 K dans la région des puits de la structure B pour 1 200 W/cm^2 d'excitation laser moyenne. 141

5.8 Position du pic de photoluminescence en fonction du temps pour des énergies supérieures à l'énergie des barrières pour la structure A à 77 K pour les intensités laser moyennes suivantes : 600 (o), 1 200 (*) et 2 200 (×) W/cm^2. 142

5.9 Spectres de photoluminescence résolue en temps de la structure C à 77 K pour une intensité laser de 200 W/cm^2. Les courbes ont été déplacées pour faciliter la compréhension. Les nombres indiquent les délais en ps. 144

5.10 Température effective des porteurs dans l'InP pour la structure A à 77 K pour les intensités laser moyennes de 200 (o), 1 200 (×) et 2 200 (*) W/cm^2. La ligne continue est donnée par $\exp(-t/23)$. 145

5.11 Température effective des porteurs pour le pic basse énergie de la structure B à 77 K pour les intensités laser moyennes de 200 (*), 1 200 (×) et 2 200 (o) W/cm^2. La ligne continue est donnée par $\exp(-t/23)$. 146

5.12 Logarithme naturel de la probabilité de présence des électrons en fonction du temps dans les régions de confinement de la structure C à 77 K pour 1 200 W/cm^2 d'excitation laser moyenne. 148

5.13 Logarithme naturel de la probabilité de présence des électrons a) et des trous b) en fonction du temps dans les puits de la structure C à 77 K pour 1 200 W/cm^2 d'excitation laser moyenne. 149

LISTE DES ANNEXES

ANNEXE A Taux de diffusion dans les matériaux III-V en volume 182

A.1 Diffusion par les phonons acoustiques 183

A.2 Diffusion par les phonons optiques non polaires 183

A.3 Diffusion par les phonons optiques polaires 184

A.4 Diffusion par les phonons acoustiques polaires ou piézoélectriques . . 185

A.5 Diffusion par les impuretés ionisées 185

A.6 Diffusion par les alliages 185

ANNEXE B Paramètres des matériaux InGaAsP/InP utilisés dans le simulateur Monte Carlo 187

ANNEXE C Hamiltonien 8 × 8 de Kohn-Luttinger 189

C.1 Base de Bloch orthonormée 189

C.2 Éléments de matrice de l'hamiltonien de Kohn-Luttinger indépendant des contraintes mécaniques 190

C.3 Éléments de matrice de l'hamiltonien de Kohn-Luttinger dépendant des contraintes mécaniques 192

ANNEXE D Paramètres des matériaux InGaAsP/InP, InGaAsP/GaAs et AlGaAs/GaAs utilisés dans le calcul de bandes 194

ANNEXE E Éléments de matrice de la transition optique dans la base de Kohn-Luttinger **197**

INTRODUCTION

À l'ère de l'autoroute de l'information, on exige des débits d'information de plus en plus élevés pour satisfaire à la demande. À l'heure actuelle, les systèmes à fibres optiques sont en pleine expansion, en raison de leur fiabilité et de leur large bande passante. La croissance fulgurante dans ce domaine impose des contraintes toujours plus grandes sur les composantes des systèmes à fibres optiques, notamment sur les diodes laser à semi-conducteurs, qui servent à coder l'information qui est ensuite transmise par les fibres optiques. On espère toujours que ces lasers seront plus performants, c'est-à dire que leur courant de seuil sera plus faible, que leur bande passante de modulation sera plus élevée et que leur étalement en fréquence sera nul.

Les diodes laser qui sont apparues les premières sur le marché sont formées de couches de matériaux semi-conducteurs où la région active est d'environ 0,2 μm. Les alliages de choix pour les systèmes de communication par fibres optiques à 1,3 et à 1,55 μm sont des couches à base d'InGaAsP épitaxiées sur substrat d'InP. En revanche, depuis une dizaine d'années, on retrouve de plus en plus de diodes laser formées de couches beaucoup plus minces, environ 5 nm d'épaisseur, de ces mêmes alliages. Dans ces couches, des effets quantiques dus au confinement des porteurs se font sentir. On dit alors de celles-ci qu'elles forment des puits quantiques. Ces

nouveaux matériaux augmentent les performances des diodes laser, notamment en abaissant leur courant de seuil, en augmentant leur bande passante de modulation et en diminuant leur étalement en fréquence. Cependant, les performances obtenues n'ont pas atteint les résultats théoriques escomptés. Par exemple, alors qu'on prédisait des bandes passantes de modulation allant jusqu'à 100 GHz, on obtient présentement des valeurs d'environ 30 GHz.

Récemment, plusieurs auteurs ont démontré que le transport, la capture et l'émission des porteurs dans les hétérostructures à puits quantiques pouvaient limiter les bandes passantes de modulation en amplitude et en fréquence des diodes laser (Nagarajan et collab., 1991; Eisenstein et collab., 1991; Rideout et collab., 1991; Nagarajan et collab., 1992a; Nagarajan et collab., 1992b; Kan et collab., 1992; Kan et collab., 1993; Grabmaier et collab., 1993; Ralston et collab., 1993; Odagawa et collab., 1993; Tessler et Eisenstein, 1993; Lau, 1993; Kazarinov et Pinto, 1994; Ribeiro et collab., 1995). Auparavant, le temps de transport était jugé trop court pour avoir une influence sur la bande passante de modulation. Toutefois, des modèles ont montré qu'un temps court pouvait avoir des conséquences considérables sur la dynamique des diodes laser. De plus, la relaxation des porteurs dans les puits et les porteurs chauds peuvent aussi limiter la réponse en fréquence des diodes laser (Lester et Ridley, 1992; Tsai, Eastman et Lo, 1993; Tsai et collab., 1995a; Tsai et collab., 1995b; Tsai et collab., 1995c). Enfin, en régime stationnaire, le courant de seuil est directement lié au gain du laser. Ce gain dépend des porteurs injectés qui se recombinent radiativement à partir des niveaux d'énergie les plus bas des puits quantiques.

À partir de ces considérations, on conclut qu'il est très important d'étudier et de comprendre le transport, la relaxation et la recombinaison des porteurs dans les

hétérostructures laser à puits quantiques en régimes stationnaire et transitoire. Le transport des porteurs est lié à l'entraînement, due au champ électrique, et à la diffusion, vers les puits quantiques où se produit l'effet laser, des électrons et des trous injectés à partir des contacts ohmique. Ces puits sont généralement situés à plusieurs microns des contacts. Arrivés aux puits, les porteurs doivent perdre de l'énergie pour être injectés dans ceux-ci. Cette énergie excédentaire peut être redistribuée parmi tous les porteurs, par interaction porteur-porteur, ou encore transmise aux phonons. Lorsque plusieurs porteurs relaxent dans les puits, l'importante quantité d'énergie à redistribuer peut pousser les phonons hors de l'état d'équilibre. On a alors des phonons chauds. Enfin, pour avoir un rendement élevé du laser, les porteurs arrivés au fond des puits doivent se recombiner radiativement pour émettre de la lumière plutôt que de se perdre dans des processus non radiatifs comme la recombinaison Auger ou la capture par des pièges.

Une étude de l'injection des porteurs dans des puits quantiques nécessite une définition du concept de temps de capture, τ_{cap}, qui est une notion très répandue dans ce contexte et qui représente le temps mis par un porteur non confiné près d'un puits pour se retrouver dans un état confiné (Brum et Bastard, 1986; Blom et collab., 1993; Deveaud et collab., 1993; Blom et collab., 1994; Deveaud et collab., 1994; Preisel, 1994; Kalna, Mosko et Peeters, 1996). Or il existe plusieurs définitions du temps de capture, ce qui prévient sa détermination comme paramètre intrinsèque de la structure (Preisel, Mork et Haug, 1994). Néanmoins, dans ce travail, le temps de capture est défini, suivant l'approche la plus répandue, par l'inverse du taux de transition quantique, obtenu à l'aide de la règle d'or de Fermi, entre un état non confiné et un état confiné du puits (Deveaud et collab., 1993) :

$$\frac{1}{\tau_{cap}} = \frac{2\pi}{\hbar} \left| \sum_f \langle \Psi_f | H_{int} | \Psi_i \rangle \right|^2 \delta(E_i - E_f) \,,$$

où Ψ_f et Ψ_i sont respectivement les fonctions d'onde de l'état confiné et non confiné, H_{int} est l'hamiltonien d'interaction qui cause la transition et $\delta(E_i - E_f)$ est lié à la conservation de l'énergie. Dans cette équation, la sommation se fait sur tous les états liés du puits. Le processus dominant de capture résulte en général de l'interaction entre les porteurs et les phonons optiques polaires (Brum et Bastard, 1986; Blom et collab., 1993; Deveaud et collab., 1993; Blom et collab., 1994; Deveaud et collab., 1994; Preisel, 1994) . Les interactions porteur-porteur peuvent également contribuer au processus de capture (Preisel, 1994; Preisel, Mork et Haug, 1994; Kalna, Mosko et Peeters, 1996). De façon tout à fait similaire, nous pouvons définir un temps d'émission hors des puits, τ_{esc}, qui représente le temps mis par un porteur dans un état confiné pour se retrouver dans un état du continuum (Preisel, 1994).

Les premières études ont démontré que l'efficacité d'injection des porteurs dans les puits diminuait avec la largeur des puits (Shichijo et collab., 1978; Tang et collab., 1982). On expliquait cela par le fait que, pour pouvoir être capturé, un porteur devait émettre un phonon optique au moment précis où il passait au-dessus du puits et que cette probabilité diminuait avec la largeur du puits (Deveaud et collab., 1994). Au contraire, peu de temps après, des recherches plus approfondies ont indiqué que, dans certaines conditions, les taux de capture étaient plus élevés (Holonyak et collab., 1982; Burnham et collab., 1983; Lo, Hsieh et Kolbas, 1988).

Aussi, pour expliquer ces comportements (qui pourraient être dus à la mauvaise qualité des échantillons), Brum et Bastard (1986) ont introduit un modèle quantique, dans lequel ils calculaient, à l'aide de la règle d'or de Fermi, le taux de transition électron-phonon entre un état du continuum et un état confiné du puits. Ce modèle

prédisait des oscillations, sur plus de deux ordres de grandeur, du taux de transition en fonction de la largeur du puits. Plusieurs équipes ont donc tenté d'observer expérimentalement ces oscillations. Différentes mesures optiques en continu et résolues en temps ont permis d'obtenir des temps de capture compris entre 0,1 et 14 ps (Tang et collab., 1982; Deveaud et collab., 1988; Oberli et collab., 1989; Deveaud et collab., 1989; Ogasawara, Fujiwara et Ohgushi, 1990; Morin et collab., 1991; Tessler et collab., 1992a; Tessler et collab., 1992b; Hirayama et collab., 1992; Kersting et collab., 1992a; Weiss et collab., 1992; Barros et collab., 1993; Blom et collab., 1993; Deveaud et collab., 1993; Tessler et Eisenstein, 1993; Tessler et collab., 1994; Hirayama et collab., 1994). Cependant, aucune mesure n'a permis d'observer des oscillations aussi fortes que celles prédites par la théorie. En fait, les résultats montrent, soit une indépendance du temps de capture par rapport à la largeur des puits (Deveaud et collab., 1988; Kersting et collab., 1992b; Kersting et collab., 1992a), soit de faibles oscillations (Murayama, 1986; Ogasawara, Fujiwara et Ohgushi, 1990; Blom et collab., 1993; Barros et collab., 1993). Néanmoins, dans le cas de Blom et collab., les régions de confinement sont si minces que les oscillations pourraient être dues à une transition entre des états confinés de la barrière et du puits. Dans le cas de Barros et collab. et de Murayama, les données sont obtenues après certaines manipulations de spectres de photoluminescence en continu, et on ne peut *a priori* négliger une variation possible de l'efficacité quantique de recombinaison lorsque la largeur des puits est modifiée. Des oscillations plus importantes ont toutefois été observées pour des structures de conception spéciale, où des minces couches à bande interdite élevée ont été insérées entre les barrières et le puits (Morris et collab., 1993; Fujiwara et collab., 1995). Dans ce cas, cependant, il ne s'agit plus, à proprement parler, d'une transition entre un état non confiné de la barrière et un état confiné du puits.

De nouvelles études théoriques ont été réalisées pour tenter d'interpréter ces résultats expérimentaux. Certains calculs ont été effectués en tenant compte de l'émission de phonons confinés (Weber et de Paula, 1993; de Paula et Weber, 1995). L'inclusion de phonons confinés introduit des résonances supplémentaires qui ont pour effet d'amortir les résonances électroniques. Cela explique mieux les résultats expérimentaux. D'autres calculs ont revu les interactions électron-phonon et électron-électron et ont démontré que, pour des densités de porteurs élevées, les oscillations du temps de capture sont très atténuées (Preisel, 1994; Preisel, Mork et Haug, 1994; Preisel et Mork, 1994). D'après ces résultats, il se peut donc que les oscillations observées l'aient été pour de faibles densités de porteurs. Les résultats dépendent donc beaucoup des conditions expérimentales.

Différentes mesures montrent l'influence, sur le temps de transport et l'efficacité de capture des porteurs, du profil des bandes des régions de confinement des diodes laser (Feldmann et collab., 1987; Polland et collab., 1988; Deveaud et collab., 1989; Morin et collab., 1991; Weiss et collab., 1992). Ces mesures ont porté à croire qu'une région de confinement en entonnoir diminuait le temps de transport et capturait plus efficacement les porteurs grâce au champ électrique inhérent à cette structure. Récemment, certaines mesures ont indiqué une tendance inverse (Lester et collab., 1992) et, jusqu'à présent, aucune simulation n'a expliqué cette divergence. De plus, il a été suggéré que, pour des barrières larges, l'effet dominant l'injection des porteurs dans les puits est la diffusion et que, pour des barrières minces, il serait possible d'observer les effets quantiques liés à la capture des porteurs (Deveaud et collab., 1994). Aussi, dans des structures à confinement en escalier, les marches de potentiel favorisent la diffusion vers les puits (Marcinkevicius et collab., 1995; Marcinkevicius et collab., 1994).

Dans cette thèse, nous entendons d'abord démontrer que le temps de transport des porteurs dans les régions de confinement des lasers à puits quantiques multiples InGaAsP/InP sous contraintes est très rapide; ensuite, que les distributions d'électrons et de trous dans les puits sont en quasi-équilibre thermodynamique après 1 ps, ce qui implique que le temps de capture, tel qu'obtenu par l'inverse du taux de transition quantique entre un état confiné et un état non confiné du puits, n'a pas besoin d'être utilisé explicitement; et, enfin, que la recombinaison des porteurs est en grande partie radiative.

La photoluminescence standard et la photoluminescence résolue en temps se sont avérées des techniques très performantes pour caractériser et étudier les semi-conducteurs. En résolvant spectralement la luminescence émise par des échantillons sous excitation laser en continu, il est possible d'obtenir des informations en régime stationnaire sur la répartition des porteurs dans les structures étudiées. En résolvant spectralement et temporellement la luminescence émise par des échantillons sous excitation laser pulsée, il est possible d'obtenir de l'information sur le mouvement et la relaxation des porteurs dans ces structures. Il est à noter que l'échelle de temps caractérisant le mouvement et la relaxation des porteurs dans les diodes laser à puits quantiques correspond au régime picoseconde. Ce fait nécessite donc l'obtention d'une résolution temporelle élevée. Celle-ci peut être obtenue par une méthode de conversion des fréquences vers le haut (*upconversion*) (Shah, 1988).

L'avantage des mesures optiques par rapport aux mesures électriques provient de la possibilité d'isoler certains processus physiques intervenant dans le transport, la relaxation et la recombinaison des porteurs. Les mesures électriques, telles que l'effet Hall, les courbes courant-voltage (I-V) ou lumière-voltage (L-V) ou des mesures de bande passante ont le désavantage de donner un résultat global découlant d'une suite

de processus physiques. Ces mesures donnent des résultats difficiles à interpréter. Toutefois, les techniques optiques ont souvent le désavantage d'être plus difficiles à effectuer et d'être plus coûteuses.

À notre connaissance, il existe peu de mesures publiées sur la photoluminescence liée au transport, à la relaxation et à la recombinaison dans les structures complexes des lasers réels à base d'InGaAsP/InP sous contraintes pour les systèmes à 1,3 et à 1,55 μm. Il existe, bien sûr, un nombre considérable de données sur les structures simples. Pour les structures complexes avec jonction PN, les seuls résultats que nous connaissons ont été obtenus par Raisky et collab. (1997) et Garbuzov et collab. (1995) pour la photoluminescence en continu, par Marcinkevicius et collab. (1994) pour la photoluminescence avec résolution temporelle. Les premières mesures de photoluminescence résolue en temps montrent que la dynamique du transport des porteurs est complexe dans ces structures et nécessite une étude plus approfondie. Nous avons donc choisi d'utiliser des structures réelles pour obtenir les informations les plus pertinentes possibles sur le fonctionnement des dispositifs, plutôt que des modèles de structures, comme c'est bien souvent le cas.

Quoiqu'un certain nombre de mesures et de simulations aient été prises sur des structures à puits quantiques, nous pouvons constater qu'il n'y a pas souvent de lien évident entre les mesures sur des structures simples et la simulation de dispositifs optoélectroniques. Dans la plupart des cas, la photoluminescence résolue en temps de structures simples est ajustée à un modèle de courants d'entraînement et de diffusion ou d'équations d'évolution (Morin et collab., 1991; Kersting et collab., 1992b; Hillmer et collab., 1994; Deveaud et collab., 1994). Les paramètres ajustables, qui sont généralement des temps caractéristiques, ne nous donnent souvent pas suffisamment d'informations sur les processus physiques

(Moglestue, 1995b; Moglestue, 1995a). Les paramètres que l'on tire de ces modèles simples ne sont pas toujours utilisables pour la simulation de dispositifs, car les modèles généralement utilisés dans cette situation sont différents (Preisel, Mork et Haug, 1994). Pour vraiment comprendre le fonctionnement des dispositifs, il faut à notre avis utiliser un même modèle pour, dans un premier temps, expliquer les mesures de photoluminescence résolue en temps sur des structures de dispositifs réels et, dans un second temps, lorsqu'il est validé, l'appliquer aux dispositifs.

Les équations de diffusion et d'entraînement résultent d'une approximation de l'équation de Boltzmann. Ce type d'équations fonctionne avec des dispositifs classiques où les distributions de porteurs sont en quasi-équilibre thermodynamique. Toutefois, lorsque l'épaisseur des couches diminue et que les champs électriques augmentent, nous ne pouvons supposer *a priori* la forme des fonctions de distribution. Les équations usuelles ne sont alors plus appropriées (Tessler et Eisenstein, 1993). Il faut résoudre l'équation de Boltzmann avec moins d'approximations. La méthode la plus souvent utilisée pour résoudre directement l'équation de Boltzmann est la méthode Monte Carlo, qui permet une description microscopique du transport (Jacoboni et Lugli, 1989). Cette méthode a été appliquée récemment pour simuler le transport dans les hétérostructures à puits quantiques (Lam et Singh, 1993; Moglestue, 1995b). C'est le modèle que nous utilisons pour, d'une part, jeter un peu de lumière sur les résultats de photoluminescence résolue en temps et, d'autre part, le valider.

Dans cette thèse, nous n'essayons pas de résoudre la controverse qui existe toujours, à notre avis, au sujet de l'influence de la largeur des puits quantiques sur les temps de capture et d'émission. Aussi, nos résultats sont obtenus à l'aide de l'injection op-

tique, par laquelle les électrons et les trous sont distribués dans une grande partie du dispositif avec des énergies cinétiques qui peuvent être élevées. Ce type d'injection est tout à fait différent de l'injection électrique où, dans ce cas, seuls les électrons sont injectés du côté N, et les trous, du côté P, à plus basse énergie. De plus, pour faciliter l'injection électrique, la courbure des bandes de conduction et de valence est modifiée. Plusieurs des conclusions que nous obtenons sont néanmoins valides pour l'injection électrique, alors que d'autres pourraient ne pas l'être. Enfin, les mesures ont été prises sur des échantillons que nous avions à notre disposition dont nous avons essayé de comprendre le comportement. Nous n'avons pas effectué de mesures en faisant varier systématiquement certains paramètres de la structure, car nous ne pouvions obtenir à notre guise ce genre d'échantillons.

L'étude du transport de porteurs en régime transitoire par des mesures optiques nécessite une source laser à impulsions brèves. Puisque les matériaux employés pour les télécommunications, qui sont basés sur les matériaux GaAs et InP, ont une bande interdite généralement inférieure à 1,55 eV, un laser émettant dans le proche infrarouge est nécessaire pour les expériences de photoluminescence résolue en temps. Le premier chapitre de cette thèse présente donc le laser Ti:saphir à impulsions ultra-brèves. La physique nécessaire à la compréhension du fonctionnement de ce type de laser y est présentée. Nous abordons l'autoblocage des modes par effet Kerr et la compensation de la dispersion dans la cavité. Nous discutons ensuite de la technique de mesure par autocorrélation des impulsions ultra-brèves. La compréhension de la physique de ces lasers nous a permis de produire des impulsions aussi brèves que 20 fs.

Au chapitre 2, nous présentons les élements nécessaires à la réalisation des montages de photoluminescence standard et résolue en temps par la technique d'*upconversion*.

Une familiarisation avec la caractérisation des semi-conducteurs par la photoluminescence est effectué grâce à des alliages de GaInAsSb. Vient ensuite une discussion sur l'analyse des résultats de photoluminescence et l'étude du transport des électrons et des trous par la méthode Monte Carlo. Le traitement de cette méthode nous amène à approfondir les notions de taux de diffusion et de distributions initiales de porteurs, et à discuter de l'utilisation du simulateur pour les puits quantiques. On retrouve les principaux taux de diffusion utilisés dans le simulateur à l'annexe A et les valeurs numériques des paramètres, à l'annexe B.

Le chapitre 3 est consacré aux calculs de la structure de bande de matériaux à puits quantiques sous contraintes mécaniques. Ces calculs sont basés sur le modèle $\mathbf{k} \cdot \mathbf{p}$, d'où découle un hamiltonien de Kohn-Luttinger 8×8 dont les solutions sont obtenues dans l'espace des fonctions de Fourier. La structure de bande est sous-jacente au calcul d'un grand nombre de paramètres physiques dans ces matériaux. En particulier, nous nous intéressons au calcul de la densité conjointe d'états et des éléments de matrice des transitions optiques. Ces deux quantités permettent d'estimer le coefficient d'absorption pour des transitions entre niveaux confinés dans les puits. Aux annexes C, D et E, on retrouve respectivement l'hamiltonien de Kohn-Luttinger, les valeurs numériques des paramètres utilisés pour le calcul de bande et les éléments de matrice des transitions optiques.

Ensuite, le chapitre 4 présente les résultats de photoluminescence standard de diodes laser InGaAsP sous contrainte compressive, à quatre puits quantiques, dont l'émission laser est à 1,55 μm ainsi qu'à huit et douze puits, dont l'émission laser est à 1,3 μm. La photoluminescence nous permet en premier lieu d'étudier l'influence de l'intensité d'excitation sur l'intensité de la luminescence et d'en déduire le principal mécanisme de recombinaison radiative. Ensuite, nous abordons l'influence de

l'intensité d'excitation sur la position et la largeur du pic de photoluminescence et discutons de la qualité des échantillons. Nous discutons aussi des porteurs chauds causés par la photoexcitation et du transfert de ces porteurs vers les puits où ils peuvent se recombiner.

Au chapitre 5, nous poursuivons l'étude, par photoluminescence résolue en temps et par des simulations Monte Carlo, des échantillons présentés au chapitre 4. Cette technique nous permet d'évaluer la durée de vie des porteurs dans les puits et de confirmer la nature du processus de recombinaison dominant. Nous abordons ensuite le problème du transfert en régime transitoire des porteurs vers les puits. L'étude du temps de montée de la luminescence des puits dans différentes conditions nous sert à estimer le temps de transport des porteurs. Le temps de décroissance des régions de confinement et des barrières nous permet de discuter des effets du transport ambipolaire et de la dégénérescence des porteurs. Finalement, l'étude de l'évolution de la température des porteurs dans le temps nous donne des indications sur l'échange d'énergie entre les porteurs chauds et les phonons.

CHAPITRE 1

Le laser Ti:saphir à impulsions ultra-brèves

1.1 Historique de la génération d'impulsions brèves

Les laser à impulsions ultra-brèves jouent un rôle de plus en plus important dans plusieurs branches des sciences pures et appliquées. Ces lasers sont maintenant employés pour des études fondamentales en physique, en chimie et en biologie. De plus, grâce à l'émergence de lasers commerciaux faciles d'utilisation, on les retrouve fréquemment, par exemple, dans l'étude des dispositifs électroniques et optoélectroniques des systèmes de communication et de traitement de l'information.

C'est quelques années après la démonstration du premier laser à rubis par Maiman, en 1960, que le laser déclenché a été développé pour générer des impulsions dont la durée était de quelques dizaines de nanosecondes. En 1964, est apparue avec le laser HeNe (Hargrove, Fork et Pollack, 1964), la technique du blocage de modes qui résulte d'un couplage entre les modes longitudinaux du laser. Le blocage de modes est maintenant la méthode la plus répandue pour générer des impulsions de plus

en plus brèves. Depuis trente ans, des progrès importants ont été réalisés dans les lasers à modes bloqués. Il est commode de les répartir en trois classes.

La première regroupe les lasers pouvant produire des impulsions d'une durée inférieure à 100 picosecondes. Ces lasers sont surtout construits avec des milieux de gain à l'état solide, des matériaux tels le Nd:YAG, le Nd:verre ou le rubis. Le blocage de modes y est réalisé selon trois méthodes : la modulation active d'amplitude (Deutsch, 1965) ou de fréquence (DiDomenico et collab., 1966) et la modulation passive des pertes par un absorbant saturable à relaxation rapide (DeMaria, Stetser et Heynau, 1966). Au début des années 1970, il était couramment admis qu'il y aurait peu d'amélioration au niveau des performances impulsionnelles de ce type de laser. Cette constatation repose sur les considérations suivantes. Pour le blocage actif des modes, la modulation d'amplitude ou de fréquence n'est pas assez efficace pour exploiter la largeur de bande nécessaire à la génération d'impulsions ultra-brèves. Pour le blocage passif des modes, le temps de relaxation des absorbants saturables disponibles ne permet pas d'utiliser toute la largeur de bande du milieu de gain. De plus, les absorbants saturables sont complètement blanchis durant la fin de l'impulsion.

La seconde classe de lasers à impulsions brèves est apparue avec le développement des lasers à colorant. Dans ces lasers, contrairement aux lasers à l'état solide, la modulation nécessaire au blocage de modes est soit active, par pompage synchrone ou par modulation du gain, soit passive, à l'aide d'un absorbant saturable lent (Ippen, Shank et Dienes, 1972) modulant les pertes. Grâce à la compréhension croissante des différents mécanismes participant à la formation des impulsions dans la cavité laser, l'amélioration continuelle des lasers à colorant à modes bloqués a permis de produire des impulsions de quelques dizaines de femtosecondes directement

d'un laser en 1985 (Valdmanis, Fork et Gordon, 1985).

La troisième classe de lasers est apparue avec la démonstration de l'effet laser dans de nouveaux milieux à l'état solide avec gain, principalement des matériaux dopés aux terres rares ou aux métaux de transition. L'attrait de ces nouveaux matériaux réside dans la largeur du spectre de fluorescence, qui permet de produire des impulsions ultra-brèves ou un accord en longueur d'onde sur une très large bande. L'utilisation des méthodes de modulation des lasers de la première classe a permis de réduire la durée des impulsions d'un facteur dix dans ces nouveaux lasers (Squier et collab., 1991). Malheureusement, ces techniques de blocage de modes ne permettent de bloquer qu'une fraction seulement des modes disponibles sous la courbe de gain du laser. Pour pouvoir exploiter toute la largeur de bande qu'offrent les nouveaux milieux de gain, il faut se tourner vers des méthodes passives de blocage de modes.

La première approche a consisté à utiliser des jets de colorant comme absorbants saturables. La limitation fondamentale de cette approche pour la génération d'impulsions femtosecondes repose sur l'obligation d'utiliser des résonances dont les temps de relaxation sont dans le régime picoseconde. Le développement d'un modulateur tout optique basé sur des non-linéarités non résonantes a été une percée majeure. Le premier pas dans cette voie a été de coupler la cavité laser à une seconde cavité non linéaire en fibre optique. Cette technique de rétroaction non linéaire a permis d'obtenir des impulsions inférieures à 100 fs (Mitschke et Mollenauer, 1987). Néanmoins, elle est limitée par l'utilisation de milieux de gain opérant dans la région de dispersion anormale des fibres optiques. Un autre pas a été de construire une cavité externe avec un matériau dont l'indice de réfraction dépend de l'intensité, un matériau à effet Kerr. Dans cette configuration, qui a considérablement augmenté

la performance des lasers pulsés, la durée des impulsions est réduite par l'addition cohérente d'impulsions de faible intensité ayant subi un changement non linéaire de phase. Cette dernière technique est appelée blocage de modes par addition d'impulsions (Ippen, Haus et Liu, 1989).

Finalement, la technique passive de modulation, qui est la plus prometteuse à l'heure actuelle et qui nous intéresse particulièrement dans ce travail, est la technique dite d'autoblocage de modes ou encore de blocage de modes par effet Kerr. Cette technique a été utilisée pour la première fois en 1991 par Spencer et ses collaborateurs pour bloquer les modes d'un laser Ti:saphir (Ti:Al_2O_3). Le mécanisme qui semble le mieux expliquer les résultats est encore une fois l'effet Kerr, sauf que c'est le profil spatial transverse de l'intensité qui est important. Il semble que cette dépendance induit un phénomène d'autofocalisation dans le milieu de gain, qui réduit les pertes par diffraction dues aux limites géométriques des composants optiques utilisés dans la cavité laser. Grâce à l'utilisation d'une non-linéarité non résonante extrêmement rapide, cette technique a permis de générer les impulsions les plus brèves jamais obtenues directement d'un laser, soit 11 fs (Asaki et collab., 1993).

Au tableau 1.1, nous pouvons constater l'évolution phénoménale de la diminution de la durée des impulsions dans les lasers Ti:saphir à modes autobloqués pompés par un laser argon en continu. Cette technique d'autoblocage de modes est celle que nous avons utilisée pour construire notre laser Ti:saphir pulsé. Dans le tableau 1.1, Δt est la durée des impulsions, $\Delta\lambda$ et $\Delta\nu$ sont les largeurs à mi-hauteur de la raie laser en longueur d'onde et en fréquence, respectivement, L_P est la distance entre les prismes, L_X est la longueur du cristal de Ti:saphir, OC est la transmission du coupleur de sortie, P_{th} est la puissance de pompe au seuil laser et P est la puissance de sortie pour une puissance de pompe de P_{pompe}. Les symboles CW et

Tableau 1.1 : Progression dans la génération d'impulsions dans les lasers Ti:saphir à modes autobloqués pompés par un laser Ar^+.

Δt(fs)	$\Delta\lambda$(nm)	$\Delta\tau\Delta\nu$	Prismes L_P(cm)	L_X(mm)	OC(%)	P_{th}	P(mW) P_{pompe}(W)
60[a]	14	0,330	SF14 35	20	3,5	1 CW	450 8
70[b]	10	0,370	SF10 57	20	3	1,5 CW 3,8 ML	50 3,8
87[c]	8,8	0,370	SF10 42	20	10	2 CW 8 ML	700 8
32[d]	22	0,323	LaFN28 53	20	11,5	-	320 6
47[e]	17,4	0,390	SF10 35	20	3,5	1 CW 4 ML	110 5,5
43[e]	20,8	0,360	SF14 40	-	-	4 ML	550 10
17[f]	42,5	0,323	LaKL21 51	9	10	-	500 5
13[g]	42	0,260	quartz 4 4 et 56	20	4	-	120 5,5
11[h]	61,8	0,330	silice 58	4,5	10	-	500 5
13[i]	61	0,331	silice 75	10	-	-	-

[a] (Spence, Kean et Sibbett, 1991)

[b] (Likforman et collab., 1991)

[c] (Huang et collab., 1992b)

[d] (Rizvi, French et Taylor, 1992)

[e] (Liu et collab., 1992)

[f] (Huang et collab., 1992a)

[g] (Proctor et Wise, 1993)

[h] (Asaki et collab., 1993)

[i] (Proctor, Westwig et Wise, 1993)

ML sont liés au mode de fonctionnement du laser, en continu ou en modes bloqués, respectivement.

À la section suivante, nous traitons du blocage de modes pour aborder en 1.3 l'auto-blocage de modes par effet Kerr. Ensuite, nous discutons d'astigmatisme dans la cavité optique, de compensation de la dispersion et de mesure d'impulsions laser ultra-brèves. Finalement, nous présentons nos résultats expérimentaux.

1.2 Le blocage de modes

Dans cette section, nous allons décrire le blocage de modes dans les cavités laser. Pour bien comprendre ce phénomène, il faut avant tout avoir une idée du fonctionnement des cavités laser en continu.

Le plus important, dans ce cas, c'est la présence de modes longitudinaux dans la cavité laser. En effet, nous avons dans un laser, un matériau avec du gain sur une certaine plage spectrale. Le laser peut ainsi émettre simultanément plusieurs longueurs d'onde. Cependant, étant donné que le milieu de gain se trouve dans une cavité résonnante, il est bien connu que le spectre d'émission du laser sera discret. Chaque longueur d'onde permise correspond à ce qu'on appelle un mode longitudinal. Ces modes peuvent facilement être calculés par la méthode ABCD (Yariv, 1989), par exemple. Dans le cas où nous avons une cavité à deux miroirs plans, un interféromètre Fabry-Perot, les solutions sont bien connues. Un mode sera permis s'il satisfait à la condition $\nu = mc/2L$, où ν est la fréquence du mode, m est un entier, c est la vitesse de la lumière et L est la longueur de la cavité. Cette condition signifie que seuls les modes ayant un nombre entier de demi-longueur

d'onde entre les deux miroirs seront permis.

Dans un laser qui peut émettre un grand nombre de ces modes, le champ électrique complexe peut être exprimé sous la forme (New, 1983)

$$E(t) = \sum_m E_m \exp(i\omega_m t + \phi_m)\,, \tag{1.1}$$

où E_m est l'amplitude du mode, ϕ_m est sa phase et ω_m est sa pulsation. Les pulsations permises par la cavité sont équidistantes : $\omega_m = m\delta\omega$, où $\delta\omega = 2\pi\delta\nu$, $\delta\nu$ étant la différence de fréquence entre deux modes. Dans un laser fonctionnant en continu, les phases ϕ_m sont en principe aléatoires. Il en résulte une intensité constante dans le temps avec des petites fluctuations, du bruit. Dans un laser à modes bloqués, les différentes phases sont liées par une relation définie, généralement linéaire : $\phi_m = \phi_0 + mb$. Ainsi, le champ électrique résultant sera une superposition d'ondes cohérentes, une interférence entre les différents modes longitudinaux. Nous aurons alors une fluctuation périodique, une impulsion, dont la période correspond au temps de parcours dans la cavité. L'impulsion sera d'autant plus brève qu'un grand nombre de modes seront bloqués.

Si nous prenons un exemple où la relation entre les différentes amplitudes des modes est gaussienne et où les phases sont liées linéairement entre elles, avec l'équation 1.1 nous obtenons l'intensité

$$\begin{aligned} I(t) = |E(t)|^2 &= E_0^2 \left| \sum_m \exp[-\alpha m^2 + im\delta\omega(t + b/\delta\omega)] \right|^2 \\ &= E_0^2 \left| \int_{-\infty}^{\infty} \exp[-\alpha m^2 + im\delta\omega t] dm \right|^2 \\ &= E_0^2 (\pi/\alpha) \exp[-(\delta\omega)^2/2\alpha]\,, \end{aligned} \tag{1.2}$$

où $\alpha = 2\ln(2)(\delta\nu/\Delta\nu)$, $\delta\nu$ étant la distance intermode et $\Delta\nu$, la pleine largeur à mi-hauteur du spectre gaussien d'intensité. La pleine largeur à mi-hauteur (FWHM)

Tableau 1.2 : Produit $\Delta\tau\Delta\nu$ pour différents profils temporels d'impulsion (Sala, Kenney-Wallace et Hall, 1980).

Profil	$\Delta t\Delta\nu$
$\exp[-4\ln(2)t^2/\Delta t^2]$	0,441
$\mathrm{sech}^2(1,76t/\Delta t)$	0,315
$1/[1+(2t/\Delta t)^2]$	0,221
$\sin^2(2,78t/\Delta t)/(2,78t/\Delta t)^2$	0,886

temporelle, Δt, de cette impulsion gaussienne est simplement $\Delta t = (8\alpha\ln(2))^{1/2}/\delta\omega$. Nous pouvons maintenant définir une quantité très importante pour juger de la *qualité* d'une impulsion, le produit $\Delta t\Delta\nu$ qui, pour une impulsion gaussienne, vaut 0,441. Ce produit, analogue au principe de Heisenberg, est la limite inférieure qu'une impulsion pourra atteindre. Dans ces conditions, on dit de cette impulsion qu'elle est limitée par transformée de Fourier. Une impulsion a habituellement cette caractéristique lorsque sa dérive de fréquence est nulle. Le tableau 1.2 présente le produit $\Delta t\Delta\nu$ pour différents profils temporels d'impulsions brèves.

Dans ce paragraphe, nous allons décrire brièvement quelques techniques de blocage de modes. Il en existe deux grandes classes : les techniques dites actives et celles dites passives. Le blocage actif de modes nécessite l'application, sur un cristal acousto-optique ou électro-optique situé dans la cavité laser, d'un signal de modulation externe. Ce signal, dont la période est égale au temps de transit dans la cavité laser, peut être utilisé pour moduler aussi bien les pertes que le gain ou la phase. Généralement, un signal haute fréquence (RF) sinusoïdal est appliqué sur le modulateur. La limitation principale de cette technique est la lenteur relative du générateur de haute fréquence. Le blocage passif de modes, quant à lui, nécessite

l'utilisation d'un absorbant saturable ou d'un dispositif jouant le rôle d'absorbant saturable. Avec ce type de dispositif dans une cavité laser, les plus grandes fluctuations d'intensité (dues aux interférences entres les différents modes longitudinaux) ont une plus grande transmission que les fluctuations plus faibles. Ainsi, l'impulsion domine toutes les autres fluctuations, car sa transmission par l'absorbant saturable est grande. Le blocage de modes passif est la technique la plus efficace, car le temps de réponse est dû au temps de relaxation de l'absorbant, qui est rapide hors des résonances. Cette technique permet donc de générer des impulsions ultra-brèves.

Ces dernières années, un type de blocage de modes tout à fait passif a montré des performances exceptionnelles dans la génération d'impulsions ultra-brèves. Cette technique de blocage de modes, qui s'apparente au blocage de modes par absorbant saturable, est le blocage de modes par effet Kerr ou l'autoblocage de modes. Nous l'étudierons plus en profondeur à la section suivante.

1.3 L'autoblocage de modes par effet Kerr

Dès les premières mesures de gain et la démonstration de l'effet laser dans le Ti:Al_2O_3 par Moulton, en 1986 , on s'est vite aperçu du potentiel de ce matériau pour la génération d'impulsions ultra-brèves. En effet, la largeur de la courbe de gain du Ti:Al_2O_3 centré à 800 nm est telle qu'elle permet d'envisager la génération d'impulsions dont la durée est inférieure à 10 fs. Les premiers efforts pour bloquer les modes du laser Ti:Al_2O_3 ont été orientés vers des méthodes actives. Cependant, les résultats ne furent guère convaincants. Une percée considérable a été réalisée par l'équipe de Spence en 1991 . Cette équipe a observé un autoblocage de modes de son laser à la suite d'une perturbation mécanique de la cavité laser. Des explications du

phénomène physique qui conduit au blocage de modes ont rapidement été proposées (Piché, 1991). Aujourd'hui, il est généralement accepté que l'autoblocage de modes résulte d'un déphasage non linéaire dû à l'effet Kerr.

L'effet Kerr se caractérise par un indice de réfraction dépendant de l'intensité : $n(\mathbf{r},t) = n_0 + n_2 I(\mathbf{r},t)$, où n_2 est l'indice de réfraction non linéaire (Butcher et Cotter, 1990). Comme le faisceau est plus intense en son centre que sur les bords, il subit un plus grand déphasage au centre, l'indice de réfraction y devenant plus élevé. Ce déphasage induit un effet de lentille qu'on nomme autofocalisation. Grâce à l'autofocalisation, le diamètre du faisceau est plus petit et les pertes par diffraction sont plus faibles. Aussi, un faisceau plus petit extrait plus d'énergie du milieu de gain qui suit généralement une distribution gaussienne à cause du faisceau pompe. Cela crée une discrimination qui tend à favoriser les intensités élevées. Celles-ci sont obtenues lorsque les modes sont bloqués, ce qui produit alors des impulsions. L'autofocalisation favorise donc le blocage de modes plutôt que le fonctionnement en régime continu.

Pour le laser Ti:saphir qui nous intéresse, l'effet Kerr se produit, sans autre artifice, directement dans le cristal de Ti:Al_2O_3, le milieu de gain. C'est la raison pour laquelle on parle d'autoblocage de modes ou de blocage de modes par lentille de Kerr. Cependant, étant donné que le coefficient non linéaire n_2 est faible, le blocage de modes n'est pas spontané, mais demeure stable. Dans la littérature, on s'est intéressé aux conditions favorisant le blocage spontané de modes (Cheng et Wang, 1991; Liu et collab., 1992) . Dans ce travail, nous ne nous sommes pas intéressés à ces considérations.

Puisque le blocage de modes est favorisé par l'autofocalisation, il est important de

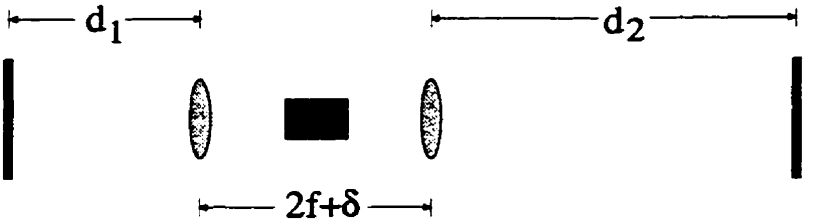


Figure 1.1 : Schéma de la cavité du laser Ti:saphir à autoblocage de modes utilisée dans les calculs. La cavité est terminée par deux miroirs plans. Les deux lentilles ont une longueur focale f et le cristal a une longueur l. δ est le paramètre de stabilité de la cavité.

connaître les paramètres du résonateur qui maximisent la modulation d'amplitude due au déphasage non linéaire. Nous utilisons le modèle présenté par Brabec et ses collaborateurs (1993) pour analyser la cavité du laser Ti:saphir illustrée à la figure 1.1. Le modèle suppose que le milieu Kerr crée seulement une légère perturbation de la propagation d'un faisceau gaussien fondamental. Ainsi, le traitement avec les matrices ABCD (Yariv, 1989; Magni, Cerullo et Silvestri, 1993) est justifié s'il est utilisé de façon autoconsistante, en tenant compte de la dépendance de l'indice de réfraction sur l'intensité par itération successive jusqu'à l'obtention d'une solution stable. Ce modèle repose sur une cavité équivalente, à deux miroirs, dont les solutions sont bien connues. Le résonateur équivalent a les paramètres suivants (Brabec et collab., 1993) : $R_1 = -f^2/(d_1 - f)$ et $R_2 = -f^2/(d_2 - f)$ sont les rayons de courbure des miroirs équivalents et $t = R_1 + R_2 + \delta$ est la longueur équivalente. Le paramètre δ délimite les deux zones de stabilité des cavités laser à deux miroirs (Yariv, 1989). Il varie dans les intervalles $0 < \delta < -R_2$ et $-R_1 < \delta < -(R_1 + R_2)$. Le paramètre confocal est alors (Brabec et collab., 1993)

$$z_{r0}^2 = n_0^2 \frac{t(R_1 - t)(R_2 - t)(R_1 + R_2 - t)}{(R_1 + R_2 - 2t)^2}, \tag{1.3}$$

où n_0=1,76 est l'indice de réfraction du Ti:Al_2O_3. Comme nous l'avons dit plus haut, les pertes sont plus faibles lorsque le rayon du faisceau diminue. La variation du carré du rayon du faisceau sur les miroirs, Δw^2, nous indique si le blocage de modes est

favorisé. Dans ce modèle, la variation du carré du rayon est (Brabec et collab., 1993)

$$\Delta w_i^2 = \frac{P}{P_{cr}} \frac{n_0 R_i}{l[1+(2z_{r0}/l)^2]} \left(1 + (-1)^i \left\{ \frac{R_1^2 - R_2^2}{(R_1+R_2+2\delta)^2} - \frac{8l\epsilon}{n_0[1+(l/2z_{r0})^2]} \frac{1}{R_1+R_2+2\delta} \right\}\right), \tag{1.4}$$

où i vaut 1 ou 2, selon le miroir considéré, P est la puissance crête du faisceau et ϵ est la distance entre le centre du cristal et le col du faisceau pour $P = 0$; $\epsilon > 0$ lorsque le cristal est déplacé vers le bras le plus court de la cavité. P_{cr} est une puissance critique pour laquelle le faisceau est piégé dans le cristal à cause de l'autofocalisation et vaut 2,6 MW pour le Ti:saphir (Brabec et collab., 1993). Un changement de Δw^2 positif indique une diminution du rayon du faisceau et donc une tendance au blocage de modes.

Les figures 1.2 et 1.3 illustrent différentes courbes obtenues à l'aide de l'équation 1.4, lorsqu'on fait varier les différents paramètres de la cavité équivalente à deux miroirs. Dans les quatre cas, nous avons utilisé une puissance crête, P, de 0,65 MW qui est une puissance typique de fonctionnement d'un laser Ti:saphir. Sur la figure 1.2, on retrouve les zones classiques de stabilité des lasers à deux miroirs. Δw^2 est positif pour une certaine étendue du paramètre δ sur le miroir 1 seulement. La diminution du rayon du faisceau est de plus en plus importante lorsque δ se rapproche des limites de la zone de stabilité représentées par des droites verticales. On note aussi que la variation du rayon est plus grande dans des cavités asymétriques. De plus, la figure 1.2b) indique que la variation du rayon du faisceau sur le miroir 1 est plus importante lorsque le centre du cristal n'est pas situé au col du faisceau. Cet effet bien connu indique que l'autofocalisation est plus importante si le faisceau est focalisé sur une des faces d'entrée du cristal plutôt qu'en son centre (Huang et collab., 1992b). De plus, on remarque que les positions optimales par rapport au centre du cristal sont inversées selon que δ se situe dans la première ou

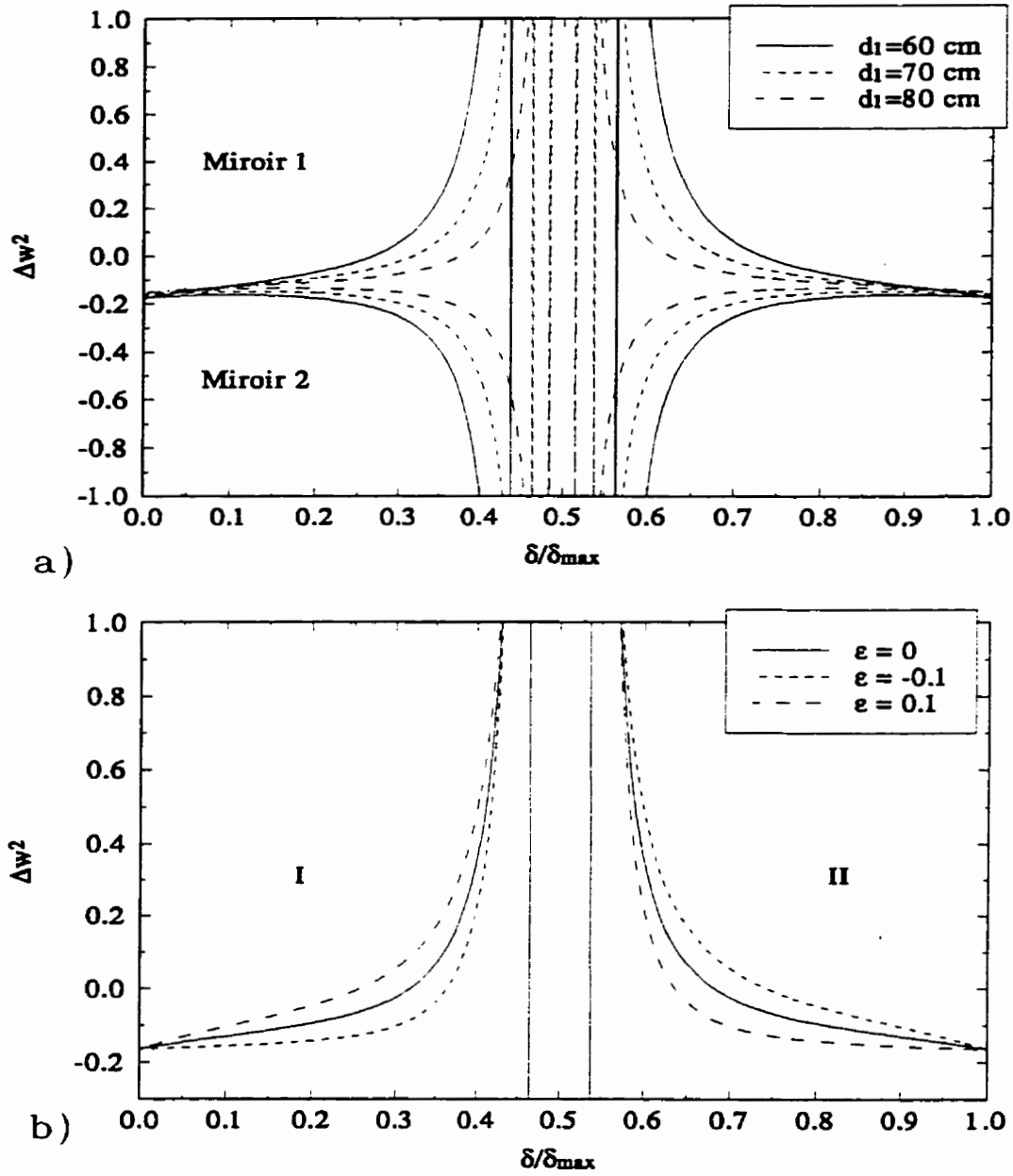


Figure 1.2 : Variation du rayon du faisceau sur les miroirs plans délimitant la cavité, en fonction du paramètre de stabilité pour a) différentes longueurs du bras le plus court de la cavité; b) différentes positions du cristal par rapport au col du faisceau à puissance nulle. Pour les calculs, $f = 5$ cm, $d_2 = 90$ cm et $l = 9$ mm.

la seconde zone de stabilité. Ainsi, dans la première zone, Δw^2 augmente lorsque le cristal est déplacé vers le bras le plus court de la cavité, alors que l'inverse se produit dans la seconde zone. La figure 1.3 est obtenue pour différentes longueurs de cristal et pour des longueurs focales de 5 cm et de 6 cm, pour la zone I. Pour maximiser la variation du rayon du faisceau, il faut donc choisir une longueur de cristal convenant aux longueurs focales des lentilles.

En conclusion, les points importants à considérer lors de la conception d'une cavité laser à modes autobloqués sont les suivants : utiliser une cavité asymétrique; choisir la distance entre les deux lentilles de focalisation de sorte que δ soit près des limites des zones de stabilité; déplacer le cristal vers le bras le plus court de la cavité si la première zone de stabilité est choisie, ou déplacer le cristal vers le bras le plus long si la seconde zone est choisie.

1.4 Astigmatisme de la cavité optique

Dans le but de diminuer les pertes dans la cavité, les éléments optiques sont conçus pour être utilisés à l'angle de Brewster. Dans une cavité droite, le faisceau serait astigmate. On corrige la situation en utilisant des cavités en configuration X ou Z. Pour ces cavités, les zones de stabilité présentées à la section 1.3 sont différentes pour les plans tangent et sagittal. Pour que le laser fonctionne correctement, il faut que la cavité soit stable dans les deux plans.

L'astigmatisme dans la cavité est créé en partie par l'incidence oblique du faisceau sur les miroirs. En effet, le point focal d'un miroir utilisé en incidence oblique sera différent selon que l'on considère le plan tangent ou sagittal. Cet

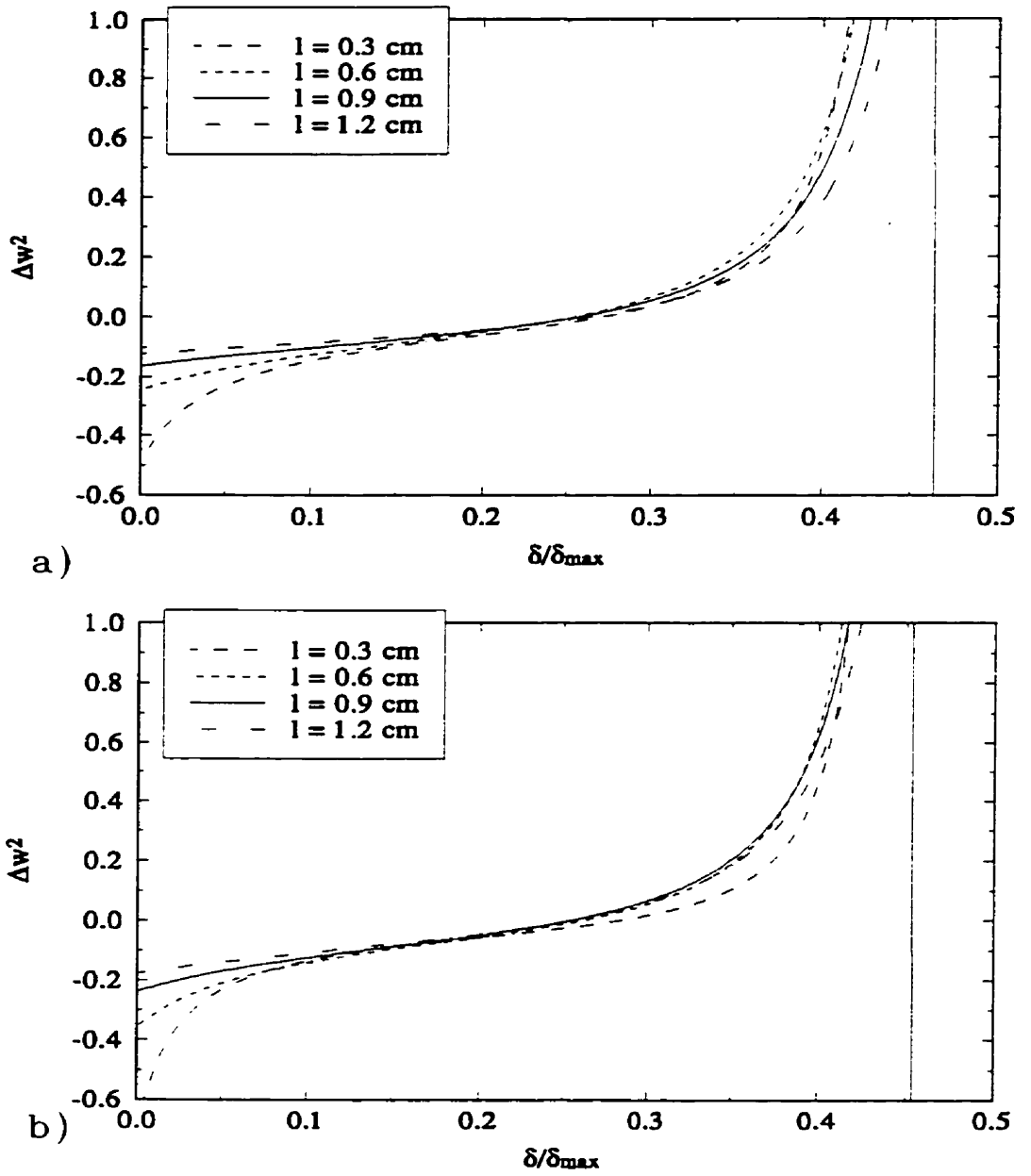


Figure 1.3 : Variation du rayon du faisceau sur le miroir 1 en fonction du paramètre de stabilité pour différentes longueurs de cristal et pour une longueur focale de a) 5 cm b) 6 cm. Pour les calculs, $d_1 = 60$ cm et $d_2 = 90$ cm.

astigmatisme dépend de l'angle d'incidence, θ, des faisceaux sur les miroirs (Kogelnik et collab., 1972) :

$$\begin{aligned} f_x &= f/\cos\theta\,, \\ f_y &= f\cos\theta\,. \end{aligned} \tag{1.5}$$

Dans l'équation 1.5, f est la longueur focale des miroirs à incidence normale, tandis que f_x et f_y sont les distances focales effectives pour les plans sagittal et tangent, respectivement. En outre, un faisceau se propageant dans un cristal à l'angle de Brewster parcourt une épaisseur différente selon le plan tangent ou sagittal (Kogelnik et collab., 1972) :

$$\begin{aligned} l_x &= l\sqrt{n_0^2+1}/n_0^2\,, \\ l_y &= l\sqrt{n_0^2+1}/n_0^4\,. \end{aligned} \tag{1.6}$$

Dans l'équation 1.6, l est l'épaisseur réelle du cristal, n_0 est l'indice de réfraction du cristal, tandis que l_x et l_y sont les épaisseurs effectives dans les plans sagittal et tangent. Il est donc possible de compenser l'astigmatisme dû au cristal en choisissant judicieusement l'angle d'incidence sur les miroirs.

Puisque la distance entre les deux miroirs de focalisation est $2f + \delta = d_{air} + l$ (voir figure 1.1), d_{air} étant la distance parcourue dans l'air, la différence entre les paramètres de stabilité des deux plans est obtenue en utilisant les équations 1.5 et 1.6 :

$$\begin{aligned} \delta_x - \delta_y &= 2(f_y - f_x) + (l_x - l_y) \\ &= -2f\sin\theta\tan\theta + l(n_0^2-1)\sqrt{n_0^2+1}/n_0^4\,. \end{aligned} \tag{1.7}$$

Pour compenser l'astigmatisme, il faut que $\delta_x - \delta_y = 0$. L'angle de compensation de l'astigmatisme en fonction de l'épaisseur du cristal est présenté à la figure 1.4. Pour fins de comparaison, les lasers ayant des cristaux de 4,75 mm et 9 mm sont construits avec des angles de compensation de l'astigmatisme de 8° et 11° (Murnane et collab., 1994), respectivement, ce qui concorde très bien

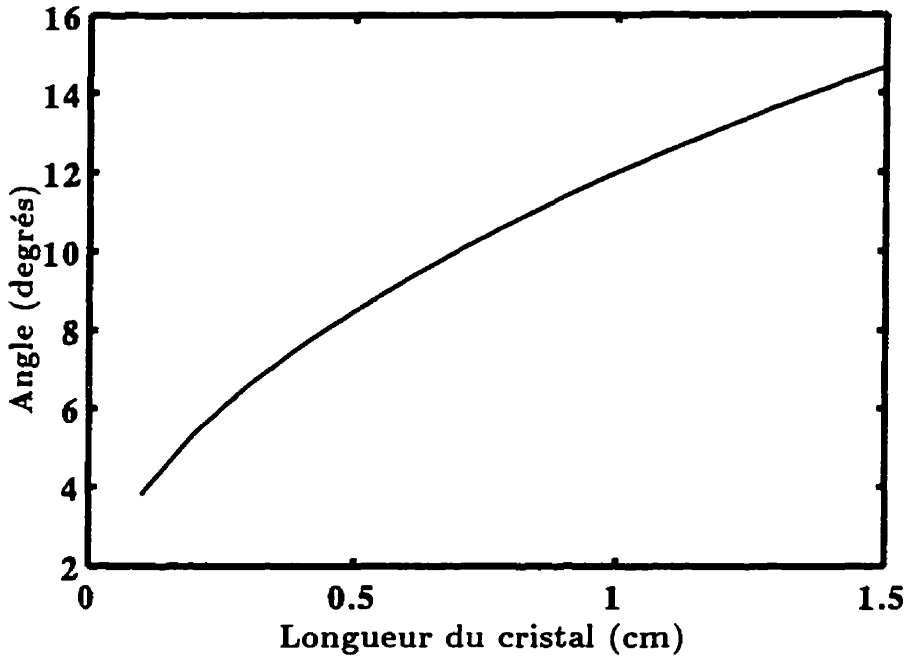


Figure 1.4 : Angle de compensation de l'astigmatisme en fonction de l'épaisseur d'un cristal de Ti:saphir pour un miroir de longueur focale de 5 cm.

avec les calculs.

1.5 Compensation de la dispersion dans la cavité

Lors de la démonstration de l'autoblocage de modes par Spence et ses collaborateurs (1991), des impulsions de 2 ps ont été générées. Cependant pour ces impulsions, le produit $\Delta t \Delta \nu$ valait 2,7 ce qui est plus élevé que ceux recueillis au tableau 1.2. Ce produit élevé implique que la dérive en fréquence des impulsions n'était pas négligeable. Cette dérive en fréquence provient de l'automodulation de phase (due à l'effet Kerr) (Butcher et Cotter, 1990) et de la dispersion de vitesse de groupe dans le cristal de Ti:Al_2O_3. Grâce à l'insertion d'une paire de prismes dans la cavité, ces chercheurs ont pu comprimer les impulsions à 60 fs. Pour ces impulsions, le produit

$\Delta\nu\Delta t$ est de 0,33, ce qui est très près de celui pour des impulsions en $sech^2$.

Le but de la paire de prismes est de contrer la dispersion positive du cristal de $Ti{:}Al_2O_3$. En effet, il a été démontré que la durée des impulsions diminue lorsque la dispersion totale dans la cavité tend vers zéro (Petrov et collab., 1992). Cependant, contrairement à une idée très répandue, il est possible de générer des impulsions ultra-brèves aussi bien pour une dispersion totale positive que négative. Néanmoins, les impulsions les plus brèves sont générées lorsque la dispersion totale est légèrement négative (Proctor et Wise, 1993).

Dans les régions de dispersion totale négative et positive, différents mécanismes agissent pour modeler l'impulsion. En dispersion négative, il se produit un effet soliton où la dispersion de vitesse de groupe (GVD) est contrebalancée par l'effet Kerr et permet la génération d'impulsions très brèves dont la dérive en fréquence est négligeable. En dispersion positive, l'élargissement des impulsions, dû à la dispersion de vitesse de groupe, est contrebalancé par la dispersion du gain ce qui permet la génération d'impulsions évasées dont la dérive en fréquence est importante. Ces deux domaines de dispersion sont isolés par une zone d'instabilité où l'impulsion devient trop brève pour qu'il soit possible d'extraire un gain supérieur au gain en continu. À ce moment, les modes du laser ne peuvent plus être bloqués.

Une paire de prismes dans la cavité permet d'ajuster la dispersion de vitesse de groupe (GVD) et la dispersion du troisième ordre (GDD), qui devient très importante pour des impulsions ultra-brèves. La configuration de la paire de prismes est illustrée à la figure 1.5. En considérant la différence de chemin optique emprunté par deux rayons différents, il est possible de calculer la dispersion d'ordres supérieurs

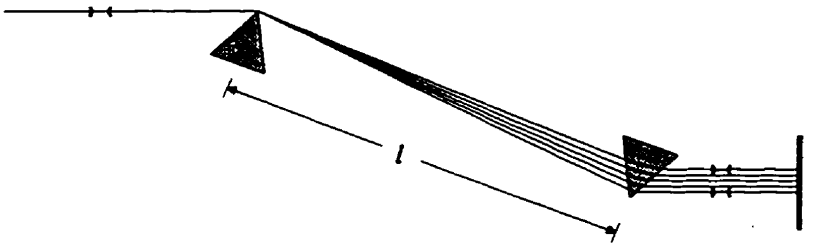


Figure 1.5 : Paire de prismes utilisée comme élément de dispersion négative. Les faces internes des prismes sont parallèles. Le plan miroir est positionné de telle sorte que le faisceau de retour est superposé au faisceau d'entrée.

pour une paire de prismes (Fork, Martinez et Gordon, 1984; Fork et collab., 1987) :

$$\frac{d^2\phi}{d\omega^2} = \frac{\lambda^3}{2\pi c^3}\frac{d^2P}{d\lambda^2}, \tag{1.8}$$

$$\frac{d^3\phi}{d\omega^3} = \frac{-\lambda^4}{4\pi^2c^3}\left(3\frac{d^2P}{d\lambda^2} + \lambda\frac{d^3P}{d\lambda^3}\right). \tag{1.9}$$

Dans ces équations, les dérivées du chemin optique, P, sont données par :

$$\frac{d^2P}{d\lambda^2} = 4\left[\frac{d^2n}{d\lambda^2} + (2n - n^{-3})\left(\frac{dn}{d\lambda}\right)^2\right] l\sin\beta - 8\left(\frac{dn}{d\lambda}\right)^2 l\cos\beta. \tag{1.10}$$

$$\frac{d^3P}{d\lambda^3} = 4\frac{d^3n}{d\lambda^3}l\sin\beta - 24\frac{dn}{d\lambda}\frac{d^2n}{d\lambda^2}l\cos\beta. \tag{1.11}$$

Par ailleurs, la dispersion d'ordres supérieurs pour un matériau est

$$\frac{d^2\phi}{d\omega^2} = \frac{\lambda^3 l}{2\pi c^2}\frac{d^2n}{d\lambda^2}, \tag{1.12}$$

$$\frac{d^3\phi}{d\omega^3} = \frac{-\lambda^4 l}{4\pi^2c^3}\left(3\frac{d^2n}{d\lambda^2} + \lambda\frac{d^3n}{d\lambda^3}\right), \tag{1.13}$$

où l est l'épaisseur du matériau et c est la vitesse de la lumière dans le vide.

La figure 1.6 présente les courbes de dispersion du deuxième et du troisième ordre pour un cristal de Ti:Al_2O_3. La dépendance de l'indice de réfraction sur la longueur d'onde, nécessaire aux calculs, a été tirée du catalogue de la compagnie Melles Griot. Ainsi, pour un cristal de 1 cm par exemple, la dispersion du second ordre est

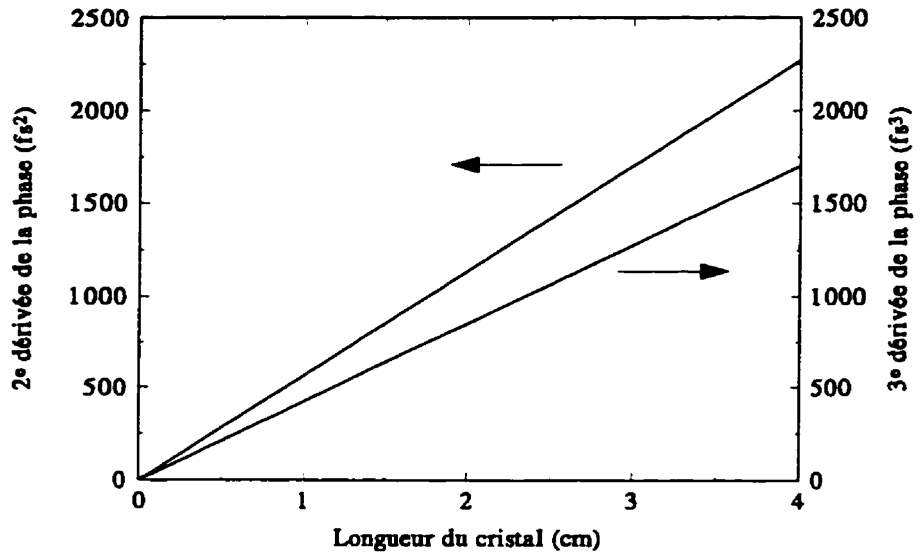


Figure 1.6 : Dispersion du deuxième et du troisième ordre d'un cristal de $Ti:Al_2O_3$ en fonction de la longueur du cristal à une longueur d'onde de 810 nm.

d'environ +500 fs^2. C'est exactement cette dispersion qu'on désire compenser par une paire de prismes. La figure 1.7 indique la distance nécessaire entre les prismes pour neutraliser

la dispersion de deuxième ordre d'un cristal de $Ti:Al_2O_3$ de 9 mm. Les matériaux utilisés pour les prismes sont ceux retrouvés généralement dans les cavités des lasers Ti:saphir. La dépendance de l'indice de réfraction sur la longueur d'onde, nécessaire aux calculs, a été tirée du catalogue de la compagnie Schott. Nous voyons que plusieurs choix sont possibles : la contrainte majeure est que la cavité ne doit pas être exagérément longue. Cependant, pour obtenir la meilleure combinaison, il faut s'aider de la figure 1.8. On y présente la dispersion résiduelle totale du troisième ordre pour une cavité ayant une distance interprisme déduite de la figure 1.7. Pour

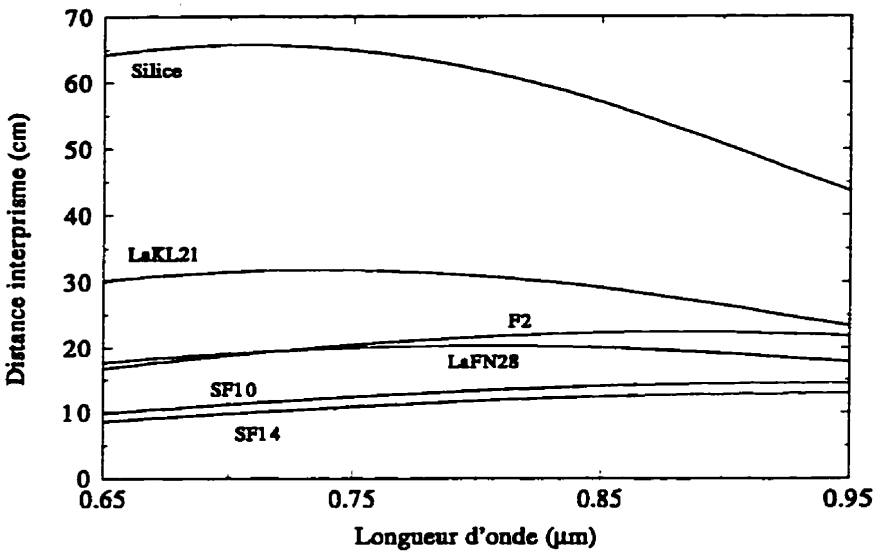


Figure 1.7 : Compensation de la dispersion de vitesse de groupe d'un cristal de Ti:Al_2O_3 de 9 mm par une paire de prismes en fonction de la longueur d'onde pour différents matériaux.

une dispersion minimale, la silice semble le meilleur choix, puisque la dispersion du troisième ordre est presque nulle à 800 nm.

Les prismes ne sont pas les seuls éléments optiques servant à produire une dispersion négative. Évidemment, on pourrait aussi utiliser une paire de réseaux. Cependant, les pertes seraient beaucoup trop élevées. Récemment, des impulsions de 11 fs ont été produites sans utiliser de prismes pour compenser la dispersion. La cavité laser a été construite avec des miroirs diélectriques spécialement conçus pour compenser la dispersion (Stingl et collab., 1994). Les avantages d'une telle configuration sont une augmentation de la reproductivité de fonctionnement du laser en régime femtoseconde, grâce à une diminution des problèmes d'alignement, et la possibilité

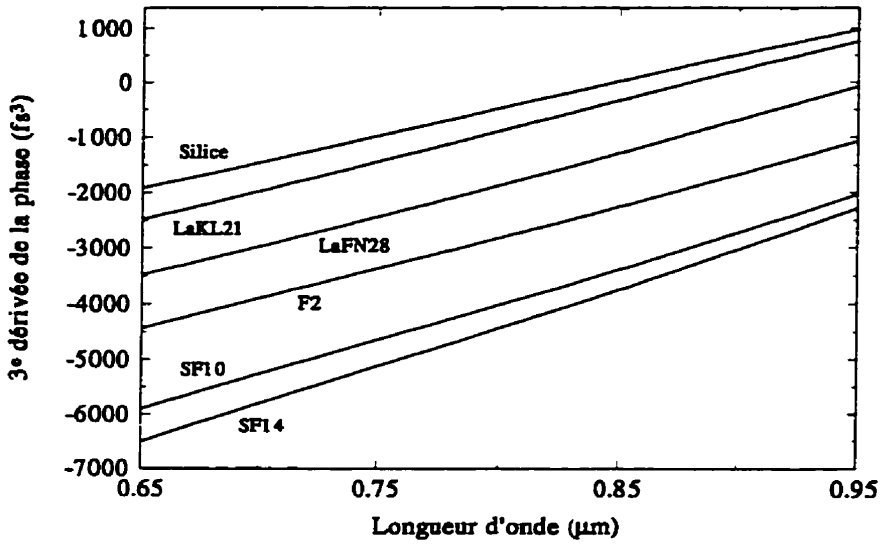


Figure 1.8 : Dispersion résiduelle totale du troisième ordre dans la cavité du Ti:saphir lorsque la distance entre les prismes est telle que la dispersion de vitesse de groupe est nulle.

de fabriquer des lasers beaucoup plus compacts à un taux de répétition plus élevé.

1.6 Mesure des impulsions ultra-brèves

La méthode la plus employée pour estimer la durée des impulsions ultra-brèves est l'autocorrélation optique. Le schéma de montage d'un autocorrélateur type est illustré à la figure 1.9. Deux faisceaux, dont l'un est retardé d'une valeur τ, sont issus du même laser et se superposent dans un cristal non linéaire pour générer la seconde harmonique dans la direction bisectrice. La configuration non colinéaire des deux faisceaux qui se combinent dans le cristal permet d'obtenir une autocorrélation

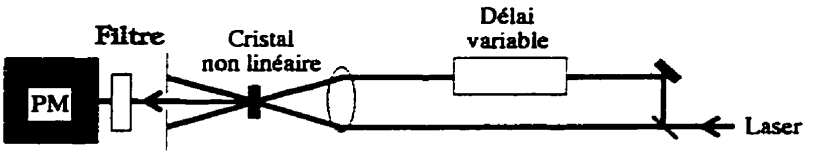


Figure 1.9 : Schéma de montage d'un autocorrélateur non colinéaire.
PM: photomultiplicateur

avec un bruit de fond négligeable lorsque les deux impulsions ne sont pas présentes au même instant dans le cristal. Au contraire, une configuration colinéaire produit un bruit de fond important à cause de la génération de la seconde harmonique de chacun des deux faisceaux.

L'équation différentielle qui décrit la génération de la seconde harmonique d'une impulsion ultra-brève en l'absence de diffraction, dans l'approximation de l'enveloppe à variation lente est (Butcher et Cotter, 1990)

$$\left(\frac{\partial}{\partial z} + \frac{1}{v_g}\frac{\partial}{\partial t}\right) E_{2\omega}(t) = \frac{i2\omega}{4n_{2\omega}c}\chi^{(2)}E_\omega(t)E_\omega(t-\tau)\exp(i\Delta kz)\,, \tag{1.14}$$

où $n_{2\omega}$ est l'indice de réfraction à la longueur d'onde de la seconde harmonique, $\chi^{(2)}$ est la susceptibilité d'ordre deux du cristal, τ est le délai et v_g est la vitesse de groupe. $E_\omega(t)$ et $E_{2\omega}(t)$ sont les champs électriques respectifs des faisceaux incidents et du faisceau de la seconde harmonique. La solution de cette équation pour l'intensité optique dans le référentiel en mouvement $z+v_gt = constante$, lorsque l'appauvrissement du faisceau à la fréquence fondamentale est négligeable et pour un cristal d'épaisseur L, est donnée par

$$I_{2\omega}(t) = \frac{(2\omega)^2}{8\epsilon_0 c^3}\frac{(\chi^{(2)})^2}{n_\omega^2 n_{2\omega}} I_\omega(t)I_\omega(t-\tau)L^2\mathrm{sinc}^2(\Delta kL/2)\,, \tag{1.15}$$

où ϵ_0 est la permittivité diélectrique du vide. Le terme $sinc^2(\Delta kL/2)$ implique que le rendement de conversion est faible, sauf lorsque la condition d'accord de phase est réalisée. Soit

$$\Delta\mathbf{k} = \mathbf{k}^{2\omega} - \mathbf{k}_1^\omega + \mathbf{k}_2^\omega = 0\,, \tag{1.16}$$

Tableau 1.3 : Rapport entre la durée des impulsions Δt et la largeur d'autocorrélation ΔT pour différents profils temporels d'impulsions (Sala, Kenney-Wallace et Hall, 1980).

Profil	$\Delta t/\Delta T$
$\exp[-4\ln(2)t^2/\Delta t^2]$	0,707
$\mathrm{sech}^2(1,76t/\Delta t)$	0,648
$1/[1+(2t/\Delta t)^2]$	0,500
$\sin^2(2,78t/\Delta t)/(2,78t/\Delta t)^2$	0,751

où les différents **k** sont les vecteurs d'onde des trois faisceaux dans le mélange. Cette condition est équivalente à la conservation de la quantité de mouvement des photons participant au processus.

Étant donné que la réponse du détecteur est beaucoup plus lente que l'impulsion, le signal est intégré. L'intensité lumineuse détectée est alors

$$I_d(\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} I(t)I(t-\tau)dt\,. \tag{1.17}$$

Cette intensité détectée est donc équivalente à l'autocorrélation de l'impulsion laser. Une des limites de cette méthode est la perte de la phase du champ électrique. Il faut donc supposer *a priori* un profil temporel et mesurer le spectre du laser pour estimer la durée des impulsions. Récemment, différentes techniques ont été développées pour contourner ce problème (Trebino et Kane, 1993), mais il dépasse le cadre de cette thèse. Le rapport entre la largeur de la fonction d'autocorrélation et la durée des impulsions est donné au tableau 1.3 pour différents profils temporels.

Notre laboratoire possède un autocorrélateur de la compagnie Femtochrome Research. Trois cristaux non linéaires ($LiIO_3$, KDP et BBO) ont été fournis avec

l'appareil. La condition d'accord de phase qui doit être satisfaite implique que l'orientation du cristal doit être appropriée à la longueur d'onde. L'angle d'accord de phase, θ_{pm}, peut être obtenu en considérant la conservation de l'énergie et de la quantité de mouvement des photons participant au processus. Pour la génération de la fréquence somme, l'angle d'accord de phase pour un processus (ooe) dans un cristal uniaxe est (Yariv, 1989)

$$\frac{1}{n_s^2} = \frac{\cos^2\theta_{pm}}{n_o^2} + \frac{\sin^2\theta_{pm}}{n_e^2}, \tag{1.18}$$

où n_o et n_e sont les indices de réfraction ordinaire et extraordinaire à la longueur d'onde de la somme. L'indice effectif, n_s, est

$$n_s = \frac{\lambda_s}{\cos\theta_s}\left(\frac{n_{o1}}{\lambda_1}\cos\theta_1 + \frac{n_{o2}}{\lambda_2}\cos\theta_2\right), \tag{1.19}$$

où λ_1 et λ_2 sont les longueurs d'onde des faisceaux incidents tandis que n_{o1} et n_{o2} sont les indices de réfraction ordinaires respectifs. La longueur d'onde résultante est $\lambda_s = \lambda_1\lambda_2/(\lambda_1 + \lambda_2)$. Finalement, l'orientation du faisceau somme est

$$\theta_s = \tan^{-1}\left(\frac{n_{o1}\sin\theta_1/\lambda_1 + n_{o2}\sin\theta_2/\lambda_2}{n_{o1}\cos\theta_1/\lambda_1 + n_{o2}\cos\theta_2/\lambda_2}\right). \tag{1.20}$$

Comme nous l'avons indiqué, ces équations sont valables pour un processus (ooe). Généralement, pour satisfaire la condition d'accord de phase (équation 1.16), la génération de la seconde harmonique est effectuée dans des matériaux biréfringents (Yariv, 1989). Un processus (ooe) signifie que les deux faisceaux incidents se propagent en onde ordinaire alors que le faisceau de la seconde harmonique se propage en onde extraordinaire.

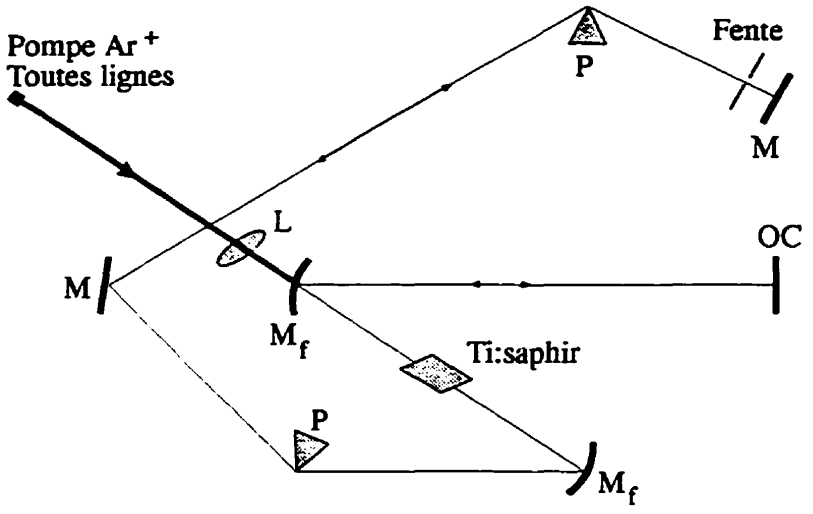


Figure 1.10 : Schéma de montage du laser Ti:saphir à modes auto-bloqués pompé par un laser Ar^+ en continu.

1.7 Résultats expérimentaux

Le laser Ti:saphir que nous avons construit est illustré à la figure 1.13 et repose sur une conception du Wahington State University (Murnane et collab., 1994). Le cristal de Ti:Al_2O_3 (Union Carbide) de 9 mm d'épaisseur est dopé à 0,11% et est décentré d'environ 2 mm entre les miroirs de focalisation de 10 cm de rayon de courbure. Ces miroirs (CVI Laser Corporation), optimisés pour 800 nm, sont espacés d'environ 10,6 cm. Les prismes de silice fondue (R. Matthews Optical Work) sont espacés de 77 cm et ont un angle au sommet de 69° qui correspond à l'angle de Brewster pour une déviation minimale du faisceau. Ce type de prismes a été choisi en accord avec la figure 1.8, qui nous indique que la silice présente le minimum de dispersion au troisième ordre, et devrait nous permettre d'obtenir les impulsions les plus brèves. Le bras contenant les prismes est de 112 cm de long et est terminé par un miroir plan de haute réflectivité (CVI Laser Corporation). L'autre bras, de 55 cm, est terminé par un coupleur de sortie (CVI Laser Corporation) ayant une

transmission de 10%. Finalement, le faisceau de pompe d'un laser argon toutes lignes (Laser Ionics modèle 1401-15A) est focalisé dans le cristal par une lentille (Newport Corporation) de 12,5 cm de longueur focale. Le seuil de l'effet laser est à 1,7 W de pompe pour une puissance absorbée dans le cristal de 1,3 W.

L'alignement du laser pour le blocage de modes se fait en observant sur un oscilloscope le signal d'une photodiode captant les pertes du miroir à haute réflectivité. En accord avec les figures 1.2 et 1.3, nous utilisons la première zone de stabilité du laser : la distance entre les miroirs de focalisation est la plus courte possible. Le prisme le plus près des miroirs de focalisation est positionné de sorte que le faisceau passe très près du sommet. Ensuite, la distance entre les deux miroirs de focalisation est augmentée en translatant celui qui est le plus éloigné de la lentille de pompe. Aussi, la translation du prisme près du miroir plan est utile. On varie la position de ces deux éléments jusqu'à obtenir un fort battement sur l'oscilloscope ou à observer sur le miroir à haute réflectivité une tendance du laser à fonctionner sur deux longueurs d'onde. À ce moment, une translation rapide du miroir de focalisation ou d'un prisme initie abruptement le blocage de modes. Lorsque les modes sont bloqués, le laser est très stable et fonctionne ainsi pour une journée entière. Le fonctionnement au jour le jour de ce laser nécessite habituellement peu d'ajustements, et nous pouvons obtenir le blocage de modes en moins de 10 minutes. Le seuil pour l'autoblocage de modes est d'environ 5,0 W de pompe. Lorsque le laser fonctionne en modes bloqués, il fournit typiquement une puissance moyenne de 500 mW pour 5,1 W de pompe à un taux de répétition de 86 MHz. Le laser fonctionne principalement sur le mode TEM_{00}, mais présente aussi des modes d'ordre supérieur. Il est accordable sur une bande de plus de 100 nm en translatant la fente près du miroir à haute réflectivité.

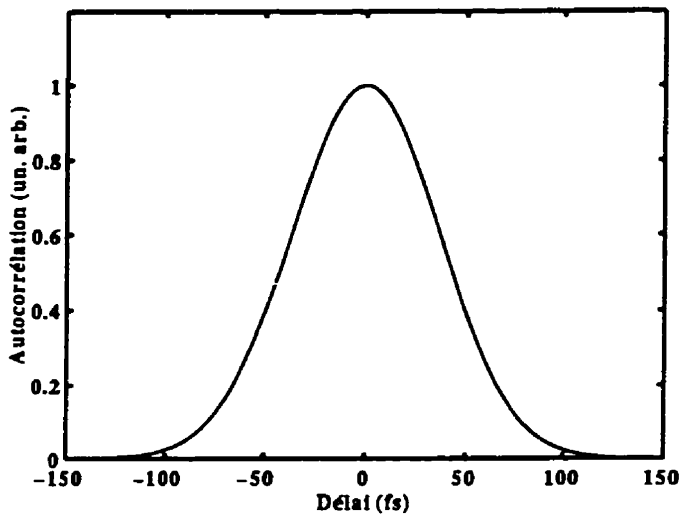


Figure 1.11 : Autocorrélation du laser Ti:saphir à modes autobloqués.

Nous présentons le signal d'autocorrélation du laser à la figure 1.11. La largeur à mi-hauteur du pic est de 86 fs, ce qui donne une durée d'impulsions de 60 fs, en supposant un profil $sech^2$. Nous retrouvons le spectre correspondant à la figure 1.12. La largeur à mi-hauteur du spectre est de 16 nm. Ainsi, le produit $\Delta t \Delta \nu$ est de 0,45, ce qui est légèrement supérieur à celui d'une $sech^2$. Il se produit probablement un élargissement de l'impulsion lors de la traversée du coupleur de sortie. Cet élargissement pourrait être neutralisé en utilisant une paire de prismes à l'extérieur de la cavité. À l'aide du tableau 1.2, on déduit que le spectre de 16 nm est capable de soutenir des impulsions de 44 fs. Le coupleur de sortie produit ainsi un élargissement d'environ 16 fs. Nous avons pu obtenir des largeurs spectrales de plus de 40 nm en insérant davantage un des prismes dans le faisceau. Cela confirme que le laser opère en régime de dispersion négative, car l'ajout de dispersion positive due aux matériaux des prismes diminue la durée des impulsions. Ces résultats, qui corroborent nos calculs sur la dispersion, sont différents des résultats obtenus par le groupe du Washington State University (Asaki et collab., 1993). En effet, la cavité utilisée par ce groupe est basée sur le même type de prisme, mais avec une séparation de 58 cm

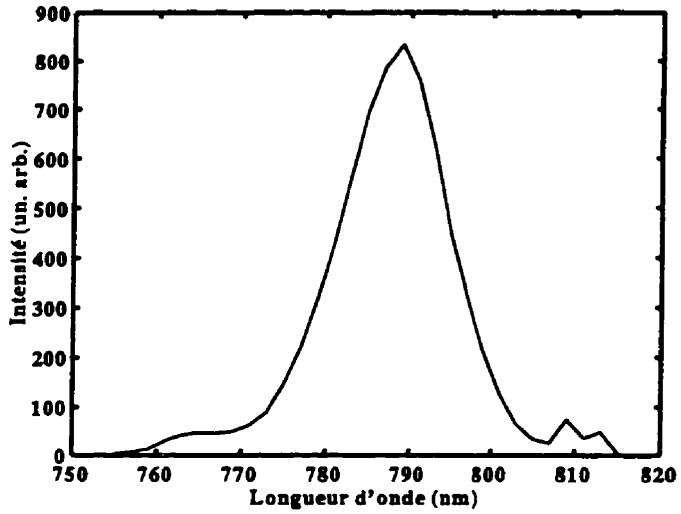


Figure 1.12: Spectre du laser Ti:saphir à modes autobloqués.

pour un cristal de 4,5 mm d'épaisseur. Ainsi, puisque la dispersion est linéaire par rapport à l'épaisseur du cristal (équation 1.12), nous devrions utiliser une distance interprisme de 116 cm pour notre cristal de 9 mm, si nous nous basons sur leurs résultats. Puisque nos résultats confirment nos calculs, il se peut que leurs prismes aient été mal fabriqués ou que leur alignement soit déficient, ce qui expliquerait la divergence entre les résultats.

Finalement, nous avons noté l'immense importance de la qualité du faisceau de pompe. En effet, nous avons remarqué que les performances du laser se dégradent considérablement lorsque le faisceau pompe s'éloigne du mode TEM_{00}. Nous croyons que la qualité du faisceau pompe est le facteur primordial pour assurer le bon fonctionnement du laser Ti:saphir. Dans ce sens, les perspectives entrevues avec les nouveaux lasers à l'état solide émettant à 532 nm pour pomper les Ti:saphir sont très intéressantes. Il semble que la qualité des faisceaux est telle qu'il soit aussi efficace de pomper à 6 W avec un tel laser qu'avec un laser Ar^+ de 10 W (Spectra Physics, 1996).

1.8 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons traité de la conception d'un laser Ti:saphir à modes autobloqués par effet Kerr. Nous avons présenté la technique d'autocorrélation pour mesurer les impulsions ultra-brèves. Le laser que nous avons construit fonctionne en régime de dispersion négative et produit des impulsions de 44 fs à l'intérieur de la cavité. Celles-ci sont élargies à 60 fs lors de la traversée du coupleur de sortie et produisent un pic d'autocorrélation de 86 fs. Dans le cadre de la présente thèse, ce laser est utilisé comme source d'excitation pour un montage de photoluminescence résolue en temps.

CHAPITRE 2

Photoluminescence standard et résolue en temps par génération de fréquence

2.1 Introduction

La photoluminescence standard et la photoluminescence résolue en temps sont des techniques extrêmement puissantes pour mesurer les propriétés statiques et dynamiques des matériaux semi-conducteurs. Ces techniques permettent d'obtenir directement des informations sur le produit des distributions des électrons et des trous, $f_e(t) \cdot f_h(t)$. De plus, l'avènement des lasers à impulsions ultra-brèves permet d'atteindre des résolutions temporelles inférieures à 100 fs. Cette résolution est très intéressante, car elle nous donne accès à une gamme de phénomènes physiques liés au transport et à la relaxation des porteurs dans les matériaux semi-conducteurs. Par exemple, dans ces derniers, le temps moyen d'interaction électron-phonon est de quelques centaines de femtosecondes.

Cependant, l'obtention d'une telle résolution n'est pas triviale. En effet, à l'heure actuelle les meilleurs détecteurs ont des temps de montée d'environ 10 ps. Cela est

nettement insuffisant pour l'étude des phénomènes de relaxation, mais suffit pour l'étude des phénomènes de recombinaison. Il n'existe aucune technologie électronique utilisable en régime femtoseconde. On doit donc se tourner vers des techniques d'optique non linéaire utilisant les impulsions ultra-brèves d'un laser pour ouvrir une fenêtre de détection ultra-rapide pour la photoluminescence.

L'utilisation de l'effet Kerr a été la première technique proposée (Duguay et Hansen, 1969) pour fabriquer une porte optique. L'utilisation de cette non-linéarité du troisième ordre repose sur la variation de la biréfringence d'un matériau par une impulsion laser. Cette technique est limitée par les longs temps de relaxation de ces matériaux ainsi que par le faible contraste entre l'état ouvert et l'état fermé.

Une autre technique, la plus répandue à l'heure actuelle, est le mélange d'ondes dans un cristal non linéaire du second ordre. Dans ce dernier, une impulsion ultra-brève est mélangée à la photoluminescence à mesurer et un signal à la fréquence somme (*upconversion*) est généré et détecté. Le principe est similaire à celui décrit à la section 1.6 pour l'autocorrélation optique. Ainsi, suivant les équations 1.15 et 1.17, un signal est généré seulement lorsque l'impulsion laser est présente dans le cristal. La résolution temporelle est donc liée à la durée des impulsions. Il suffit de modifier le délai de l'impulsion laser par rapport à la photoluminescence pour en obtenir le comportement temporel (figure 2.1). La meilleure résolution obtenue est de 60 fs (Shah, 1988).

Dans ce chapitre, nous présentons le montage de photoluminescence standard que nous avons construit puis décrivons et analysons le montage de photoluminescence résolue en temps par la technique de génération de fréquence somme. Nous étudions les paramètres affectant les résolutions temporelle et spectrale. Finalement, nous

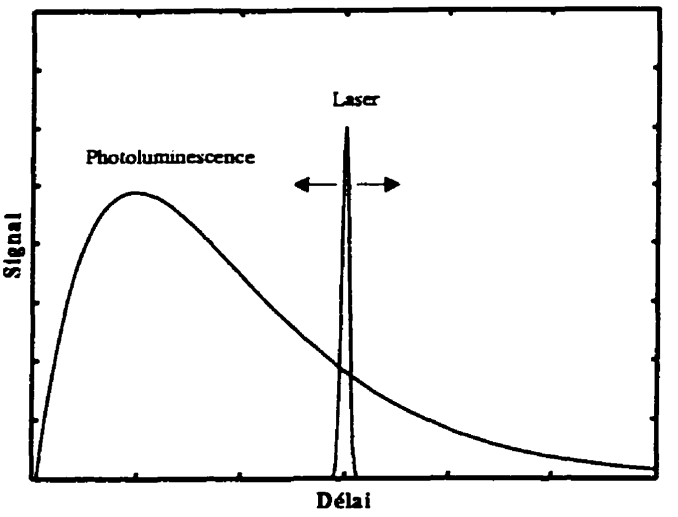


Figure 2.1 : Schématisation du principe de la mesure d'un signal rapide par génération de fréquence.

discutons d'un modèle pour l'analyse des résultats expérimentaux de photoluminescence résolue en temps.

2.2 Montages expérimentaux

2.2.1 Photoluminescence standard

Nous avons construit un montage de photoluminescence standard pour caractériser les matériaux III-V en volume (section 2.2.2) et les hétérostructures à puits quantiques sous contraintes (chapitre 4). Notre montage est présenté à la figure 2.2. Les échantillons sont excités par un laser argon (Spectra Physics modèle 164) sur la raie à 514 nm, dont le faisceau est focalisé par une lentille d'une longueur focale de 16 cm. L'intensité maximale sur l'échantillon est de 20 kW/cm^2 et peut être diminuée à l'aide de filtres de densité neutre calibrés (New Focus). La photoluminescence émise par l'échantillon est recueillie par une lentille d'une longueur focale de 13 cm

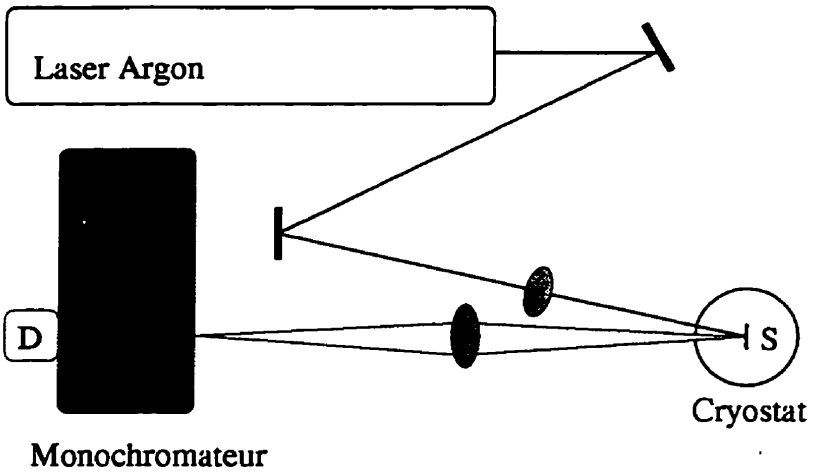


Figure 2.2 : Schéma du montage de photoluminescence standard. D: détecteur. S: échantillon.

et focalisée sur la fente d'entrée d'un monochromateur de 1/2 m (Acton Research). Cette lentille est positionnée au centre de la distance qui sépare l'échantillon de la fente d'entrée, soit 52 cm, quatre fois la longueur focale. Une détection synchrone (Stanford Research) permet de capter le signal de photoluminescence sur une plage de longueurs d'onde allant de 400 à 2500 nm grâce à trois circuits de détection construits avec des photodiodes Si, InGaAs et PbS. L'échantillon peut être placé sur le doigt froid d'un cryostat à flot continu (Janis Research) et ainsi être refroidi jusqu'à 4,2 K.

2.2.2 Photoluminescence des matériaux GaInAsSb

Dans le but de nous familiariser avec les techniques de caractérisation de matériaux, nous avons utilisé le montage de photoluminescence standard présenté ci-dessus pour étudier des couches épitaxiales de $Ga_{0,77}In_{0,23}As_{0,19}Sb_{0,81}$ (Tronc et collab., 1993a; Tronc et collab., 1993b). Celles-ci ont été préparées par épitaxie en phase liquide sur un substrat de GaSb (100) de type P. Ces couches ont une épaisseur d'environ 4 μm.

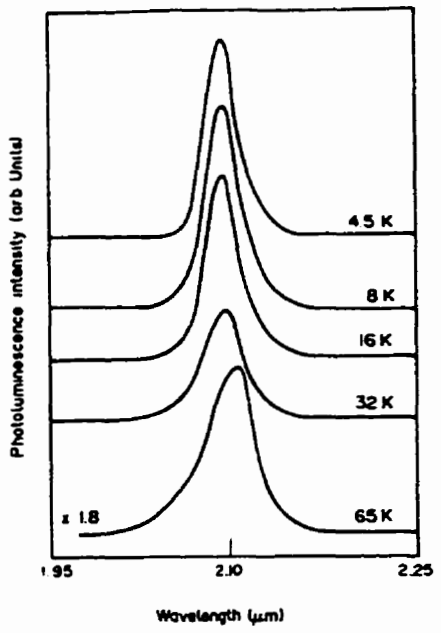


Figure 2.3 : Spectres de photoluminescence d'alliages de $Ga_{0,77}In_{0,23}As_{0,19}Sb_{0,81}$ à une intensité d'excitation de 3 kW/cm^2 (Tronc et collab., 1993a).

Des spectres typiques de photoluminescence sont présentés à la figure 2.3 pour une intensité laser de 3 kW/cm^2 injectant une densité de porteurs d'environ 2×10^{16} cm^{-3}. Nous remarquons que le spectre est symétrique pour des températures inférieures à 40 K et asymétrique au-dessus. La largeur à mi-hauteur du spectre de photoluminescence est de 10 meV à 4,5 K et augmente à 15,4 meV à 65 K. En supposant que le pic de photoluminescence est dû à une transition bande à bande, il a la forme suivante pour des semi-conducteurs non dégénérés à bandes paraboliques(Bebb et Williams, 1972; Tronc et collab., 1993a) :

$$I_{PL}(\hbar\omega) \sim \sqrt{\hbar\omega - E_g}\exp\left[-\left(\hbar\omega - E_g\right)/k_BT\right] . \tag{2.1}$$

Cette équation représente qualitativement les spectres de photoluminescence (figure 2.3) pour des températures supérieures à 40 K. De cette équation, on tire une

largeur à mi-hauteur de 1,8 k_BT, qui est de 0,7 meV à 4,5 K et de 10,2 meV à 65 K. À basse température, cette largeur est beaucoup plus faible que celle mesurée expérimentalement. Pour s'assurer que la largeur du pic n'était pas due à la dégénérescence des porteurs, nous avons varié la puissance d'excitation sur l'échantillon. Nous n'avons pas observé de changement significatif dans la forme du spectre. La largeur du pic ne peut donc être expliquée par la dégénérescence.

Nous proposons d'expliquer la largeur du pic de photoluminescence par une distribution dans l'énergie de la bande interdite de la couche. Puisque le spectre mesuré a une forme gaussienne, nous supposons que la distribution est gaussienne également. Aussi, puisque la largeur de 1,8 k_BT à 4,5 K est inférieure à la largeur du spectre, nous prenons cette dernière comme largeur de la distribution gaussienne.

Ces fluctuations dans l'énergie de la bande interdite tirent leur origine des fluctuations de composition de la couche directement par la dépendance de $E_g(x,y)$ sur x et y, et indirectement par la dépendance de la constante de maille a_0 sur x et y. En effet, une variation locale dans le paramètre de maille introduit localement une contrainte mécanique modifiant E_g. Nous modélisons cette contrainte mécanique par une pression hydrostatique, positive ou négative selon le signe de Δa_0. En prenant pour valeur de Δa_0 la largeur des pics du spectre de double diffraction des rayons-X attribués à la couche (0,02°), la pression P peut être calculée en utilisant les constantes d'élasticité C_{11} et C_{12}. La variation de la bande interdite est alors obtenue à l'aide du coefficient $\mathrm{d}E_g/\mathrm{d}P$.

Dans un premier temps, en supposant que la variation locale de composition n'influence pas la constante de réseau,la variation de la bande interdite peut être obtenue à partir de la variation de la concentration de Ga. Une mesure par microsonde de

Castaing indique une variation de la concentration de Ga de 0,01. La variation de E_g correspondante est de 15 meV, ce qui est plus élevée que la valeur obtenue par photoluminescence et ne correspond donc pas aux données. Nous pouvons aussi supposer, à un autre extrême, que la variation de la bande interdite provient seulement de la variation du paramètre de maille, qui introduit une pression hydrostatique. La variation relative $\Delta a_0/a_0$ d'un cristal cubique soumis à une pression hydrostatique est $P/(C_{11}+2C_{12})$. Ici, $\Delta a_0/a_0$ vaut 3×10^{-4}, valeur obtenue par double diffraction des rayons-X, alors P vaut $0,5 \times 10^3$ kg/cm^2 et la variation de E_g est de 7 meV. Cette valeur est inférieure à la largeur obtenue par la photoluminescence. Nous pouvons donc conclure que les variations dans l'énergie de la bande interdite ayant pour origine les fluctuations de composition et celles ayant pour origine les contraintes induites par ces mêmes fluctuations se compensent partiellement.

En poursuivant la caractérisation de ces échantillons, nous avons essayé de déterminer la nature du pic de photoluminescence. La largeur des pics présentés à la figure 2.3 est telle qu'il est possible que des pics supplémentaires soient présents autour du pic principal identifié par la lettre M (figure 2.4).

Pour tenter de découvrir des pics à basse énergie, il convient de refroidir l'échantillon à la température de l'hélium liquide; la distribution statistique des porteurs devient raide, car k_BT est faible. Il faut aussi utiliser une faible intensité d'excitation, car la largeur du pic M augmente légèrement avec l'intensité. Pour des intensités inférieures à 250 W/cm^2, un épaulement apparaît, indiquant clairement la présence d'un pic situé à 2,14 μm (0,579 eV). Celui-ci est identifié par la lettre L (figure 2.4). La différence entre les pics M et L est de 8 meV.

Pour tenter de découvrir des pics à haute énergie, il convient d'augmenter la tempé-

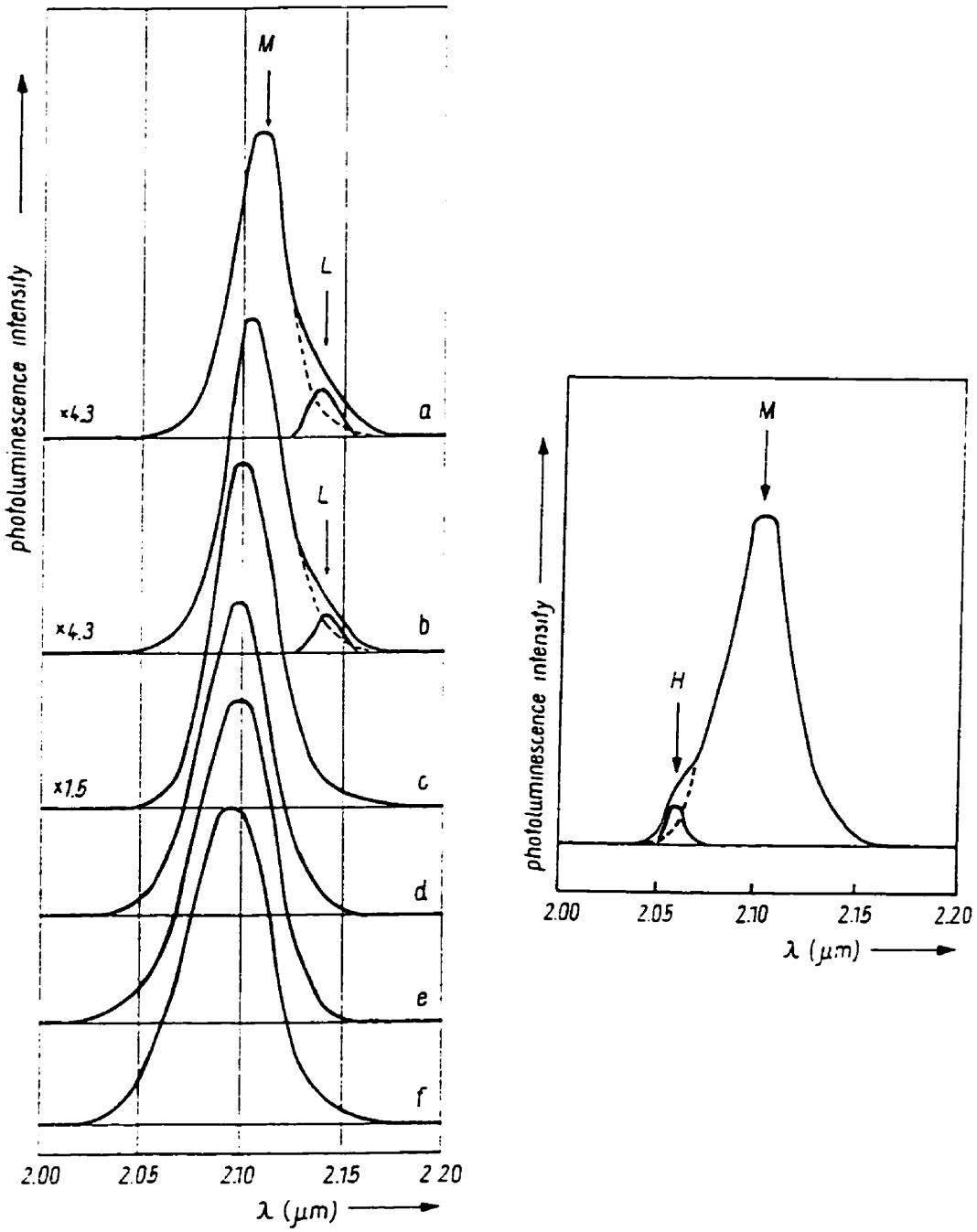


Figure 2.4 : Spectres de photoluminescence d'alliages de $Ga_{0,77}In_{0,23}As_{0,19}Sb_{0,81}$ obtenus en 1) à 4,5 K à une intensité d'excitation de a) 125, b) 250, c) 300, d) 1 100, e) 1 400, f) 1 800 W/cm^2; et en 2) à 48 K à une intensité de 570 W/cm^2 (Tronc et collab., 1993b).

rature pour que la distribution statistique des porteurs s'étale à plus haute énergie, et d'augmenter l'intensité d'excitation pour que les niveaux d'énergie supérieurs se peuplent. À une température d'environ 48 K, un pic situé à 2,06 μm (0,602 eV) apparaît. Celui-ci est identifié par la lettre H (figure 2.4). La différence entre les pics H et M est de 12 meV.

À partir de ces résultats, nous pouvons conclure que le pic M, situé à 12 meV en-dessous du pic H ne peut évidemment pas être associé à une recombinaison entre un électron et un trou libres, car cette dernière est celle qui aurait l'énergie la plus élevée. Ce n'est pas le cas ici. Cependant, le pic H pourrait être associé à cette transition. Par ailleurs, le pic M ne peut être associé à un exciton libre car il est toujours présent à 48 K. À cette température, l'exciton libre ne devrait pas exister, car son énergie de liaison est très faible. Le pic M pourrait être associé à un exciton lié, en raison de son énergie de liaison plus élevée. Finalement, le pic L, qui présente l'énergie la plus faible, pourrait aussi être associé à un exciton lié ou à une transition entre un accepteur et la bande de conduction, car le dopage résiduel de la couche est de type P.

2.2.3 Photoluminescence résolue en temps

Dans cette section, nous analysons suivant Shah (1988), le montage de photoluminescence résolue en temps que nous avons construit. Ce montage est schématisé à la figure 2.5. Le faisceau du laser Ti:saphir à impulsions ultra-brèves est d'abord divisé en deux à l'aide d'une lame demi-onde (CVI Laser) et d'un cube séparateur de polarisation (Newport Corp.). Le faisceau de polarisation horizontale est focalisé par une lentille plano-convexe de 50 mm de focale (CVI Laser) sur l'échantillon

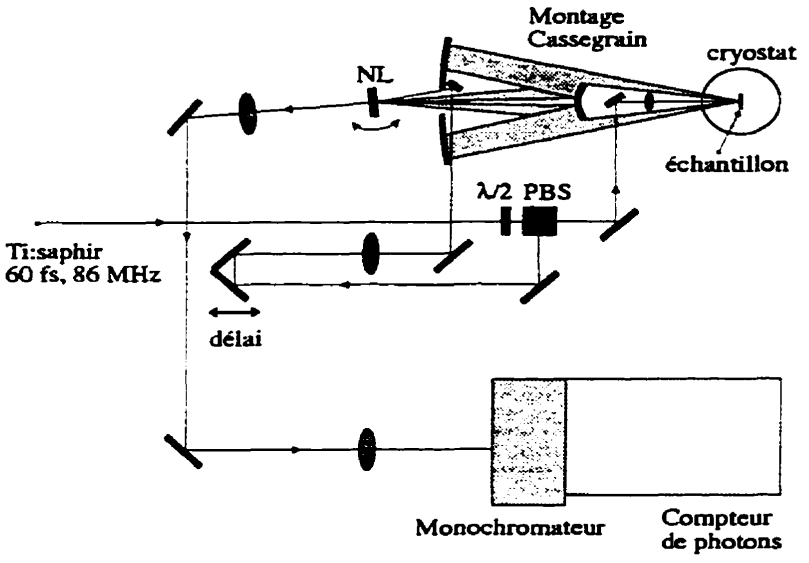


Figure 2.5 : Schéma du montage de photoluminescence résolue en temps d'une résolution temporelle de 100 femtosecondes. $\lambda/2$: lame demi-onde. PBS : séparatrice de polarisation. NL : cristal non linéaire.

placé dans un cryostat. Le second faisceau, de polarisation verticale, est retardé par une ligne à délai puis focalisé par une lentille plano-convexe de 400 mm de focale (CVI Laser) sur un cristal de $LiIO_3$ de 1 mm d'épaisseur (Femtochrome Research). La photoluminescence émise par l'échantillon est collectée puis refocalisée par un télescope Cassegrain (Ceravolo Optical Systems) de grandissement 9:1 sur le cristal de $LiIO_3$. Le faisceau somme alors généré est recueilli par une lentille plano-convexe de 100 mm (CVI Laser), focalisé par une lentille identique sur la fente d'entrée d'un monochromateur de 1/8m (Oriel Corp.) puis détecté par un photomultiplicateur GaAs refroidi à -30°C (Hamamatsu Corp.). Ce dernier est utilisé en mode de comptage de photons et a un bruit d'environ 5 coups/s.

Les lentilles de focalisation sur l'échantillon et dans le cristal non linéaire ont été choisies pour maximiser le rendement de la génération de fréquence. En effet, pour maximiser le rendement, il faut que l'image de la photoluminescence dans le cristal

non linéaire soit superposée à celle du faisceau laser focalisé. C'est ainsi qu'à cause du grandissement 9:1 du télescope Cassegrain, la lentille de 50 mm de focale visant à exciter l'échantillon est conjuguée à une lentille de 450 mm de focale afin de pomper le cristal non linéaire. De plus, pour maximiser la conversion, il faut que l'angle d'acceptation (nombre d'ouverture) du cristal non linéaire soit plus grand que l'angle de focalisation de la photoluminescence dans ce cristal. Pour le télescope Cassegrain, l'angle de focalisation de la photoluminescence dans le cristal est d'environ 0,0046 stéradians.

L'angle d'acceptation du cristal non linéaire peut être calculé à l'aide de la condition d'accord de phase (équation 1.16). Il suffit de considérer le fait que la focalisation change l'angle d'incidence des faisceaux dans le cristal. L'angle d'acceptation du cristal non linéaire est (Shah, 1988)

$$\Delta\phi = \frac{2.78 n_{o,PL}\lambda_{PL}}{L[1-(n_{o,PL}\lambda_S)/(n_S(\theta_m)\lambda_{PL})]}, \tag{2.2}$$

où $n_{o,PL}$ est l'indice de réfraction du cristal non linéaire à la longueur d'onde de la photoluminescence (λ_{PL}), $n_S(\theta_m)$ est l'indice de réfraction, dépendant de l'angle du cristal, à la longueur d'onde du signal (λ_S) et L est l'épaisseur du cristal. À la figure 2.6, nous retrouvons des courbes de l'angle d'acceptation des cristaux de KDP, de BBO et de $LiIO_3$ en fonction de la longueur d'onde de la photoluminescence. L'angle d'acceptation pour un cristal de 1 mm d'épaisseur est d'environ 0,012 stéradians à 1,55 μm pour le $LiIO_3$, soit presque trois fois l'angle de focalisation de la photoluminescence. L'angle d'acceptation du cristal non linéaire est donc l'un des facteurs qui en limitent son épaisseur. Pour ce montage, un cristal de $LiIO_3$ de plus de 3 mm d'épaisseur diminuerait le rendement de la conversion puisqu'à ce moment l'angle de focalisation de la photoluminescence serait supérieur à l'angle d'acceptation.

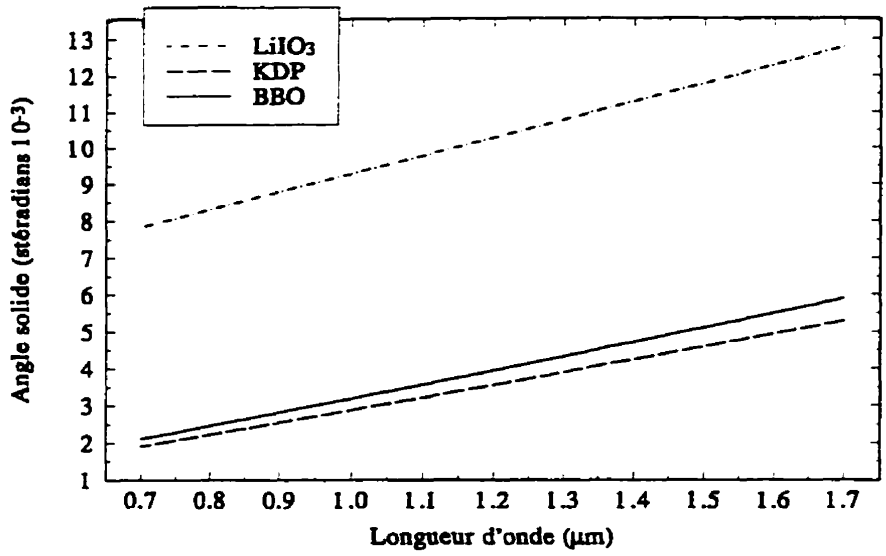


Figure 2.6 : Angle d'acceptation de cristaux non linéaires de 1 mm d'épaisseur en fonction de la longueur d'onde de la luminescence pour un faisceau pompe à 800 nm.

Les éléments optiques étant bien choisis pour maximiser le rendement, il devient possible d'estimer le signal minimal détectable. Le rendement quantique de conversion est (Shah, 1988)

$$\eta = 1.9 \times 10^{-10}[d_{eff}/d_{36}(KDP)]^2 I_P L^2 \frac{\Delta\phi_c}{4\pi}, \tag{2.3}$$

où $d_{eff}/d_{36}(KDP)$ est le rapport entre le coefficient de non-linéarité du cristal et celui du KDP, I_P est l'intensité du faisceau pompe dans le cristal et L est l'épaisseur du cristal. $\Delta\phi_c$ est l'angle d'acceptation de la luminescence et vaut ici 0,38. En focalisant dans le cristal, avec une lentille de 400 mm de focale, un faisceau pompe d'une puissance moyenne de 150 mW dont les impulsions durent 100 fs à un taux de répétition de 86 MHz, I_P est d'environ 11 MW/cm^2. En utilisant un cristal de 1 mm de $LiIO_3$ dont le coefficient de non-linéarité est environ 12 fois plus élevé que

celui du KDP, nous obtenons un rendement quantique de conversion de $9,1 \times 10^{-5}$. Cependant, plusieurs autres facteurs entrent en ligne de compte. En effet, en tenant compte des pertes dans le monochromateur (70%), des pertes sur les lentilles et les miroirs (30%), du rapport de la résolution spectrale à la largeur de bande de la photoluminescence (5%), du rapport du nombre de photons sortant du semi-conducteur ($3,5 \times 10^{-3}$) et enfin du rapport entre une porte temporelle de 100 fs à la durée de vie de la luminescence ($\sim$ 1 ns), le rendement quantique "externe" est de l'ordre de 3×10^{-13}. Aussi, pour une puissance d'excitation de 10 mW, le nombre de photons est de 4×10^{16} s^{-1}. En supposant que chaque photon absorbé crée un photon émis, le nombre total de photons émis et détectés est de $1,2 \times 10^{4}$ s^{-1}. Ce nombre est environ 10 fois plus élevé que ce que nous observons expérimentalement. Il faut toutefois tenir compte du fait qu'un télescope Cassegrain ne recueille pas les photons émis dans l'angle solide perpendiculaire à la surface de l'échantillon. Or, la plus grande densité de photons devrait se trouver dans cette direction. Ainsi, peut-on s'attendre à une divergence entre les résultats expérimentaux et les calculs. Ces derniers représentent néanmoins une borne supérieure.

La contrainte la plus importante quant au choix de l'épaisseur du cristal non linéaire est probablement liée à la résolution temporelle qu'on désire atteindre. Dans le meilleur des cas, la résolution temporelle est la durée des impulsions utilisées. Cependant, puisque les longueurs d'onde des deux faisceaux incidents sur le cristal sont différentes, il peut y avoir une disparité entre les vitesses de groupe, ce qui cause un délai et détériore la réponse temporelle. Le délai du système dû à la disparité des vitesses de groupe est (Shah, 1988)

$$\Delta t = \frac{L}{c}\left[(n_{o,P} - n_{o,PL}) - \left(\lambda_P \frac{\partial n_{o,P}}{\partial \lambda} - \lambda_{PL}\frac{\partial n_{o,PL}}{\partial \lambda}\right)\right], \tag{2.4}$$

où $n_{o,P}$ est l'indice de réfraction à la longueur d'onde de la pompe et c est la vitesse

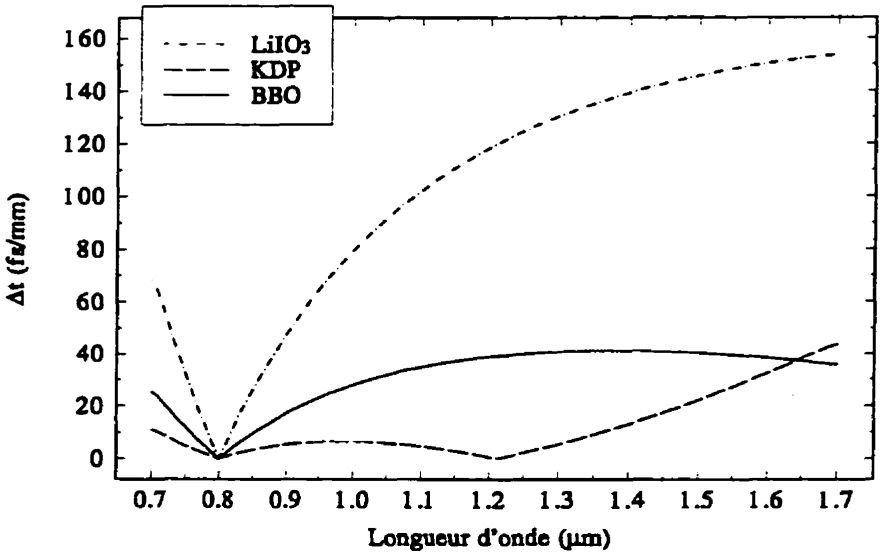


Figure 2.7 : Élargissement temporel dû à la disparité entre les vitesses de groupe des faisceaux de pompe et de luminescence.

de la lumière dans le vide. Le délai introduit par différents cristaux est illustré à la figure 2.7. Pour optimiser la résolution temporelle, le KDP s'avère le matériau de choix. Cependant, le prix à payer est un rendement de conversion environ 12 fois moindre, ce qui devient très contraignant du point de vue de la détection. Pour déterminer expérimentalement la résolution temporelle, nous utilisons la corrélation entre le faisceau de pompe du cristal non linéaire et la diffusion du faisceau d'excitation sur la surface de l'échantillon (figure 2.8). Cette procédure permet en outre de déterminer la position du délai zéro, qui reste la même pour toutes les longueurs d'onde puisque le captage de la photoluminescence est effectué par des éléments réfléchissants seulement. La largeur à mi-hauteur de la courbe de corrélation est de 263 fs. L'impulsion laser doit donc être inférieure à 200 fs. C'est la résolution de notre système. Enfin, de toute évidence, la courbe de corrélation est déformée par

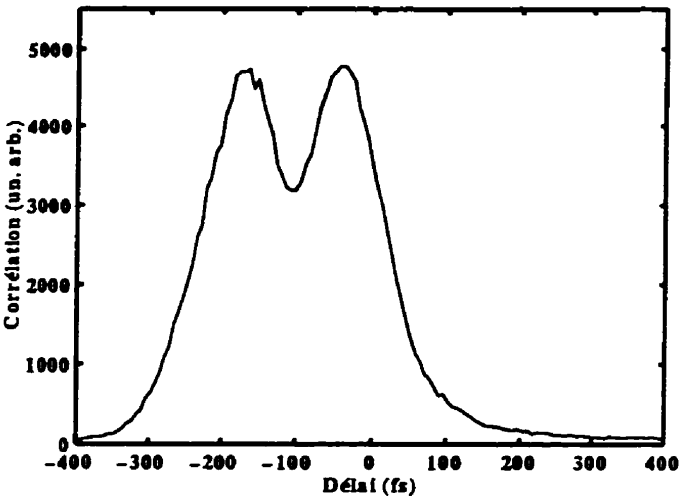


Figure 2.8 : Signal de corrélation entre le faisceau de pompe du cristal non linéaire et la diffusion du faisceau d'excitation sur la surface de l'échantillon.

rapport à la courbe d'autocorrélation du laser (figure 1.11) à cause du parcours du faisceau à travers les nombreux éléments optiques.

2.3 Analyse des résultats

Dans cette section, nous présentons les équations permettant de mieux comprendre la photoluminescence. À la suite de l'excitation des échantillons étudiés aux chapitres 4 et 5 par une impulsion ultra-brève du laser Ti:saphir, des électrons et des trous sont généralement créés à haute énergie dans le matériau. La distribution spatiale de ces porteurs dans la direction du faisceau d'excitation suit la loi de Beer-Lambert. Après la photoexcitation, ces porteurs relaxent, diffusent et se recombinent.

La photoluminescence est proportionnelle au nombre de paires électron-trou qui se

recombinent radiativement durant un temps donné, par émission spontanée. Pour l'étude du transport et de la relaxation dans les structures laser à puits quantiques, il suffit de s'intéresser à la recombinaison bande à bande entre un électron et un trou, car c'est la transition dominante et aussi celle où se produit l'effet laser. La forme du spectre de photoluminescence est obtenue en calculant le taux de transition optique (dipolaire électrique) à l'aide de la règle d'or de Fermi. Ce spectre est donné par (Bebb et Williams, 1972) :

$$I_{PL}(\hbar\omega) \propto \sum_{c,v} A_{c,v} n(E_c,t) p(E_v,t) \delta(\hbar\omega - E_g - E_c - E_v)\,, \tag{2.5}$$

où nous avons négligé les facteurs dépendants peu de $\hbar\omega$. Les variables $n(E_c,t)$ et $p(E_v,t)$ correspondent respectivement au nombre d'électrons et de trous ayant des énergies cinétiques E_c et E_v, au temps t. E_g est l'énergie de la bande interdite. Dans l'équation 2.5, la somme est effectuée sur tous les états dans les bandes de conduction et de valence satisfaisant à la condition $\hbar\omega = E_g + E_c + E_v$. $A_{c,v}$ contient les règles de sélection liées aux éléments de matrice de la transition dipolaire electrique entre la bande de conduction et la bande de valence. Ce facteur est proportionnel à $\delta_{\mathbf{k}_c,\mathbf{k}_v}$ pour un matériau en volume : les seules transitions permises sont celles qui conservent le vecteur d'onde $\mathbf{k}$. Lorsque les porteurs sont thermalisés et que leur distribution est approximable par une distribution de Maxwell-Boltzmann, le produit $n(E_c,t)p(E_v,t)$ est de la forme

$$n(E_c,t)p(E_v,t) \sim e^{-\hbar\omega/k_B T_{eff}}\,, \tag{2.6}$$

où T_{eff} est une température effective qui est donnée par l'équation suivante dans l'approximation des bandes paraboliques :

$$\frac{1}{T_{eff}} = \frac{m_h/(m_h+m_e)}{T_e} + \frac{m_e/(m_h+m_e)}{T_h}\,. \tag{2.7}$$

La température effective des porteurs peut être déterminée, sur une échelle semi-

logarithmique, par la pente de la queue à haute énergie des pics de photoluminescence (Shah et Leite, 1969).

Pour pouvoir simuler les spectres de photoluminescence, il faut donc calculer $n(E_c, t)$ et $p(E_v, t)$. Ces quantités sont déduites de l'équation de transport de Boltzmann. Cependant, cette équation est généralement extrêmement difficile à résoudre et est simplifiée par des approximations. Une des formes approximatives les plus connues est l'équation de diffusion et d'entraînement (Lundstrom, 1990). Néanmoins, pour des dispositifs de plus en plus petits ou pour des porteurs chauds, cette approximation est discutable. Dans ce cas, il convient de résoudre l'équation de Boltzmann avec moins d'approximations. Pour cette raison, nous avons donc recours à une méthode très puissante, la méthode Monte Carlo.

2.4 Modélisation du transport des porteurs par la méthode Monte Carlo

En principe, la modélisation du transport nécessiterait de connaître l'état de chacun des porteurs en fonction du temps dans le dispositif. Dans les solides, l'approximation de la masse effective et une description en terme de paquets d'ondes permettent de traiter les porteurs comme des particules classiques entre les collisions (Ashcroft et Mermin, 1976) : c'est l'approche semi-classique. La position et la quantité de mouvement de chacune des particules pourraient alors être obtenues en résolvant les équations de Newton (Lundstrom, 1990). Cependant, ce problème est beaucoup trop compliqué dans les cas usuels, puisque le nombre de porteurs dans un dispositif frôle les milliards, ce qui rend l'analyse intraitable.

2.4.1 Équation de transport de Boltzmann

Un moyen de contourner le problème mentionné ci-dessus est de faire appel à un ensemble statistique et de tenter de déterminer la probabilité de trouver une particule ayant une position $\mathbf{r}$ et une quantité de mouvement $\mathbf{p}$ au temps t. La solution à ce problème est une fonction de distribution $f(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t)$ qui donne une probabilité entre zéro et un (Lundstrom, 1990). En principe, $f(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t)$ est choisie de sorte que (Jacoboni et Lugli, 1989)

$$2/(2\pi)^3 \int d\mathbf{p} \int d\mathbf{r} f(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t) = N\,, \tag{2.8}$$

où N est le nombre de particules dans le dispositif.

Dans une approche semi-classique, la fonction de distribution est la solution de l'équation de Boltzmann pour les semi-conducteurs (Lundstrom, 1990) :

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \nabla_p(E) \cdot \nabla_r(f) + \mathbf{F} \cdot \nabla_p(f) = s(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t) + \left.\frac{\partial f}{\partial t}\right|_{collisions}\,, \tag{2.9}$$

où $\mathbf{F}$ est la force exercée sur l'ensemble des particules (champ électrique), ∇_p et ∇_r sont des gradients par rapport à $\mathbf{p}$ et à $\mathbf{r}$ respectivement et $s(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t)$ est un terme de génération-recombinaison. Le second terme du membre de droite dépend des différents processus de diffusion (collisions) subits par les porteurs. Lorsque la fonction de distribution est connue, le problème est complètement résolu et toutes les quantités voulues peuvent être calculées par exemple, la vitesse d'entraînement, l'énergie moyenne ou la densité de porteurs. Cependant, l'équation de Boltzmann est généralement très difficile à résoudre directement, car le terme de collision est compliqué et peu connu.

C'est la raison pour laquelle des approximations visent à simplifier ce terme. À l'équilibre thermodynamique, la solution de l'équation de Boltzmann est donnée par

la distribution de Fermi-Dirac (Lundstrom, 1990) :

$$f_0(\mathbf{r},\mathbf{p}) = \frac{1}{1+\exp\left[\left(E_c(\mathbf{r},\mathbf{p}) - E_F\right)/k_B T\right]}, \tag{2.10}$$

où $E_c(\mathbf{r},\mathbf{p})$ est la somme des énergies cinétique et potentielle des particules, E_F est le niveau de Fermi, k_B est la constante de Boltzmann et T est la température. Pour de faibles écarts par rapport à cette distribution, l'approximation du temps de relaxation est introduite par (Lundstrom, 1990) :

$$\frac{\partial f}{\partial t}\Big|_{collisions} = -\frac{(f - f_0)}{\tau_f}, \tag{2.11}$$

τ_f étant un temps de relaxation. Cette approximation nous permet d'obtenir des résultats comparables à ceux de Drude (Ashcroft et Mermin, 1976) où, par exemple, la mobilité est donnée par

$$\mu_n = \frac{q\tau_f}{m^*}. \tag{2.12}$$

L'approximation du temps de relaxation permet ainsi d'obtenir des comportements globaux pour des matériaux en volume. Cependant, pour certains dispositifs, cette approximation est peu pratique puisque les paramètres varient dans chacune des régions.

Les équations d'entraînement et de diffusion, qui sont très répandues pour la simulation de dispositifs à semi-conducteurs, découlent d'une autre approximation. Ces équations s'obtiennent en prenant les deux premiers moments de l'équation de Boltzmann (Lundstrom, 1990). Par exemple, pour les électrons,

$$\begin{aligned} \frac{\partial n}{\partial t} &= \frac{1}{q}\nabla\cdot\mathbf{J_n}, \\ \mathbf{J_n} &= q\mu_n n F + qD_n\nabla n, \end{aligned} \tag{2.13}$$

où q est la charge de l'électron, μ_n est sa mobilité, D_n est la constante de diffusion et n est la densité de porteurs.

En considérant le nombre d'approximations requises pour obtenir des équations simples à résoudre, il a été nécessaire d'élaborer des méthodes plus sophistiquées pour résoudre l'équation de Bolztmann. Depuis plusieurs décennies, une méthode très élégante a été mise au point pour résoudre indirectement l'équation de Boltzmann : la méthode Monte Carlo. Cette méthode devient de plus en plus populaire, car elle permet de simuler les dispositifs de dimensions réduites tels que les dispositifs à puits quantiques. De l'avis de Jacoboni et Lugli (1989), cette méthode donne les résultats les plus précis parce qu'elle traite directement de la physique microsopique du transport.

2.4.2 Simulateur Monte Carlo et taux de diffusion

À cause du nombre élevé de particules dans un dispositif réel, il convient d'utiliser des super-particules fictives, qui représentent chacune une certaine quantitée de particules réelles, ce qui rend la simulation possible. La charge électrique d'une super-particule est alors donnée par la somme des charges réelles. La méthode Monte Carlo consiste à simuler le mouvement d'un groupe de ces super-particules soumises aux champs électriques ainsi qu'à différents mécanismes de diffusion. Le nom de la méthode vient du fait que le temps de libre parcours entre deux collisions et le processus de diffusion terminant ce libre parcours sont choisis aléatoirement, selon une série probabiliste reflétant directement la physique microscopique du transport. L'amélioration du modèle se fait par l'ajout de processus physiques, ce qui est assez simple une fois que le simulateur est développé. Cette méthode est intéressante parce qu'elle permet de simuler le mouvement des porteurs dans une grande variété de conditions, incluant le régime transitoire.

Le simulateur fonctionne comme suit:

- choix des conditions initiales;
- détermination aléatoire du temps de libre parcours pour chaque particule;
- durant le libre parcours, chaque particule subit l'influence du champ électrique par

$$\hbar \frac{d\mathbf{k}}{dt} = -e\mathbf{E}\,; \tag{2.14}$$

- le mécanisme de diffusion terminant le libre parcours est choisi aléatoirement, puis les paramètres de la particule sont modifiés en conséquence;
- le champ électrique est mis à jour périodiquement au moyen de l'équation de Poisson;
- la simulation se poursuit jusqu'au temps final désiré;
- les valeurs de certaines variables sont sorties périodiquement selon les résultats souhaités.

La qualité du simulateur dépend du réalisme de la physique qui y est incluse. En particulier, la structure de bandes et les mécanismes de diffusion sont importants. Le simulateur que nous utilisons est décrit ailleurs (Abou-Khalil, 1996) et permet des simulations bi-dimensionnelles dans les matériaux III-V de structure cristalline zinc-blende. Il tient compte de la structure de la bande de conduction pour les matériaux en volume en incluant les vallées Γ, L et X à l'aide d'une approximation de bandes non paraboliques. Pour la bande de valence, il inclut les trous lourds, les trous légers et les trous de la bande découplée par spin-orbite. Les mécanismes de diffusion inclut dans le simulateur sont les diffusions par les phonons optiques et acoustiques, les impuretés et le potentiel aléatoire des alliages.

Dans ce travail, nous n'avons pas inclus les effets à plusieurs particules comme les diffusions porteur-porteur ou le principe d'exclusion de Pauli. L'étude de ces phéno-

mènes pour la simulation adéquate des dispositifs constituerait à elle seule le sujet d'une thèse. En principe, d'un point de vue théorique, ces phénomènes devraient être importants et inclus dans le modèle. Cependant, à notre avis, lorsqu'on compare les résultats de simulation de structures compliquées aux résultats expérimentaux, l'importance de ces phénomènes sur le transport des charges pour des délais de plusieurs dizaines de picosecondes est loin d'être évidente. La littérature indique que l'interaction porteur-porteur est importante pour la relaxation des porteurs pour des temps de quelques centaines de femtosecondes (Goodnick et Lugli, 1988a; Goodnick et Lugli, 1988b), mais son influence en régime picoseconde n'est pas démontrée (Asche et Sarbei, 1989; Marchetti et Pötz, 1989). Nous avons donc choisi de simplifier le simulateur au maximum, car ce type d'interaction complique énormément les calculs, et nous verrons au chapitre 5 que nous pouvons néanmoins interpréter nos résultats avec succès.

Nous avons également remarqué lors de simulations préalables dans des matériaux en volume que la résolution fréquente de l'équation de Poisson était essentielle dans l'obtention d'une distribution thermale (Maxwell-Boltzmann) à la température de 77 K. À cette température, en l'absence du champ électrique, les porteurs ont tendance à perdre leur énergie et à tous se retrouver à une énergie inférieure à l'énergie des phonons optiques : la distribution est alors plutôt rectangulaire. À 300 K, les distributions simulées sont thermales. Des simulations Monte Carlo ont indiqué que l'interaction électron-électron était essentielle à 77 K pour rendre les distributions thermales (Takenaka et Inoue, 1979; Goodnick et Lugli, 1988a). Cette interaction a pour effet de repopuler la queue à haute énergie de la distribution en donnant l'énergie suffisante aux porteurs pour dépasser l'énergie des phonons optiques. À 300 K, l'interaction électron-électron est moins importante, car la queue de la distribution peut être repopuler par absorption de phonons optiques (voir figure 2.9). Ce type de

diffusion est beaucoup moins important à 77 K, parce que la population de phonons décroît très rapidement avec la température. Dans notre simulateur, il semble donc que la résolution fréquente de l'équation de Poisson agisse un peu comme l'interaction porteur-porteur en redistribuant l'énergie des particules entre elles. Ce point mériterait une étude plus poussé, car, en effet, l'équation de Poisson et l'interaction porteur-porteur proviennent tous les deux de l'interaction coulombienne. Il se peut donc qu'il produise des effets similaires dans certaines conditions.

Les taux de diffusion obtenus à l'aide de la règle d'or de Fermi en considérant divers processus de diffusion sont donnés à l'annexe A, et aux figures 2.9, 2.10 et 2.11, nous retrouvons des exemples des taux de diffusion pour les électrons et les trous lourds dans l'InGaAs à 300 K. À faible énergie cinétique, les taux de diffusion dus à l'émission de phonons optiques et aux impuretés ionisées sont dominants pour les électrons. Pour les trous lourds, l'émission de phonons optiques polaires et non polaires représente les diffusions dominantes. Les taux de diffusion permettant la transition vers les vallées L et X sont inclus dans le simulateur Monte Carlo mais ne sont pas présentés à la figure 2.9, car ces transitions se produisent à des énergies respectives de 0,650 eV et de 0,894 eV. Peu d'électrons atteignent ces énergies dans ce matériau. Ce n'est pas le cas pour le GaAs, où l'énergie de séparation de ces vallées est beaucoup plus faible. Les taux de diffusion pour les trous légers et les trous de la bande découplée par spin-orbite sont semblables aux taux pour les trous lourds et ne sont pas présentés ici.

L'équation de Poisson est résolue de façon auto-consistante à toutes les 0,5 fs environ sur une grille bi-dimensionnelle au moyen de la méthode CIC (*Cloud-in-Cell*). Premièrement, la charge d'une super-particule est répartie entre les quatre noeuds les plus proches, selon l'inverse de la distance aux noeuds. Ensuite, l'équation est réso-

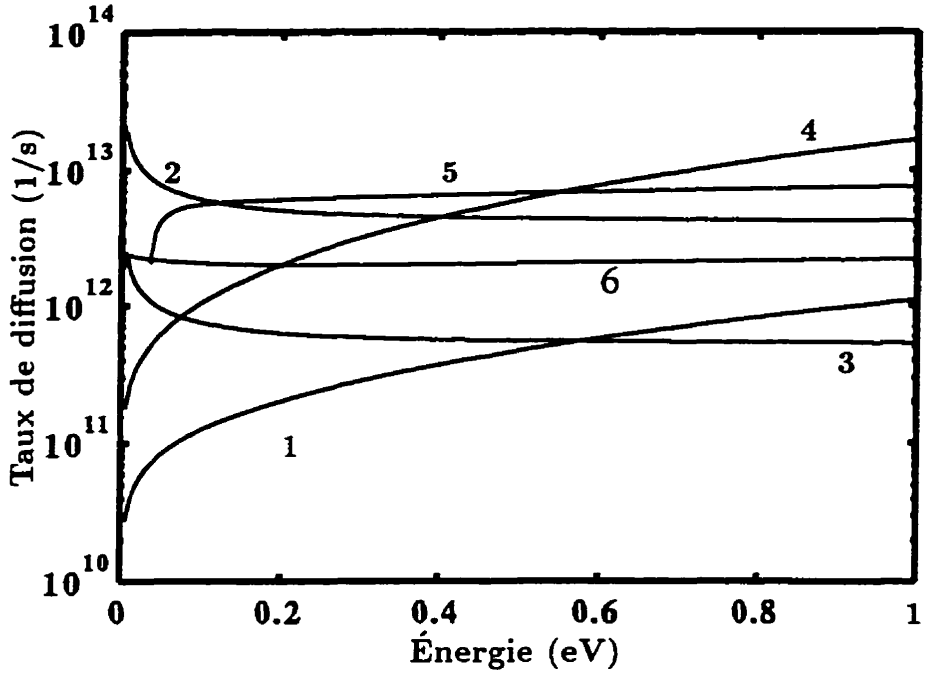


Figure 2.9 : Principaux taux de diffusion des électrons dans p-InGaAs (dopage: 5×10^{16} cm^{-3}) à 300 K en fonction de l'énergie cinétique des particules. Les nombres correspondent aux diffusions suivantes: 1) phonons acoustiques, 2) impuretés ionisées, 3) piézo-électrique, 4) alliage, 5) émission de phonons optiques polaires et 6) absorption de phonons optiques polaires.

lue par éléments finis. Les conditions aux frontières peuvent être de type Dirichlet ou Neumann. Les super-particules qui sont aux frontières peuvent être réfléchies spéculairement ou être injectées (contact ohmique). Dans ce dernier cas, la charge dans le voisinage du contact est calculée, puis des super-particules sont injectées pour la neutraliser : le contact est maintenu en équilibre thermodynamique.

2.4.3 État initial et sortie des statistiques

La séquence que nous avons développée pour évaluer le signal de photoluminescence à l'aide du simulateur Monte Carlo se déroule comme suit. Premièrement, les distri-

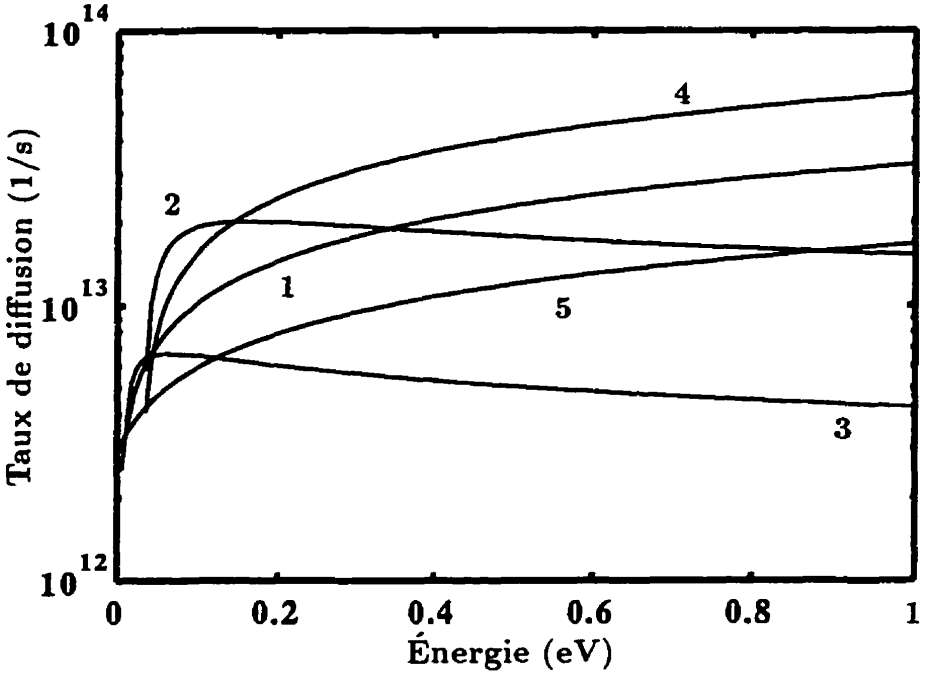


Figure 2.10 : Principaux taux de diffusion intrabande des trous lourds dans p-InGaAs (dopage: 5×10^{16} cm^{-3}) à 300 K en fonction de l'énergie cinétique des particules. Les nombres correspondent aux diffusions suivantes: 1) phonons acoustiques, 2) émission de phonons optiques polaires, 3) absorption de phonons optiques polaires, 4) émission de phonons optiques non polaires et 5) absorption de phonons optiques non polaires.

butions de porteurs dans le dispositif sont calculées à l'équilibre thermodynamique. Pour ce faire, les conditions aux frontières du potentiel électrique sont celles de l'équilibre thermodynamique. Il est simple de calculer la valeur de ce potentiel en supposant qu'il y a équilibre thermodynamique local et neutralité de charge à la frontière (Champagne, 1992). Le dispositif comprend aussi des contacts ohmiques qui permettent aux super-particules d'entrer et de sortir. En effet, puisque le modèle n'inclut pas de recombinaison, nous utilisons cet artifice pour que les zones d'appauvrissement se créent : dans une jonction PN à l'équilibre thermodynamique, la densité de porteurs est plus faible que la densité de dopants, ce qui crée une région d'appauvrissement. Dans cette étape, nous utilisons environ 20 000 super-particules

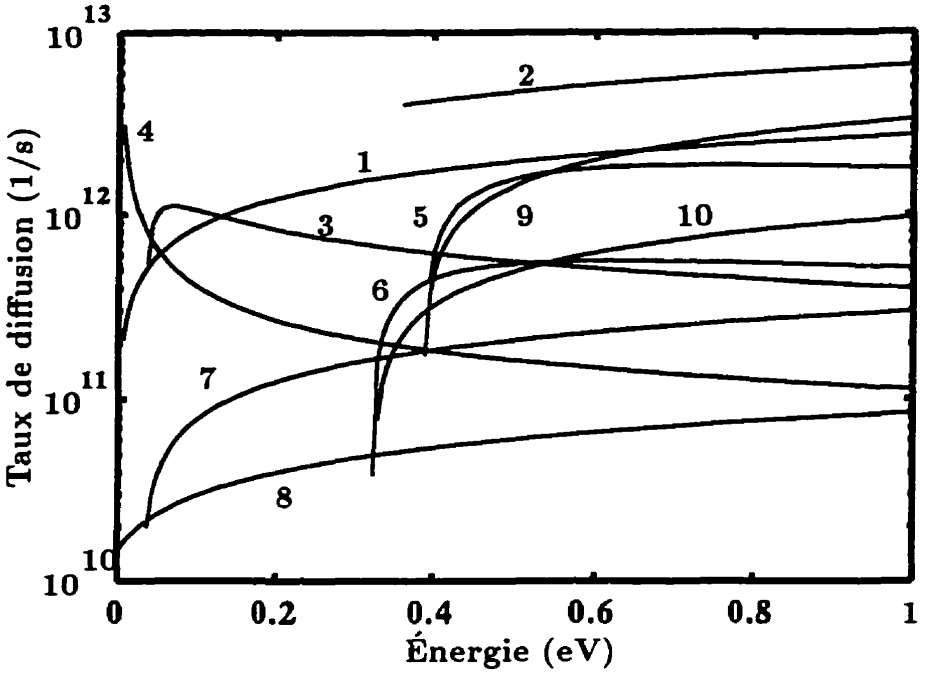


Figure 2.11 : Principaux taux de diffusion interbande des trous lourds dans p-InGaAs (dopage: 5×10^{16} cm^{-3}) à 300 K en fonction de l'énergie cinétique des particules. Les nombres correspondent aux diffusions suivantes: transitions vers les trous légers 1) par phonons acoustiques, 3) par émission de phonons optiques polaires, 4) par absorption de phonons optiques polaires, 7) par émission de phonons optiques non polaires, 8) par absorption de phonons optiques non polaires; transitions vers les trous de la bande découplée par spin-orbite 2) par des phonons acoustiques, 5) par émission de phonons optiques polaires, 6) par absorption de phonons optiques polaires, 9) par émission de phonons optiques non polaires, 10) par absorption de phonons optiques non polaires.

(réparties entre les électrons et les trous, suivant le dopage), nombre choisi pour des considérations d'espace mémoire et de temps de calcul. Elles sont distribuées initialement le plus près possible de l'état d'équilibre projeté, afin de minimiser le temps de calcul. La simulation se déroule jusqu'à ce qu'un état stationnaire soit atteint; cet état devrait correspondre à l'état d'équilibre du système. En effet, une comparaison avec les résultats obtenus d'un simulateur des équations de diffusion et d'entraînement (Champagne, 1992) indique bien que cet état est l'équilibre thermodynamique.

Lorsque l'équilibre est atteint, l'injection de charges par une impulsion laser ultra-brève est simulée. Environ 20 000 super-particules supplémentaires (moitié électrons, moitié trous) dont le profil spatial suit la loi de Beer-Lambert sont crées à $t = 0$. Ces super-particules peuvent avoir un poids différent de celui utilisé lors de la première étape, ce qui permet de simuler des densités de photoexcitation différentes. Le spectre énergétique initial de ces super-particules est calculé en tenant compte de l'injection par une impulsion laser ultra-brève centrée à 1,55 eV et d'une largeur spectrale de 32 meV, tel qu'obtenue des caractéristiques du laser Ti:saphir présenté au chapitre 1 (figure 1.12). L'énergie des photons d'excitation est répartie entre l'électron et le trou créés, comme suit :

$$\begin{aligned} E_{electron} &= (E_{photon} - E_g)\frac{m_h}{m_e + m_h}, \\ E_{trou} &= (E_{photon} - E_g)\frac{m_e}{m_h + m_e}. \end{aligned} \tag{2.15}$$

L'équation 2.15 s'obtient en supposant que les bandes sont paraboliques et en considérant la conservation de l'énergie injectée et de la quantité de mouvement des porteurs. Puisque la masse des électrons, m_e, est généralement plus faible que celle des trous, m_h, la plus grande partie de l'énergie résiduelle des photons est transmise aux électrons. Les électrons sont injectés dans la vallée Γ suivant trois

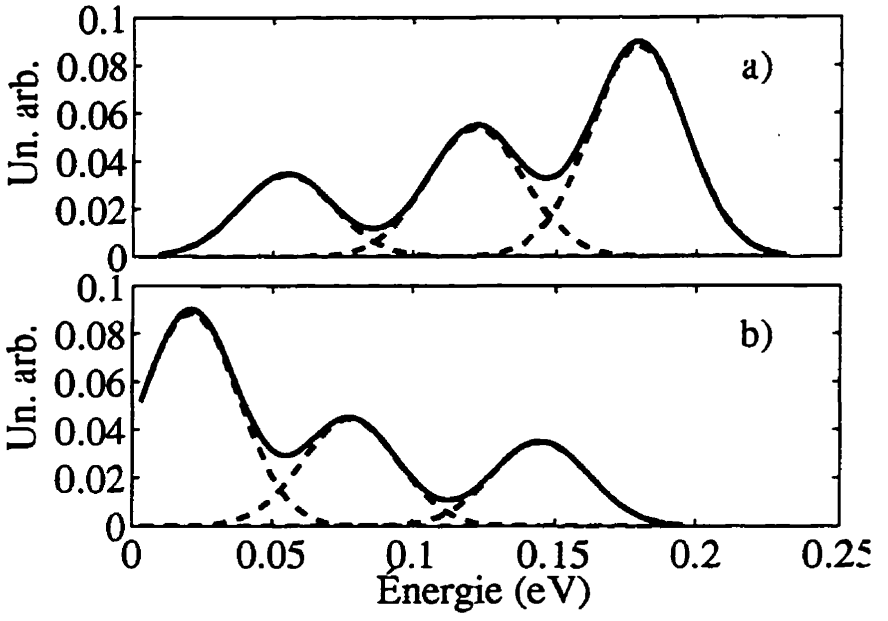


Figure 2.12 : Distribution d'énergie initiale des porteurs photoexcités dans InP: a) pour les électrons et b) pour les trous. Les lignes continues sont les distributions totales alors que les lignes brisées sont les contributions des trois bandes de valence à la photoexcitation.

distributions gaussiennes centrées aux énergies appropriées (équation 2.15), en fonction d'un des trois types de trous considérés. La hauteur relative des trois gaussiennes dépend de la densité d'états de chacun des types de trous (figure 2.12) (Reid, Abou-Khalil et Maciejko, 1996a). Les trous sont injectés avec l'énergie calculée à l'aide de l'équation 2.15. Le nombre relatif de trous lourds, de trous légers et de trous de la bande découplée par spin-orbite est déterminé à l'aide des densités d'états respectives.

2.4.4 Absorption des porteurs

Dans le modèle Monte Carlo, la création des porteurs photoexcités se fait selon un profil spatial de Beer-Lambert:

$$N(z) = N_0 \exp(-\alpha z)\,, \tag{2.16}$$

où α est le coefficient d'absorption. Pour avoir un profil réaliste, il faut donc estimer correctement ce coefficient. Nous nous intéressons principalement aux structures laser à puits quantiques présentant un profil de dopage varié qui influencent la valeur de α. Une grande région de la structure est formée de matériaux en volume. L'absorption sera prédominante dans cette région et nous négligeons donc les effets quantiques. Nous avons développé une approche semi-phénoménologique pour calculer le coefficient d'absorption dans les alliages d'InGaAsP accordés en maille à l'InP (Reid, Maciejko et Champagne, 1993). Notre approche s'accorde bien avec les résultats expérimentaux et est valide pour une grande plage de longueurs d'onde et de densités de porteurs.

Pour des photons de 1,55 eV, émis par le laser Ti:saphir, la contribution la plus importante au coefficient d'absorption dans les matériaux InGaAsP/InP vient de la transition bande à bande. Pour des bandes paraboliques, le coefficient d'absorption est donné par (Reid, Maciejko et Champagne, 1993) :

$$\begin{aligned}\alpha \;=\; & \frac{2,493\times 10^5 E_p}{n_0 E}\sqrt{E-E_g(n,p)}\left[\mu_{ehh}^{3/2}(1-f_0(E_{hh})-f_0(E_{ch}))\right.\\ & \left.+\,\mu_{elh}^{3/2}(1-f_0(E_{hl})-f_0(E_{cl}))\right]\; cm^{-1}\,,\end{aligned} \tag{2.17}$$

où $E_p = (2m_0/\hbar^2)P_0^2$, P_0 étant le moment dipolaire, E est l'énergie des photons et E_g est l'énergie de la bande interdite. μ_{ehh} et μ_{elh} sont les masses réduites des couples électrons-trous lourds et électrons-trous légers, respectivement. Aussi, n_0

est l'indice de réfraction du matériau qui dépend de l'énergie des photons et des densités d'électrons et de trous (n, p) (Reid, Maciejko et Champagne, 1993). f_0 est la distribution de Fermi-Dirac (équation 2.10). Les énergies cinétiques des électrons (E_{ch}, E_{cl}) et des trous (E_{hh}, E_{hl}) sont données par l'équation 2.15. Les paramètres utilisés sont regroupés dans les annexes B et D.

Pour calculer l'énergie des quasi-niveaux de Fermi pour les électrons et les trous (E_F dans l'équation 2.10), en fonction des densités de porteurs, nous utilisons une des approximations de Nilsson (Blakemore, 1982) :

$$\frac{E_F}{k_B T} = \frac{\ln(u)}{1-u^2} + \frac{(3\sqrt{\pi}u/4)^{2/3}}{1+(0,24+1,08(3\sqrt{\pi}u/4)^{2/3})^{-2}}, \tag{2.18}$$

où $u = N/N_c$ pour les électrons et $u = P/N_v$ pour les trous, N_c et N_v étant les densités d'états effectives pour les bandes de conduction et de valence. Ces densités d'états effectives sont données par $N_i = 2(2\pi m_i k_B T/\hbar^2)^{3/2}$, où m_i est la masse de densité d'état pour la bande considérée.

La bande interdite est renormalisée lorsqu'une densité élevée de porteurs est présente dans le matériau. Cette renormalisation est une conséquence des processus à plusieurs particules. Dans ce cas, la bande interdite devient

$$E_g(n,p) = E_g(0,0) - \Delta E_g(n,p), \tag{2.19}$$

où $\Delta E_g(n,p)$ est le rétrécissement de la bande interdite (bandgap shrinkage) et $E_g(0,0)$ est l'énergie de la bande interdite en l'absence de porteurs. Suivant un modèle semi-empirique, le rétrécissement de la bande interdite est (Bennett, Soref et Alamo, 1990)

$$\begin{aligned} \Delta E_g(n) &= \frac{k_{e,h}}{\epsilon_0} n^{1/3}, \qquad n \geq n_{tr}, \\ \Delta E_g(n) &= \frac{k_{e,h}}{\epsilon_0} n_{tr}^{-5/3} n^2, \quad n < n_{tr}, \end{aligned} \tag{2.20}$$

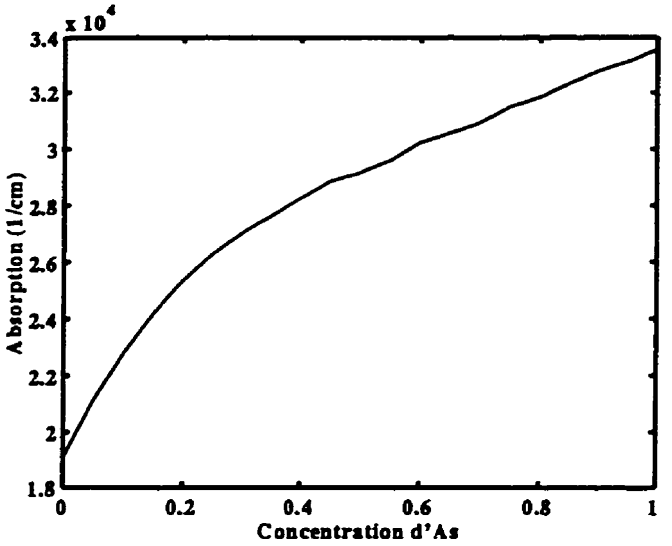


Figure 2.13 : Coefficient d'absorption dans les matériaux InGaAsP accordés en maille à l'InP pour des photons de 1,55 eV.

où $k_e = 2,8 \times 10^{-7}$ eVcm^{-3}, $k_h = 2,1 \times 10^{-7}$ eVcm^{-3} et ϵ_0 est la constante diélectrique statique. n_{tr} est une densité critique reliée à la transition de Mott et vaut (Bennett, Soref et Alamo, 1990)

$$n_{tr} = 8 \times 10^{23}(m_{e,h}/\epsilon_0)^3\, cm^{-3}\,. \tag{2.21}$$

Comme nous pouvons le constater, le rétrécissement de la bande interdite au-dessus de la densité critique suit la fameuse loi à la puissance 1/3 mesurée pour la première fois par Casey et Stern (1976) pour le GaAs.

À la figure 2.13, nous présentons le coefficient d'absorption des matériaux InGaAsP accordés en maille à l'InP, en fonction de la concentration d'arsenic, pour des photons de 1,55 eV et pour une densité d'électrons et de trous de 5×10^{17} cm^{-3}. Pour ces matériaux, le coefficient d'absorption valant $1,91 \times 10^4$ cm^{-1} pour l'InP augmente à $3,35 \times 10^4$ cm^{-1} pour l'InGaAs. Les longueurs d'absorption correspondantes sont respectivement de 0,5 μm et de 0,3 μm.

2.4.5 Cas des structures à puits quantiques

À la section 2.4.2, nous avons présenté les taux de diffusion pour les matériaux en volume. Il s'agit maintenant de discuter du cas des puits quantiques. Notre approche conservatrice consiste à garder les mêmes taux de diffusion pour les couches quantiques que pour les couches en volume. Notre raisonnement est exposé ci-après.

Dans ce travail, nous cherchons à comprendre le transport des porteurs dans des structures réelles de diodes laser à puits quantiques, et non à étudier le problème précis des phénomènes de relaxation dans les puits quantiques. Dans ces structures, les porteurs passent une grande partie de leur temps dans des régions en volume. De plus, les taux de diffusion sont principalement déterminés par la densité d'états (Ridley, 1982; Ridley, 1991), la physique restant la même. Par exemple, le taux de diffusion par les phonons optiques présente les mêmes caractéristiques (présentées par les courbes 5, 2 et 3 des figures 2.9, 2.10 et 2.11 respectivement), qu'il soit pour un puits quantique ou un matériau en volume : ce taux est négligeable lorsque l'énergie cinétique du porteur est inférieure à l'énergie du phonon optique. Ainsi, pour des porteurs non confinés, les taux de diffusion dans le puits devraient être semblables aux taux de diffusion dans un matériau en volume (Riddoch et Ridley, 1983). Pour les porteurs confinés, des calculs indiquent que l'allure générale des taux de diffusion varie peu, et que le rapport entre la valeur numérique de ce taux dans un matériau en volume et dans un puits est inférieure à 2 pour un puits de InGaAs de 55 Å de largeur (Riddoch et Ridley, 1983; Yokoyama et Hess, 1986). Aussi, la valeur numérique du taux de diffusion comporte déjà une grande incertitude puisque plusieurs paramètres sont mal connus. De plus, le calcul des taux est basé sur la structure de bandes, qui comporte elle aussi des incertitudes et qui dépend, entre autres, du

champ électrique (Yokoyama et Hess, 1986). Ce dernier varie au cours de la simulation à cause du mouvement des particules et ainsi, un taux calculé avant la simulation ne s'applique plus vraiment aux itérations subséquentes. Par surcroît, les différences estimées entre les taux de diffusions des matériaux en volume et les puits quantiques sont de quelques centaines de femtosecondes(Stanton, Bailey et Hess, 1988). Cette différence est négligeable par rapport aux quelques dizaines de picosecondes correspondant au transport des charges dans la structure.

Un deuxième point à considérer est la fameuse capture des porteurs : le transfert des porteurs entre les barrières et les puits. Il avait été affirmé que, dans une approche semi-classique, la capture devait être très faible pour des puits d'une largeur inférieure au libre parcours moyen, étant donné qu'un porteur doit émettre un phonon optique au moment précis où il passe au-dessus du puits pour perdre de l'énergie (Lo, Hsieh et Kolbas, 1988; Deveaud et collab., 1994). Selon cette conception, les lasers à puits quantiques ne devraient pas fonctionner. Puisqu'ils fonctionnent tout de même, il a fallu songer à un mécanisme permettant la capture. Les recherches se sont alors orientées vers une approche quantique : une transition d'un état non confiné vers un état confiné. Ces calculs prédisent de grandes oscillations du taux de transition (Brum et Bastard, 1986) qui n'ont jamais vraiment été observées expérimentalement, du moins d'une façon aussi spectaculaire. De petites oscillations ont néanmoins été observées dans des structures spéciales (Deveaud et collab., 1994) ou lorsque la région de confinement des puits est si courte (Blom et collab., 1993) qu'il serait plus juste de parler de transitions entre deux états confinés. Dans les structures à puits quantiques multiples d'InGaAs/InP, aucune oscillation n'est observée (Kersting et collab., 1992b; Kersting et collab., 1992a). Des calculs plus récents ont montré que, pour des densités réalistes de porteurs dans les dispositifs à puits quantiques, les oscillations sont extrêmement atténuées

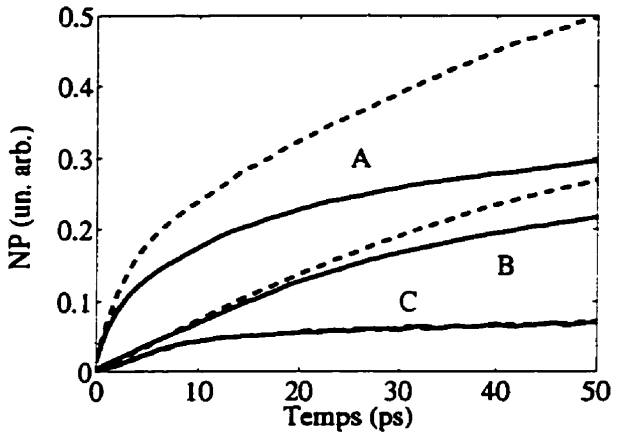


Figure 2.14 : Dynamique du produit $n \times p$ à 300 K après une impulsion laser ultra-brève pour un puits quantique InGaAs/InP de 50 Ådopé à 5×10^{16} cm^{-3} (lignes brisées : dopage P; lignes continues : dopage N). Les courbes sont normalisées au maximum du produit $n \times p$, atteint si tous les porteurs sont dans le puits. Les densités initiales de porteurs sont a) $2,1 \times 10^{16}$ b) $2,1 \times 10^{17}$ et c) $2,1 \times 10^{18}$ cm^{-3}.

(Register et Hess, 1995; Preisel, 1994).

Pour ces raisons, nous avons choisi d'utiliser un simulateur semi-classique. Ce type de simulateur a déjà été utilisé pour étudier les lasers à puits quantiques en régime permanent (Moglestue, 1995b). De plus, la comparaison entre un simulateur classique et un simulateur incorporant des effets quantiques a révélé peu de différences (Moglestue, 1995a). Finalement, nous avons montré (Reid, Abou-Khalil et Maciejko, 1996a; Reid, Abou-Khalil et Maciejko, 1996b) que l'interprétation habituelle de la capture semi-classique est trop simple, car elle résulte en fait d'un ensemble de processus. En effet, selon nos simulations, la capture demeure très importante pour des largeurs de puits inférieures au libre parcours moyen (voir figure 2.14). Cela est en partie dû à l'interaction coulombienne entre les électrons et les trous. Cette interaction contribue à garder la capture ambipolaire. Puisque les trous se font capturer plus rapidement, à cause

de leur masse élevée (voir les taux de diffusion des figures 2.9 et 2.10), les électrons doivent suivre par effet électrique. Aussi, la diffusion par les impuretés (dues aux dopants), qui est importante (voir figure 2.9), quoique ne faisant pas perdre d'énergie aux porteurs, tend à rendre aléatoire l'orientation de leur quantité de mouvement (Jacoboni et Lugli, 1989). Ainsi, les porteurs passent en moyenne plus de temps au-dessus du puits et sont plus facilement capturés.

2.5 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté les montages de la photoluminescence standard et résolue en temps que nous avons construit, ainsi que la théorie nécessaire à l'interprétation de la photoluminescence résolue en temps.

Nous avons caractérisé des échantillons de couches épitaxiales de GaInAsSb et déterminé que les fluctuations de compositions locales et les contraintes compensent en partie les fluctuations de la bande interdite. Nous avons aussi mis en évidence des nouveaux pics dans les spectres de ces matériaux. Ce travail a servi à mettre en route notre montage et à attirer notre attention sur certains phénomènes possiblement significatifs.

De plus, nous avons étudié les paramètres importants à considérer lors de l'élaboration d'un montage de photoluminescence résolue en temps. La résolution temporelle de ce montage, d'environ 200 fs, est limitée par la durée des impulsions du laser d'excitation ainsi que par la dispersion temporelle dans les éléments optiques. Cette dispersion augmente sensiblement la durée des impulsions qui sont de 60 fs à la sortie du laser (chapitre 1).

Pour interpréter les résultats de la photoluminescence résolue en temps dans les hétérostructures à semi-conducteurs, nous avons présenté le modèle Monte Carlo utilisé pour simuler le transport et la relaxation des électrons et des trous suivant la photoexcitation par une impulsion laser ultra-brève. Connaissant la probabilité de présence des électrons et des trous en fonction du temps dans toute la structure simulée, il est alors possible d'estimer le signal de photoluminescence.

Finalement, nous avons démontré que l'utilisation d'un simulateur Monte Carlo semi-classique est suffisant pour l'étude du transport des porteurs dans les puits quantiques. De plus, un simulateur bipolaire qui prend en considération autant les électrons que les trous est essentiel.

CHAPITRE 3

Structure de bandes de puits quantiques sous contraintes

3.1 Introduction

Dans ce chapitre, nous présentons un modèle permettant de calculer la structure de bandes d'hétérostructures à puits quantiques sous contraintes mécaniques. Ce modèle repose sur la méthode $\mathbf{k} \cdot \mathbf{p}$ et est très utile pour calculer les propriétés physiques des matériaux. Nous discutons ensuite de la méthode de solution par transformée de Fourier. Nous appliquons cette méthode pour calculer la structure de bandes d'un puits quantique de 35 Å d'$In_{0,88}Ga_{0,12}As_{0,58}P_{0,42}$ entouré de barrières d'$In_{0,86}Ga_{0,14}As_{0,30}P_{0,70}$. Dans ces conditions, le puits a une contrainte compressive de 1 % et les barrières ne sont pas contraintes. La transition optique fondamentale du puits est à 1,3 μm (0,953 eV) et la bande interdite de la barrière est de 1,1 μm (1,126 eV). Nous utilisons finalement la structure de bandes pour calculer la densité d'états confinés des électrons et des trous, les éléments de matrice de la transition optique et le spectre d'absorption.

3.2 Le modèle $\mathbf{k} \cdot \mathbf{p}$

Le calcul des propriétés physiques des matériaux à semi-conducteurs à puits quantiques sous contraintes est essentiel pour la modélisation des dispositifs optoélectroniques. Ces calculs sont généralement fondés sur la structure de bandes électroniques des hétérostructures à semi-conducteurs. Il est donc nécessaire de calculer cette structure.

Plusieurs modèles existent pour ce calcul, notamment la méthode des pseudopotentiels (Cohen et Bergstresser, 1966; Chelikowsky et Cohen, 1976; Brand et Hughes, 1987), qui consiste à approximer le potentiel périodique inconnu agissant sur l'électron à l'aide d'un potentiel effectif qui fait concorder les résultats théoriques et expérimentaux. Le calcul de la structure de bandes peut aussi se faire par la méthode du *tight-binding* (Schulman et Chang, 1985), qui consiste à supposer que le potentiel senti par l'électron est le potentiel atomique perturbé par le réseau. Ces modèles ont l'avantage de reposer sur peu d'approximations. Cependant, ils nécessitent des calculs longs et complexes et un très grand nombre de paramètres peu connus. Le modèle le plus répandu est le modèle $\mathbf{k} \cdot \mathbf{p}$ (Kane, 1957; Kane, 1972). Celui-ci est relativement simple à implanter et nécessite peu de paramètres. Il est fondé sur un calcul perturbatif visant à développer la structure de bandes autour d'un extrémum, généralement le point Γ. Des calculs comparatifs ont montré que ce modèle décrit bien la structure de bandes des puits quantiques (Schuurmans et 't Hooft, 1985).

Il y a une dizaine d'années, Bastard et Brum (1986) ont appliqué aux hétérostructures le modèle $\mathbf{k} \cdot \mathbf{p}$, présenté par Kane pour les matériaux en volume. Dans cette section, nous présentons la méthode $\mathbf{k} \cdot \mathbf{p}$ dans l'approximation multibande de la

masse effective. Ce modèle permet de tenir compte des contraintes mécaniques internes dues aux écarts de paramètres de maille entre les matériaux formant l'hétérostructure (O'Reilley, 1989; Marzin, Gérard et Brum, 1990).

En principe on obtient les courbes de dispersion électronique en résolvant l'équation de Schrödinger

$$H\Psi = \left[\frac{\mathbf{p}^2}{2m_0} + V(\mathbf{r})\right]\Psi = E\Psi\,, \tag{3.1}$$

où H est l'hamiltonien du cristal, ψ est la fonction d'onde électronique, $\mathbf{p}$ est l'opérateur quantité de mouvement, m_0 est la masse de l'électron, $V(\mathbf{r})$ est le potentiel cristallin et E est l'énergie. En théorie, cette équation peut être résolue de plusieurs manières comme nous l'avons énoncé plus haut.

Dans le modèle que nous employons, la fonction d'onde est de la forme (Datta, 1989)

$$\Psi(\mathbf{r}) = \frac{e^{i\mathbf{k}_{\|}\cdot\mathbf{r}_{\|}}}{\sqrt{A}}\sum_n F_n(z)u_n(\mathbf{r})\,. \tag{3.2}$$

Dans cette équation, les $u_n(\mathbf{r})$ sont des fonctions de Bloch pour $\mathbf{k} = 0$, formant une base orthornormée. Les $F_n(z)$ sont les fonctions enveloppes dans la direction z, qui est perpendiculaire aux couches de matériaux. $\mathbf{k}_{\|}$ et $\mathbf{r}_{\|}$ sont respectivement les vecteurs d'onde et de position dans la direction parallèle aux interfaces des couches. Finalement, A est une aire de normalisation dans le plan des couches. L'approximation utilisée à l'équation 3.2 implique que les $u_n(\mathbf{r})$ sont les mêmes pour tous les matériaux formant l'hétérostructure, ce qui n'est pas tout à fait le cas mais qui demeure néanmoins valable.

Grâce à un traitement perturbatif, le modèle $\mathbf{k}\cdot\mathbf{p}$ permet de s'affranchir du potentiel cristallin inclus dans l'équation 3.1, par un traitement perturbatif. Dans notre cas, nous utilisons huit fonctions de Bloch pour base. Celles-ci assurent un couplage

entre les bandes de trous lourds, de trous légers, de trous de la bande découplée par spin-orbite et d'électrons Γ. En outre, elles incluent les contributions des deux états de spin. Les fonctions de la base sont décrites à l'annexe C. Dans cette base, l'hamiltonien est diagonal à $\mathbf{k} = 0$ (Bahder, 1990). L'utilisation de cette base permet de calculer du même coup la structure de bandes des électrons et des trous au voisinage de $\mathbf{k} = 0$, qui est la zone d'intérêt pour le fonctionnement des dispositifs électroniques et optoélectroniques. Dans ces conditions, l'équation de Schrödinger est transformée en un système de huit équations différentielles couplées de la forme

$$\sum_n H_{mn}(z, k_z, \mathbf{k}_{\|}) F_n(z) = E F_m(z) \,. \tag{3.3}$$

Dans l'équation précédente, k_z doit être interprété comme l'opérateur $-i\partial/\partial z$. L'hamiltonien H_{mn} est maintenant une matrice 8×8, appelé hamiltonien de Kohn-Luttinger. Ses éléments de matrice sont présentés à l'annexe C. Comme nous l'avons déjà mentionné, cet hamiltonien tient également compte des contraintes mécaniques.

Lorsque la bande interdite et l'écart spin-orbite deviennent très grands, cet hamiltonien se simplifie et devient équivalent à l'hamiltonien 4×4 fréquemment mentionné dans la littérature (Andreani, Pasquarello et Bassani, 1987; Bahder, 1990; Ahn et Chuang, 1990). Les solutions obtenues avec ce dernier ne reposent que sur un mélange de trous lourds et de trous légers. Pour les électrons dans la bande de conduction et pour les trous de la bande découplée par spin-orbite, les solutions sont obtenues en résolvant l'équation de Schrödinger dans l'approximation monobande de la masse effective. En outre, si seule la bande interdite devient très grande, l'hamiltonien 8×8 devient alors équivalent à un hamiltonien 6×6 (O'Reilley, 1989). Les solutions obtenues sont alors une combinaison linéaire des trois types de trous. Dans ce cas, les solutions, pour les électrons, proviennent encore de l'équation de Schrödinger dans l'approximation monobande de la masse effective. Comme nous

allons le montrer plus loin, le couplage entre les huit vecteurs de la base n'est pas négligeable dans les hétérostructures à base d'InGaAsP/InP,. Il est donc essentiel de conserver au minimum un hamiltonien 8×8.

3.3 Méthode de solutions

Pour obtenir la structure de bandes d'hétérostructures, il faut maintenant résoudre l'équation 3.3. La méthode la plus efficace consiste à projeter les fonctions enveloppe en séries de Fourier. Le système d'équations différentielles se transforme alors en un système d'équations algébriques (Gershoni, Henry et Baraff, 1993) où les fonctions enveloppe deviennent

$$F_n(z) = Z^{-1/2} \sum_j F_{nj} e^{2\pi i j z/Z} , \tag{3.4}$$

et où les F_{nj} sont les coefficients de Fourier. Ces fonctions d'onde sont périodiques (de période Z) et sont normalisées sur l'intervalle $[-Z/2, Z/2]$, de sorte que

$$\int_{-Z/2}^{Z/2} \Psi^*(\mathbf{r})\Psi(\mathbf{r}) dV = \sum_{nj} F_{nj}^* F_{nj} = 1 . \tag{3.5}$$

Cette méthode de solution implique que les conditions aux frontières sont périodiques. À strictement parler, les solutions sont celles d'une structure infinie à puits quantiques multiples. Cependant, cette restriction n'est pas gênante puisque la plupart des dispositifs optoélectroniques incluent ce genre de structure. Si on désire avoir la structure de bandes d'un puits isolé, il suffit de prendre des barrières assez larges pour que les répliques périodiques n'influencent pas la solution.

En insérant 3.4 dans 3.3 et en intégrant sur une période, nous obtenons le système

d'équations algébriques suivant :

$$\sum_{n'j'} H_{njn'j'} F_{n'j'} = E F_{nj} \,, \tag{3.6}$$

où les éléments de matrice, $H_{njn'j'}$, sont

$$H_{njn'j'} = \frac{1}{Z} \int_{-Z/2}^{Z/2} dz e^{-2\pi i j' z/Z} H_{nn'}(z, k_z, \mathbf{k}_{\|}) e^{2\pi i j z/Z} \,. \tag{3.7}$$

L'équation 3.6 représente maintenant l'équation aux valeurs propres dont les solutions donnent la structure de bandes. Cette équation se résoud facilement grâce à la procédure et aux résultats analytiques présentés ci-dessous.

Le grand intérêt de la méthode est que les éléments de matrice peuvent être calculés analytiquement lorsque les interfaces sont perpendiculaires à Z. L'annexe C indique qu'ils peuvent prendre l'une des formes suivantes :

$$H_{njn'j'} \sim Q(z) \,,\; Q(z)k_z \,,\; Q(z)k_z^2 \,. \tag{3.8}$$

Q(z) symbolise un paramètre de l'hétérostructure variant de région en région et a évidemment un sens différent dans les trois cas, puisque l'élément de matrice doit être proprement dimensionné. Il pourrait s'agir, par exemple, de la masse effective ou de la bande interdite. Cependant, aux interfaces, les paramètres sont discontinus :

$$Q(z) = Q_A + (Q_B - Q_A)\Theta(z - z_i) \,. \tag{3.9}$$

z_i est la position de l'interface, Q_A et Q_B sont les valeurs du paramètre considéré de part et d'autre de l'interface et $\Theta(z - z_0)$ est la fonction de Heaviside. Aussi, puisque k_z est un opérateur différentiel et que l'hamiltonien doit être hermitique pour que les solutions aient un sens physique, il faut modifier les éléments de matrice donnés par l'équation 3.8. À cette fin, nous choisissons alors comme éléments de matrice (Gershoni, Henry et Baraff, 1993)

$$H_{njn'j'} \sim Q(z) \,,\; 1/2(k_z Q(z) + Q(z)k_z) \,,\; k_z Q(z) k_z \,. \tag{3.10}$$

Ce choix n'est pas unique, mais il rend l'hamiltonien hermitique. À ce jour, il n'existe pas de prescription claire quant à ce choix.

La procédure pour évaluer analytiquement $H_{njn'j'}$ consiste à approximer une structure compliquée par une suite de régions dont les paramètres sont constants. L'intégrale 3.7 devient alors une somme de termes simples dus à la contribution de chaque région et de chaque interface. Nous présentons ci-dessous dans un premier temps, les contributions des régions de paramètres constants et dans un deuxième temps, les contributions des interfaces.

Pour chaque région de paramètres constants, il suffit de remplacer les membres de droite de l'expression symbolique 3.8 par $QI_{j'j}$, $Q(2\pi j/Z)I_{j'j}$ ou $Q(2\pi j/Z)^2 I_{j'j}$ respectivement. $I_{j'j}$ est une intégrale de recouvrement des fonctions de Fourier (équation 3.4) locale à la région et est donnée par :

$$\begin{aligned} I_{j'j} &= \frac{1}{Z}\int_{z_i}^{z_{i+1}} dz \exp\left[2\pi i(j-j')z/Z\right] \\ &= \begin{cases} \dfrac{z_{i+1}-z_i}{Z}, & j = j' \\ \dfrac{e^{2\pi i(j-j')z_{i+1}/Z} - e^{2\pi i(j-j')z_i/Z}}{2\pi i(j-j')}, & j \neq j', \end{cases} \end{aligned} \tag{3.11}$$

où z_i et z_{i+1} sont les coordonnées des interfaces bornant la couche.

Pour chaque interface, la contribution est également simple. La dérivée spatiale introduite par k_z produit une fonction de Dirac dans les éléments de matrice (équation 3.10). L'intégration de cette discontinuité (équation 3.7) est cependant finie. Ainsi, pour chaque interface, il suffit de remplacer les membres de droite de l'expression symbolique 3.10 par 0, $-i(Q_B-Q_A)/2I_{j'j}$ ou $-2\pi ij(Q_B-Q_A)/ZI_{j'j}$. L'intégrale

de recouvrement dans ce cas est donnée par :

$$
\begin{aligned}
I_{j'j} &= \frac{1}{Z}\int_{-Z/2}^{Z/2} dz \exp\left[2\pi i(j-j')z/Z\right]\delta(z-z_i) \\
&= \begin{cases} \dfrac{1}{Z}, & j = j' \\ \dfrac{e^{2\pi i(j-j')z_i/Z}}{Z}, & j \neq j'. \end{cases}
\end{aligned}
\tag{3.12}
$$

Comme nous l'avons mentionné, cette procédure permet de calculer les éléments de matrice $H_{njn'j'}$ dont les valeurs propres donnent la structure de bandes. Il est à noter que cette méthode donne un grand nombre de valeurs propres. Un petit nombre de ces valeurs propres sont les états confinés de l'hétérostructure. Les autres valeurs propres (la plus grande partie) sont les états non confinés de l'hétérostructure qui est en fait périodique.

Dans les calculs, nous laissons généralement la discontinuité de la bande de conduction, ΔE_c, comme paramètre ajustable, puisqu'elle est souvent malconnue et qu'elle influence considérablement les résultats. Lors de nos calculs préliminaires, nous avons noté que les résultats dépendaient peu des autres paramètres (annexe D), dans les limites raisonnables de dispersion qu'on retrouve dans la littérature. Pour valider notre modèle, nous avons évidemment comparé nos résultats avec des calculs de structures de bandes publiés dans la littérature et avec des spectres expérimentaux d'absorption et de photoluminescence. La concordance s'est avérée excellente.

3.4 États confinés d'un puits quantique sous contraintes

Nous avons calculé la structure de bandes des états confinés d'un puits quantique de 35 Å d'$In_{0,88}Ga_{0,12}As_{0,58}P_{0,42}$ entouré de barrières d'$In_{0,86}Ga_{0,14}As_{0,30}P_{0,70}$. Pour nous assurer d'obtenir les solutions d'un puits unique, nous avons utilisé des barrières d'une largeur de 2000 Å. Nous nous sommes assurés de la convergence des solutions en effectuant le calcul pour différents nombres de fonctions de Fourier. Nous avons trouvé que 75 fonctions de Fourier étaient suffisantes. Nous avons utilisé une discontinuité de la bande de conduction sans contrainte, ΔE_c, de $0,40\Delta E_g$ (Adachi, 1992).

À la figure 3.1, nous présentons les courbes de dispersion des états confinés pour la bande de conduction et la bande de valence. Pour fins de comparaison, nous présentons aussi la courbe de dispersion parabolique pour la bande de conduction. Le zéro de l'énergie représente la position de la bande de conduction de l'InP si la structure était sur un tel substrat. Chaque état est doublement dégénéré parce que la structure est symétrique. La figure illustre bien les caractéristiques importantes du modèle. Premièrement, la bande de conduction n'est pas parabolique. En résolvant une simple équation de Schrödinger, on suppose que la dispersion est parabolique. Notre modèle va plus loin. Deuxièmement, les courbes de dispersion de la bande de valence sont tordues, en raison du couplage important entre les trous lourds et les trous légers.

Ce couplage important implique que les bandes n'ont pas un caractère pur, mais qu'elles correspondent à une combinaison des membres de la base. L'effet est plus saisissant lorsqu'on regarde la grandeur des fonctions d'onde (fonctions enveloppes)

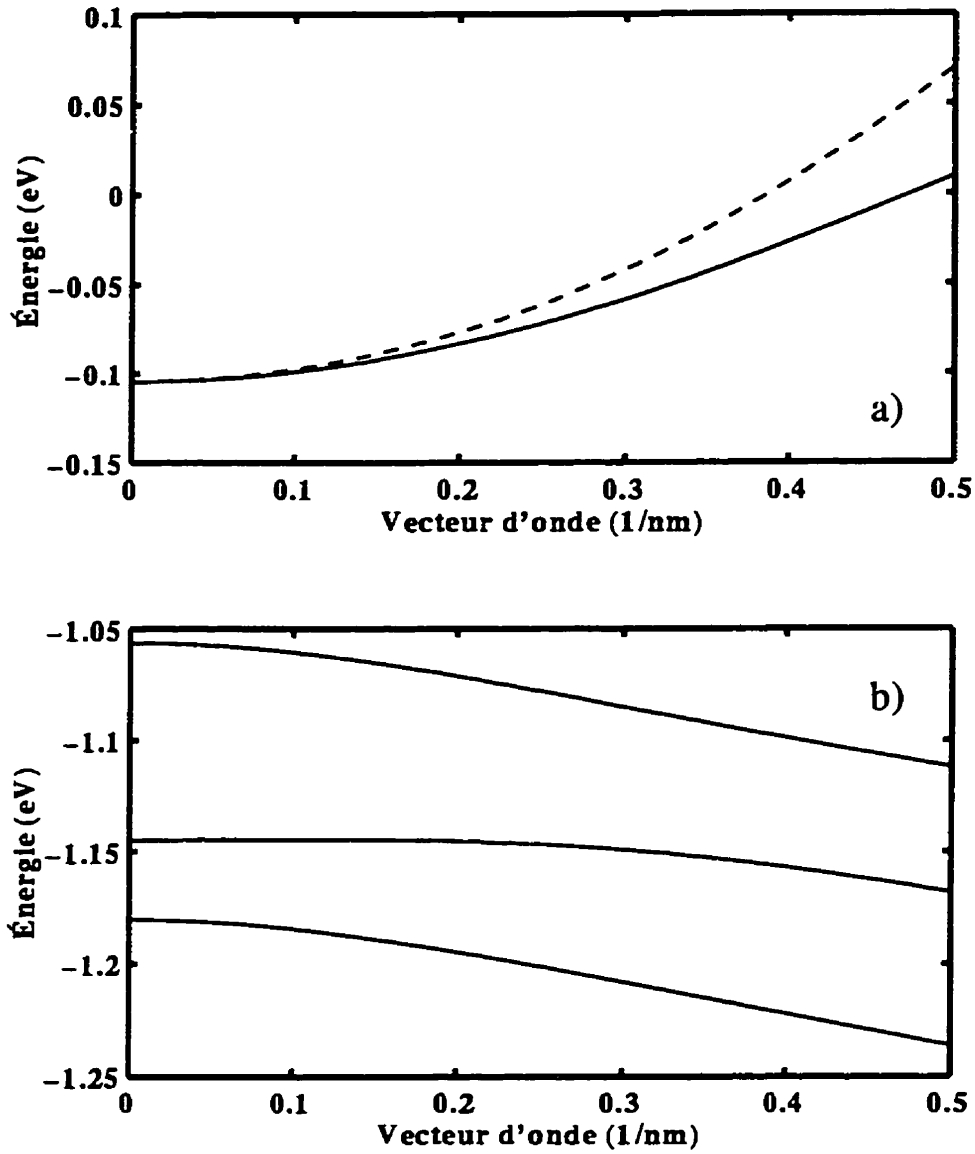


Figure 3.1 : Structure de bandes des états confinés d'un puits quantique de 35 Å d'$In_{0,88}Ga_{0,12}As_{0,58}P_{0,42}$ entouré de barrières d'$In_{0,86}Ga_{0,14}As_{0,30}P_{0,70}$. a) bande de conduction, b) bande de valence. Ligne brisée : bande parabolique.

projetées sur la base. À la figure 3.2, nous avons tracé le carré de l'amplitude des fonctions enveloppe à $k = 0$ et $k = 0,35$ nm^{-1} pour le troisième état confiné de la bande de valence. Sur chacun des graphiques, les huit courbes représentent les huit fonctions de la base. Ces courbes ont été déplacées verticalement pour faciliter l'interprétation. La première fonction de la base est représentée par la courbe inférieure. Pour $k = 0$, les fonctions enveloppe correspondent à un état pur : les vecteurs de la base 4 et 5 représentent les deux états de spin des trous lourds. Par convention, nous nommons cette bande $HH2$ puisqu'elle provient des trous lourds. Pour $k = 0,35$ nm^{-1}, le couplage est un peu plus important et nous n'avons plus d'états purs. Les fonctions enveloppe proviennent des trois types de trous. On ne peut plus alors parler d'une bande de trous lourds. Suivant la convention, les trois états confinés de la bande de valence sont $HH1$, $LH1$, et $HH2$.

La densité d'états est essentielle pour estimer plusieurs paramètres importants dans les matériaux semi-conducteurs. Il est simple de calculer la densité d'états à l'aide du modèle $\mathbf{k} \cdot \mathbf{p}$. En supposant que les surfaces isoénergétiques ont une symétrie de rotation dans le plan des couches, la densité d'états superficiels est donnée par (Weisbuch et Vinter, 1991)

$$g(E) = \frac{k_{\|}}{\pi \left| \partial E / \partial k_{\|} \right|}, \tag{3.13}$$

où $k_{\|}$ est la grandeur du vecteur d'onde dans le plan des couches. Pour des bandes paraboliques, $E = \hbar^2 k_{\|}^2 / 2m^*$, m^* étant la masse effective, d'où on tire la densité d'états

$$g(E) = m^* / \pi \hbar^2 . \tag{3.14}$$

Ce résultat très connu montre une densité d'états en escalier, caractéristique des matériaux semi-conducteurs confinés dans une direction. En appliquant l'équation 3.13 à notre puits, nous obtenons les densités d'états présentées à la figure 3.3 pour les électrons et les trous. Nous avons aussi tracé sur ces figures

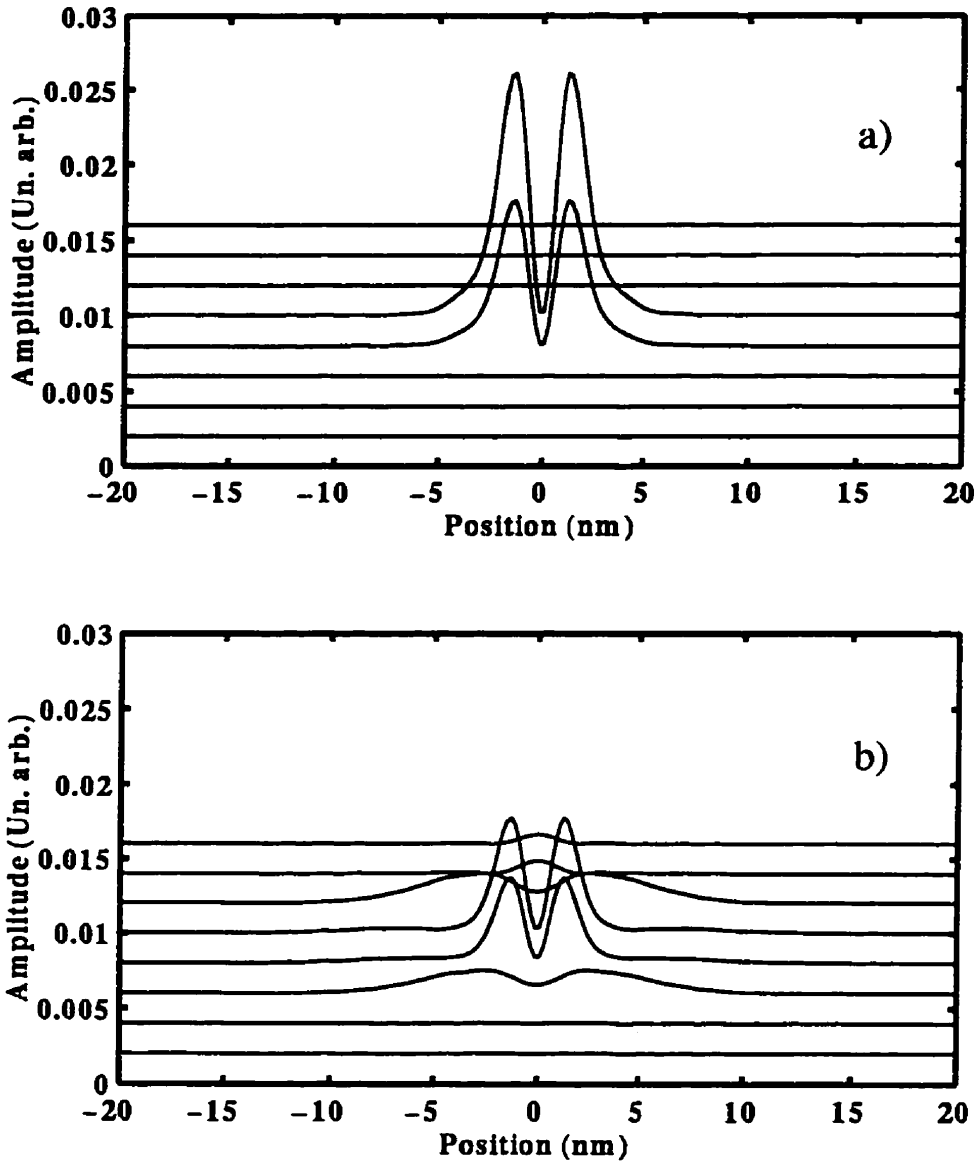


Figure 3.2 : Carré des amplitudes des fonctions enveloppes pour le troisième état confiné (HH2) dans la bande de valence à a) $k = 0$ et b) $k = 0,35$ nm^{-1} pour la même structure qu'à la figure 3.1.

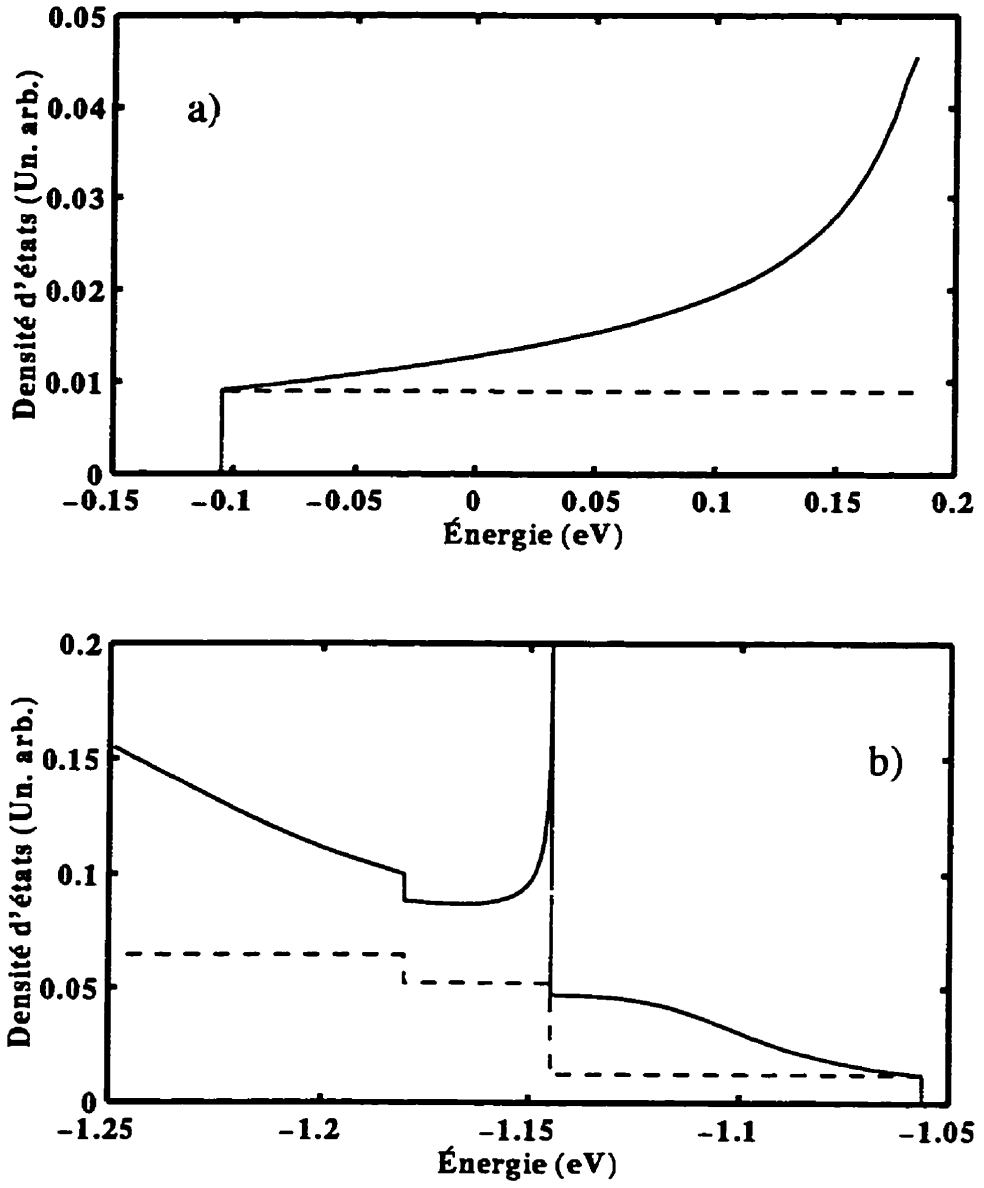


Figure 3.3 : Densité d'états pour a) les électrons et b) les trous. Lignes brisées : densités d'états pour des bandes paraboliques.

les densités d'états pour des bandes paraboliques (équation 3.14). Les densités d'états dévient des densités d'états en escalier. En particulier, nous obtenons des singularités de Van Hove lorsque la pente des courbes de dispersion est nulle (Ashcroft et Mermin, 1976). En pratique, ces singularités sont beaucoup moins prononcées à cause de l'élargissement dû à la courte durée de vie des niveaux électroniques (Corzine, Yan et Coldren, 1993). La figure indique aussi que la densité d'états obtenue à l'aide du modèle $\mathbf{k} \cdot \mathbf{p}$ est beaucoup plus grande que la densité d'états de bandes paraboliques. Évidemment, la conséquence est que le puits pourra contenir une plus grande densité d'électrons et de trous.

3.5 Transition optique dans un puits quantique sous contraintes

Il est intéressant d'utiliser le modèle pour calculer le spectre d'absorption de notre structure. Ce spectre repose sur deux quantités importantes : les éléments de matrice et la densité conjointe d'états de la transition optique.

Les éléments de matrice de la transition dipolaire électrique proviennent de la règle d'or de Fermi et prennent la forme suivante (Datta, 1989) :

$$M_{f,i} = \left|\hbar \langle \Psi_f(\mathbf{r}) \left| \mathbf{e} \cdot \nabla \right| \Psi_i(\mathbf{r}) \rangle\right|^2 , \tag{3.15}$$

où $\mathbf{e}$ est le vecteur polarisation du champ électro-magnétique. En insérant les équations 3.2 et 3.4, ces éléments deviennent

$$\begin{aligned} M_{f,i} &= \left| \frac{\hbar}{AZ} \sum_{njn'j'} F^{f*}_{n'j'} F^{i}_{nj} \int dV e^{-i(\mathbf{k}^{\mathbf{f}}_{\parallel} - \mathbf{k}^{\mathbf{i}}_{\parallel}) \cdot \mathbf{r}_{\parallel}} e^{-2\pi i j' z/Z} u^*_{n'}(\mathbf{r}) \right. \\ &\quad \left. \times \mathbf{e} \cdot \nabla e^{2\pi i j z/Z} u_n(\mathbf{r}) \right|^2 . \end{aligned} \tag{3.16}$$

Cette intégrale est nulle, sauf lorsque $\mathbf{k}_{\parallel}^{\mathbf{f}} = \mathbf{k}_{\parallel}^{\mathbf{i}}$: il y a conservation de la quantité de mouvement des porteurs parce que la quantité de mouvement des photons est négligeable. Aussi, puisque les fonctions enveloppe varient lentement dans une maille élémentaire, et en supposant que l'intégrale des fonctions de Bloch sur ces mailles est constante dans toute la structure, l'équation 3.16 devient

$$\begin{aligned} M_{f,i} &= \left| \frac{\hbar}{AZ} \sum_{njn'j'} F_{n'j'}^{f*} F_{nj}^{i} \int_{-Z/2}^{Z/2} dz e^{-2\pi i(j'-j)z/Z} \int_{\Omega} dV u_{n'}^{*}(\mathbf{r}) \mathbf{e} \cdot \nabla u_n(\mathbf{r}) \right|^2 \\ &= \left| \frac{\hbar}{A} \sum_{njn'j'} F_{n'j'}^{f*} F_{nj}^{i} \mathrm{sinc}\left[\pi(j'-j)\right] \int_{\Omega} dV u_{n'}^{*}(\mathbf{r}) \mathbf{e} \cdot \nabla u_n(\mathbf{r}) \right|^2 \\ &= \left| \frac{\hbar}{A} \sum_{njn'j'} F_{n'j'}^{f*} F_{nj}^{i} \mathrm{sinc}\left[\pi(j'-j)\right] \mathbf{e} \cdot \langle u_{n'}(\mathbf{r}) | \mathbf{p} | u_n(\mathbf{r}) \rangle \right|^2 , \end{aligned} \tag{3.17}$$

où Ω est le volume d'une maille élémentaire. Dans cette dernière équation, nous avons négligé l'intégrale sur le gradient des fonctions enveloppe, car cette contribution est faible à cause de la lente variation des fonctions enveloppe, comme nous avons pu le constater durant les calculs. L'intégrale des fonctions de Bloch sur Ω est la contribution des matériaux en volume. La valeur de cette intégrale est donnée à l'annexe E. À la figure 3.4, nous avons tracé les éléments de matrice pour les transitions optiques entre les niveaux confinés de la bande de conduction ($C1$) et de valence ($HH1$, $LH1$, $HH2$). Sur le graphique, nous ne voyons pas les éléments de matrice de la transition $C1 - HH2$, car leurs valeurs sont d'environ 1×10^{-4}. Les éléments de matrice donnent les règles de sélection des transitions optiques. Dans un modèle simple, les transitions permises sont celles qui conservent la parité de la fonction d'onde et on ne tient pas compte de la dépendance en k (Weisbuch et Vinter, 1991). Ces règles concordent avec celles obtenues à l'aide du modèle plus complet pour $k = 0$: les transitions dominantes sont celles qui conservent la parité. Cependant, les déviations sont importantes pour $k \neq 0$.

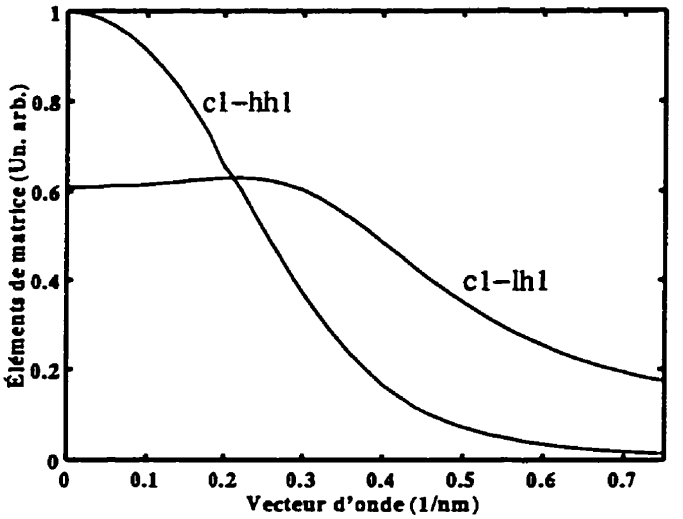


Figure 3.4 : Éléments de matrice de la transition optique entre les bandes de valence et de conduction en fonction de k.

Puisque nous connaissons les éléments de matrice et la densité conjointe d'états pour les transitions optiques, nous pouvons estimer la forme du spectre d'absorption au moyen de l'équation suivante (Gershoni, Henry et Baraff, 1993) :

$$\alpha(E) \sim |M_{c,v}|^2 \frac{k_{||}}{\pi \left|\partial(E_c - E_v)/\partial k_{||}\right|} . \tag{3.18}$$

À la figure 3.5, nous présentons le spectre d'absorption pour le puits considéré plus haut. Pour rendre le spectre plus réaliste, nous l'avons convolué avec une gaussienne d'une largeur à mi-hauteur de 6 meV ($k_B T = 6,7$ meV à 77 K). Cette opération nous permet de tenir compte de l'élargissement approximatif de la transition (Corzine, Yan et Coldren, 1993). Une caractéristique intéressante du spectre est la présence de pics aux transitions due à la forme des éléments de matrice (figure 3.4). Or, sur les spectres expérimentaux, nous retrouvons souvent ce genre de pic, qui est interprété comme un signe de la présence d'excitons. Dans cette thèse, nous ne traitons pas des excitons. Ce calcul démontre que la structure de bandes peut, elle aussi, créer des pics dans le spectre d'absorption. Il faut donc être prudent lorsqu'on interprète ces spectres.

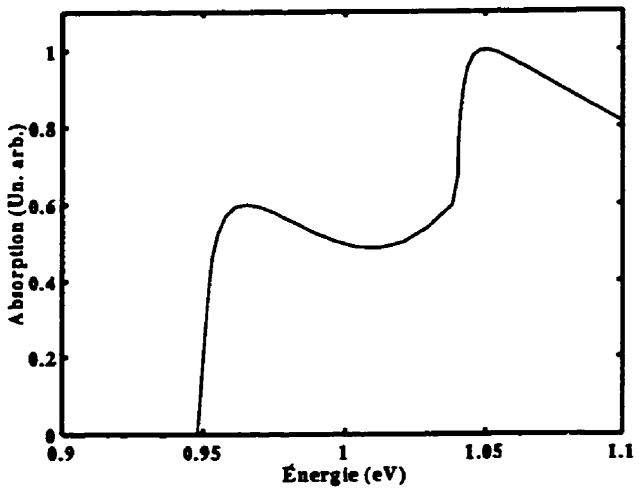


Figure 3.5: Spectre d'absorption calculé à 77 K.

3.6 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté le modèle $\mathbf{k}\cdot\mathbf{p}$ permettant de calculer la structure de bandes de puits quantiques sous contraintes. Ce modèle nous a permis de démontrer que la dispersion des bandes n'est pas parabolique, en raison du couplage important qui existe entre les électrons, les trous lourds, les trous légers et les trous de la bande découplée par spin-orbite. Comme on pouvait s'y attendre, les densités d'états obtenues avec ce modèle ne suivent pas la forme classique d'escaliers et elles permettent une plus grande densité d'électrons et de trous dans le puits. Nous avons calculé les éléments de matrice de la transition optique et nous avons montré que, à $k = 0$, les règles de sélection se réduisent à la conservation de la parité des fonctions d'onde. Cependant, ces règles ne sont plus valides pour $k \neq 0$, ce qui a pour effet de modifier la forme des spectres optiques. Néanmoins, un calcul plus simple et les règles de base sont suffisants pour interpréter ces spectres. Finalement, nous avons estimé la forme du spectre d'absorption et révélé la présence de pics qui ne sont pas d'origine excitonique.

CHAPITRE 4

Photoluminescence standard des structures laser à puits quantiques

4.1 Introduction

Dans ce chapitre, nous présentons et analysons les résultats de photoluminescence standard de structures laser à puits quantiques sous contraintes. Quoique la photoluminescence de structures laser ne soit pas nouvelle pour caractériser les échantillons, son utilisation pour étudier le transport et la relaxation des porteurs en régime stationnaire est beaucoup moins répandue. Dans un premier temps, nous décrivons les structures étudiées et les traitons à l'équilibre thermodynamique. Ensuite, nous étudions la recombinaison des porteurs, l'influence de l'intensité d'excitation sur la position et la largeur du pic de photoluminescence. Finalement, nous traitons des porteurs chauds et du transfert des porteurs vers les puits.

4.2 Description des échantillons et de leur équilibre thermodynamique

Les schémas des structures laser étudiées sont présentés aux figures 4.1 et 4.2. La croissance de ces structures a été effectuée par épitaxie en phase vapeur aux organométalliques sur substrat n^+-InP (dopage 2×10^{18} cm^{-3}). Pour la structure A, on retrouve tout d'abord une couche tampon de 1,5 μm, puis une région de confinement en escalier de type N. La région active est composée de quatre puits quantiques en compression (1,5 %) d'InGaAsP non dopé d'une épaisseur de 55 Å. Ces puits sont entourés de barrières non contraintes d'InGaAsP de type P ($E_g = 0,991$ eV) d'une épaisseur de 100 Å. La longueur d'onde d'émission des puits est d'environ 1,55 μm à la température de la pièce. Sur la région active, la croissance d'une seconde région de confinement de type P, puis d'une couche d'InP non dopé a été effectuée. Pour les structures B et C, on retrouve une couche tampon de 1,5 μm, puis une couche de confinement d'InGaAsP de type N ($E_g = 1,239$ eV). La région active est composée de huit puits quantiques en compression (1,0 %) d'InGaAsP non dopé d'une épaisseur de 35 Å pour la structure B et de 12 puits pour la structure C. Ces puits sont entourés de barrières non contraintes d'InGaAsP de type P ($E_g = 1,126$ eV) d'une épaisseur de 100 Å. La longueur d'onde d'émission pour ces structures est d'environ 1,3 μm à la température de la pièce.

Ces structures ont été utilisées par Nortel pour fabriquer des diodes laser à réseau distribué (DFB) à couplage par gain présentant des caractéristiques très intéressantes : un rendement unimodal à 90 %, une suppression du mode secondaire de 55 dB, une bande passante de modulation de 22 GHz, une puissance de 50 mW, un gain différentiel de 19×10^{-16} cm^2, une température d'opération allant jusqu'à 100 °C et une température caractéristique, T_0, quasi-infinie (Li et collab., 1993;

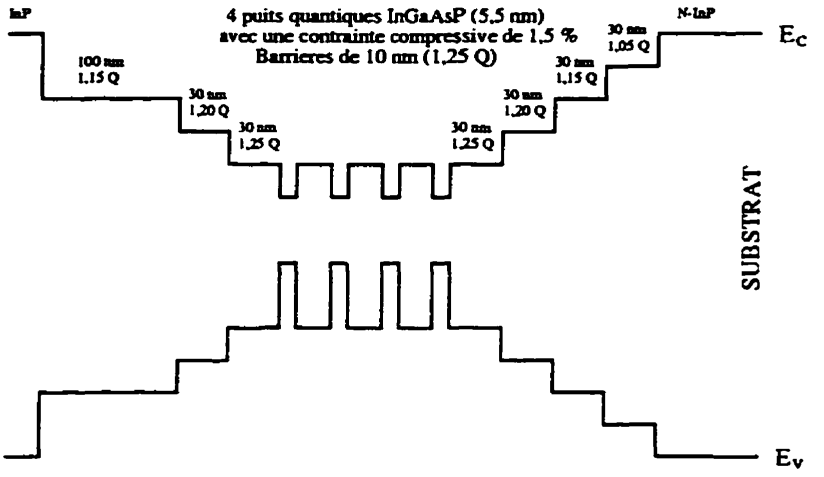


Figure 4.1 : Schéma de la structure d'une diode laser à quatre puits quantiques émettant à 1,55 μm (structure A). Les valeurs Q sont les bandes interdites en micromètres à la température de la pièce.

Makino et Lu, 1994; Lu et collab., 1995; Lu, Makino et Li, 1995).

Le dopage dans ces structures induit un champ électrique qui courbe les bandes de conduction et de valence et qui influence le mouvement des porteurs. Nous avons utilisé un simulateur numérique par éléments finis des équations de diffusion et d'entraînement (Champagne, 1992) pour estimer la forme des bandes de conduction et de valence, ainsi que les densités d'électrons et de trous à 300 K à l'équilibre thermodynamique (figures 4.3 et 4.4). Dans la structure A, les puits sont situés à environ 230 nm de la surface dans la zone d'appauvrissement de la jonction PN, et la densité totale de trous dans les puits est faible. Dans les structures B et C, les puits sont situés beaucoup plus près de la surface, à environ 140 nm, et la plus grande partie de ces puits est situé hors de la zone d'appauvrissement. La densité totale de trous dans ces puits est donc élevée : $\sim 1 \times 10^{12}$ cm^{-2}. On peut s'attendre à ce que ces différences occasionnent des comportements différents dans le transport des porteurs. De plus, la courbure des bandes et la densité de trous près de la surface pour la structure A sont différentes de celles qu'on retrouve pour les deux autres

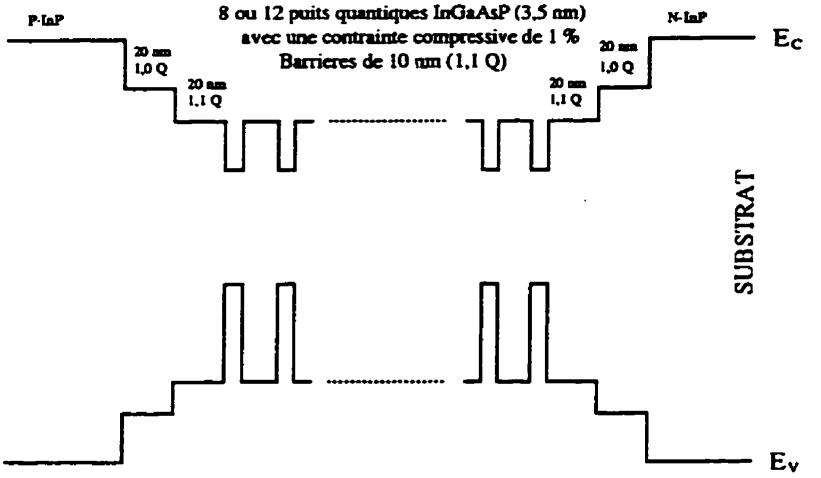


Figure 4.2 : Schéma des structures de diodes laser à huit et douze puits quantiques émettant à 1,3 μm (structure B et C). Les valeurs Q sont les bandes interdites en micromètres à la température de la pièce.

structures parce que la couche d'InP est non dopée dans la structure A et dopée dans les structures B et C. Pour fins de comparaison, il est bon de se rappeler que la longueur d'absorption est d'environ 0,4 μm dans ces structures (section 2.4.4). Nous avons aussi calculé les diagrammes de bande et les densités d'électrons et de trous à 77 K. La variation dans les résultats est négligeable par rapport aux résultats obtenus à 300 K : les densités de porteurs à l'équilibre thermodynamique sont plus faibles parce que les dopants sont moins ionisés, mais la courbure des bandes reste semblable. Les particularités des spectres de photoluminescence à 300 K et à 77 K ne devraient donc pas provenir du champ électrique interne, mais d'une modification dans les processus de diffusion des porteurs.

4.3 Résultats

Les spectres de photoluminescence en continu à 77 K et à 300 K des structures A et B pour différentes intensités d'excitation sont présentés aux figures 4.5 et 4.6. Nous

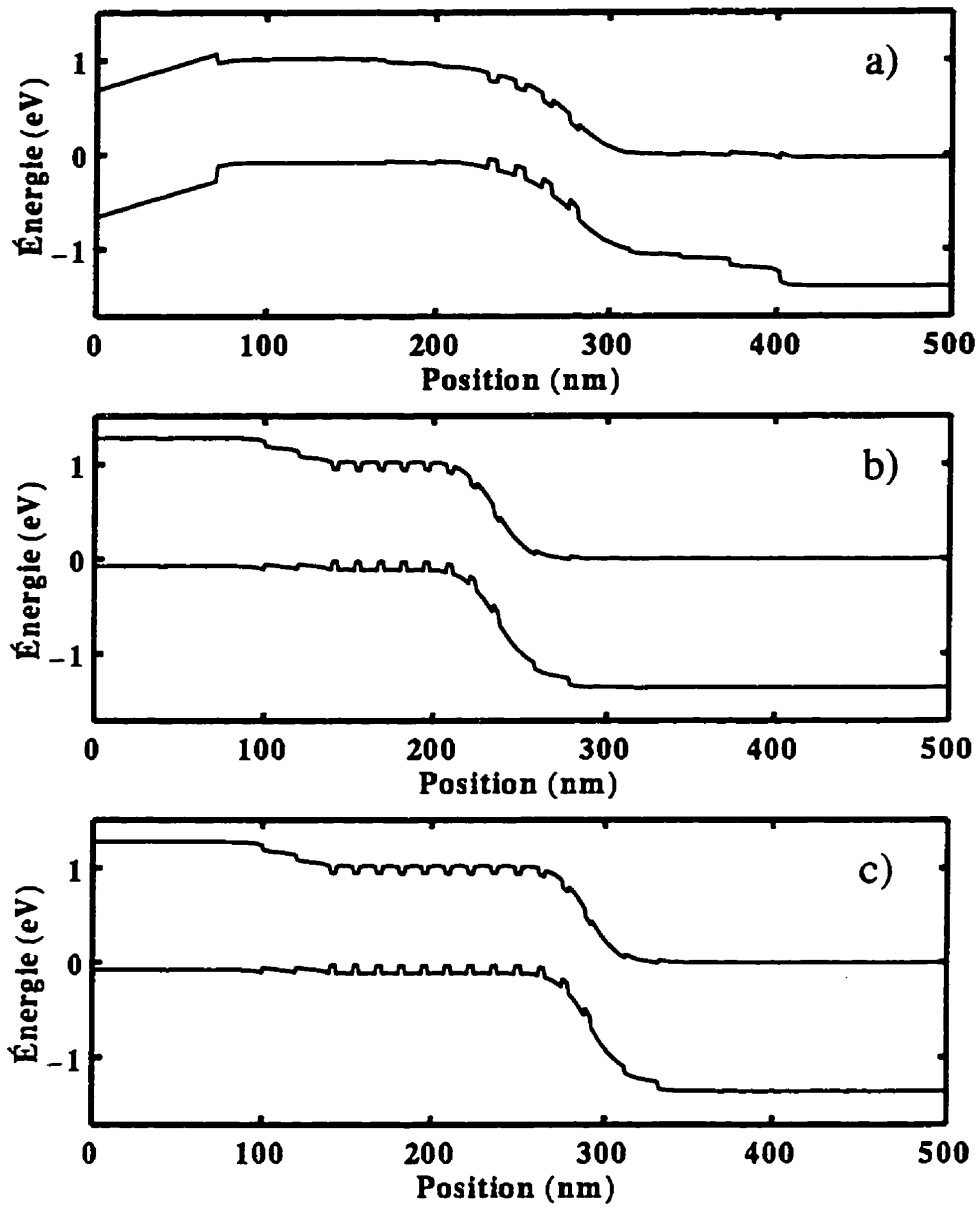


Figure 4.3 : Diagrammes de bandes pour les structures a) A, b) B et c) C à 300 K.

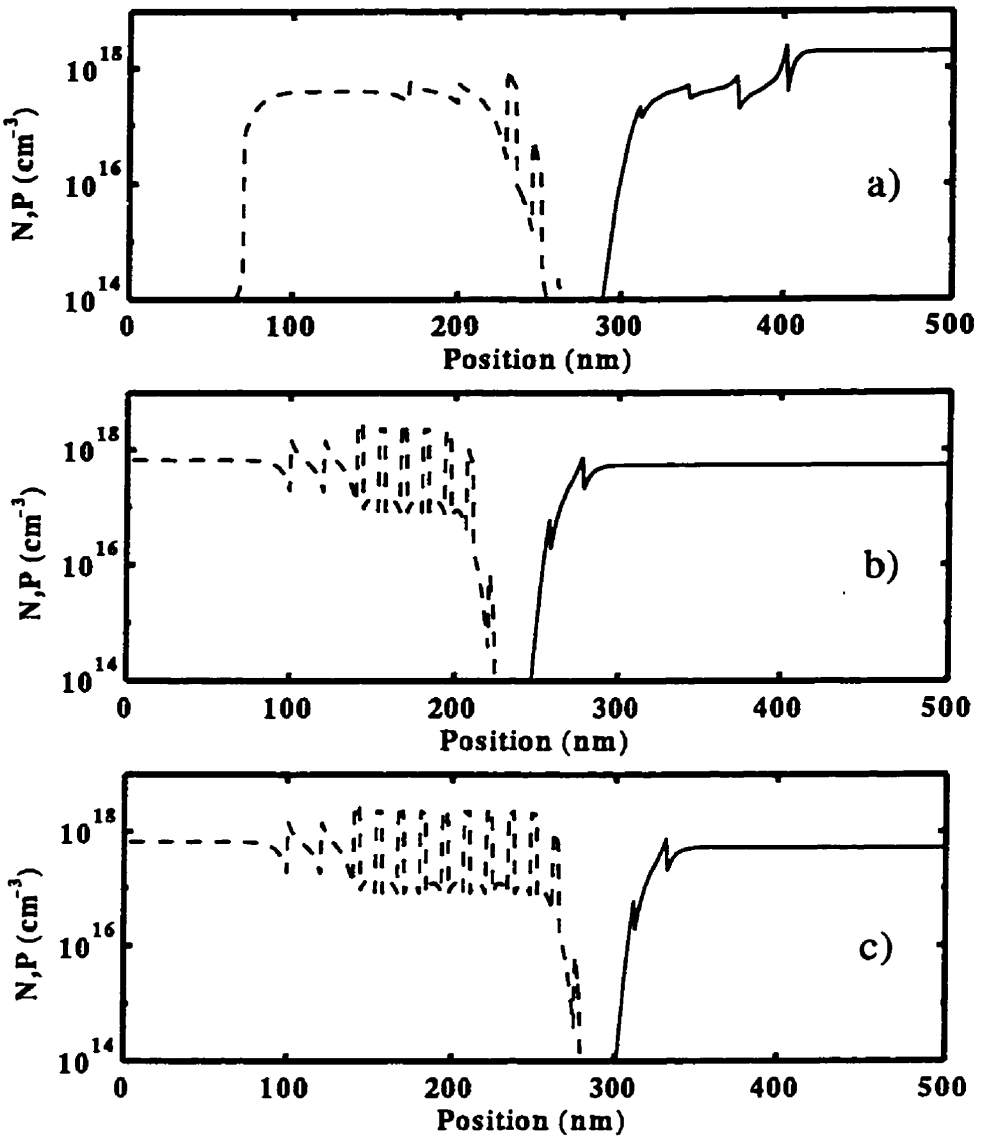


Figure 4.4 : Densités d'électrons et de trous pour les structures a) A, b) B et c) C à 300 K. Lignes continues : électrons. Lignes brisées : trous.

avons aussi indiqué les énergies des transitions optiques calculées suivant la méthode décrite au chapitre 3. Les spectres de la structure C sont semblable à ceux de la structure B.

Nous avons mesuré des spectres de photoluminescence jusqu'à des intensités d'excitation de 20 kW/cm^2 sans observer d'émission stimulée. Nous avons cependant noté un déplacement du pic vers les basses énergies ainsi qu'une diminution de son intensité pour une excitation aussi élevée (figures 4.7, 4.8 et 4.9). Pour des intensités d'environ 10 kW/cm^2, il est possible de noter que les niveaux excités du puits se peuplent. En supposant que chaque photon crée une paire électron-trou et que tous les porteurs diffusent dans le puits avant de se recombiner, la densité de porteurs photoexcités par unité de surface dans ce puits s'obtient de l'équation suivante :

$$n_{2D} = \frac{I\tau}{\hbar\omega}, \tag{4.1}$$

où I est l'intensité laser, τ est la durée de vie des porteurs et $\hbar\omega$ est l'énergie des photons qui vaut dans notre cas 2,41 eV. Pour une durée de vie des porteurs dans le puits de 1 ns (Zou et collab., 1993), n_{2D} vaut $2,6 \times 10^{13}$ cm^{-2}, ce qui est plus élevé que la densité de porteurs nécessaire pour l'inversion de population dans un laser ($\sim 1 \times 10^{12}$ cm^{-2}) (Zou et collab., 1993). Aussi, la photoluminescence des barrières est relativement faible, ce qui indique que la capture des porteurs est rapide dans ces structures. Néanmoins, le rapport entre l'intensité du pic principal et de la barrière augmente pour des excitations élevées (figure 4.13).

À la température de 77 K, la structure A présente un pic inhabituel à 1,137 eV attribué à la couche de confinement 1,15Q. La présence de ce pic s'explique par la distribution statistique, plus raide à 77 K qu'à 300 K, permettant de mettre en évidence des changements dans le nombre d'états (section 2.2.2) : le nombre d'états

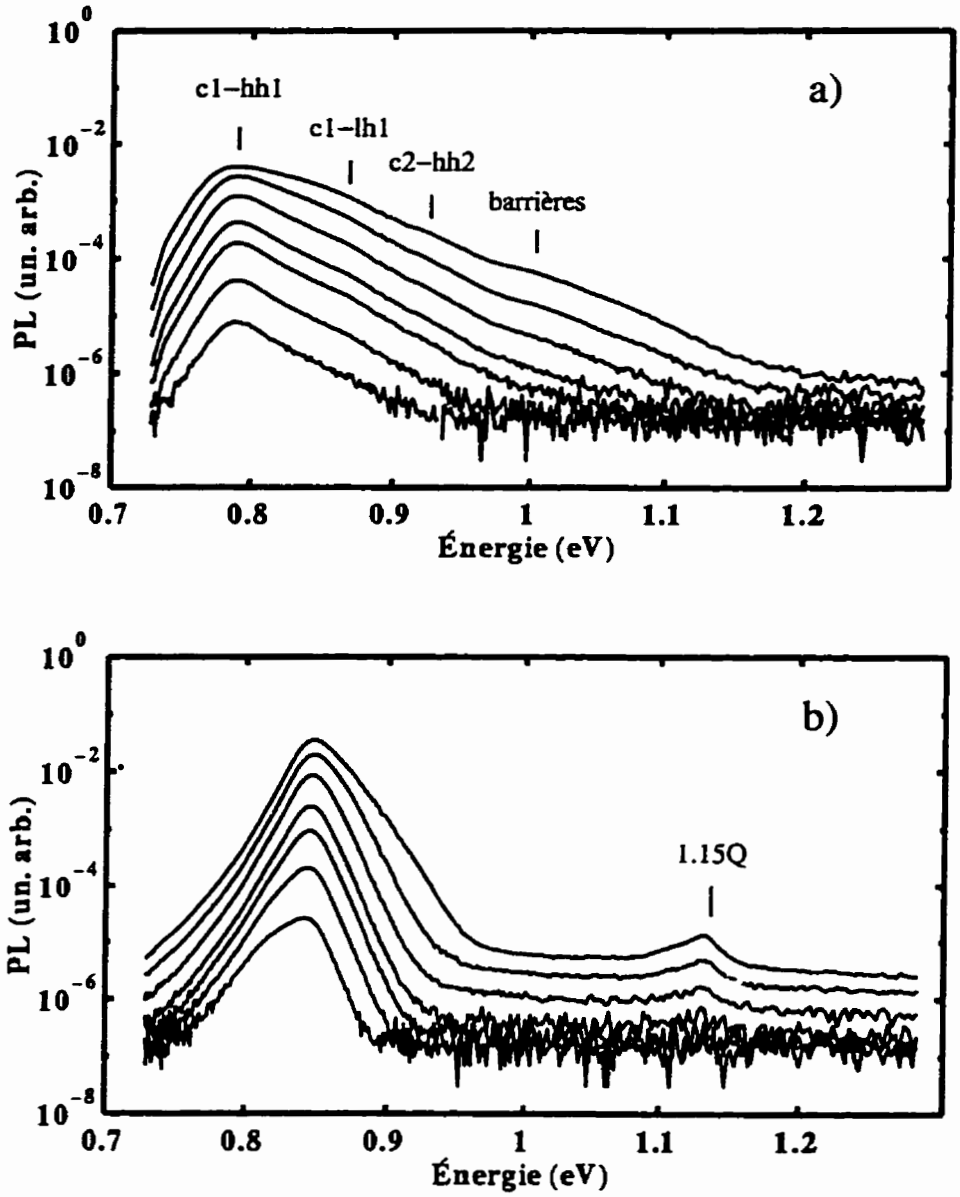
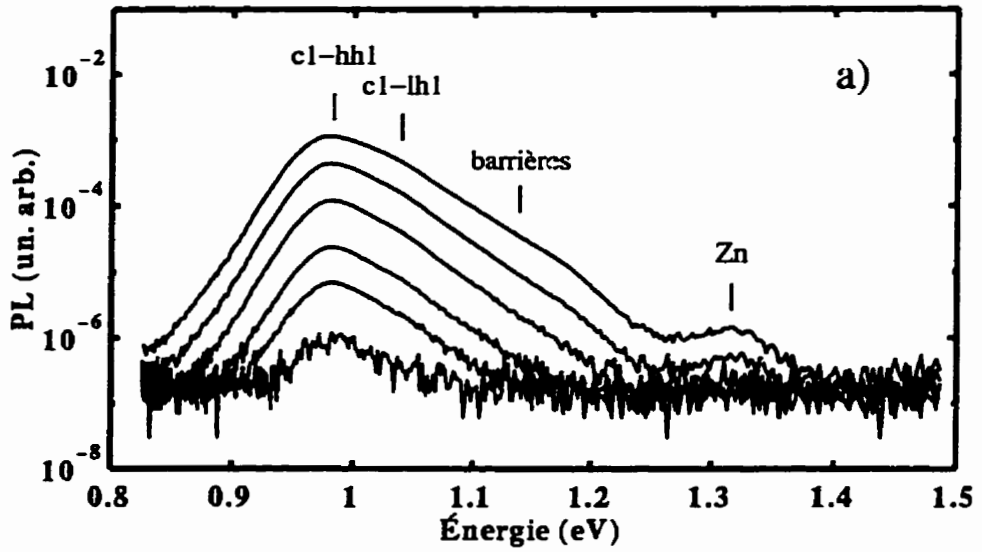


Figure 4.5 : Spectres de photoluminescence à a) 300 K et b) 77 K de la structure A pour les intensités d'excitation suivantes : 8 300, 2 900, 912, 288, 91, 28, et 10 W/cm^2 (de haut en bas).



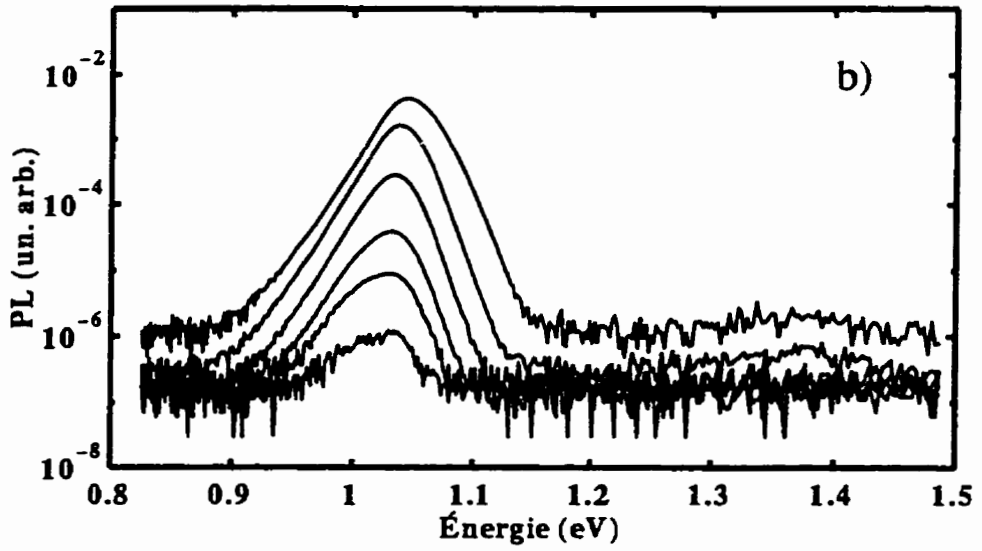


Figure 4.6 : Spectres de photoluminescence à a) 300 K et b) 77 K de la structure B pour les intensités d'excitation suivantes : 8 300, 2 900, 912, 288, 91, et 28 W/cm^2 (de haut en bas).

de la couche de 1,15Q est plus élevé, car son épaisseur est plus grande. Pour une intensité d'excitation de 10 W/cm^2 pour la structure A et de 28 W/cm^2 pour la structure B, on note l'apparition d'un épaulement à environ 25 meV sous le pic principal. Nous attribuons ce pic à des queues de bandes dues aux fluctuations de composition et de largeur des puits. Ce pic a une faible densité d'états et est rapidement saturé à des intensités laser plus élevées (Reihlen et collab., 1989). Ce pic ne peut être associé à un exciton, car l'énergie de liaison serait trop grande. De plus, la largeur du pic principal est beaucoup plus importante que la largeur théorique de $0,7k_BT$ (18 meV à 300 K et 4,7 meV à 77K), ce qui tend à démontrer l'influence des fluctuations de composition et de largeur des puits.

À 300 K, nous pouvons voir un pic à 1,31 eV dans la structure B (figure 4.6). Ce pic est attribué au zinc dans l'InP, qui est utilisé comme dopant de type P dans nos structures. L'énergie de liaison du Zn dans l'InP est d'environ 50 meV (Adachi, 1991). Nous ne voyons pas ce pic dans la structure A, car la couche d'InP en surface n'est pas dopée.

Pour reproduire les énergies de transition, nous avons utilisé une discontinuité de la bande de conduction sans contrainte de 0,84 pour la structure A et de 0,75 pour la structure B. Ces valeurs sont très différentes de celles généralement admises (0,4) pour la discontinuité de la bande de conduction dans les matériaux InGaAsP/InP. Cependant, des valeurs aussi élevées ont été utilisées pour décrire les spectres d'absorption des puits quantiques à base d'InAsP/InP (Beaudoin et collab., 1996). La valeur de la discontinuité de la bande de conduction peut être différente pour les raisons suivantes. D'une part, les paramètres entrant dans le calcul de bande sont peu connus pour ces matériaux, et nous avons dû les interpoler à partir des composés binaires. D'autre part, les mesures de la discontinuité de la bande de con-

duction se font généralement sur des matériaux non dopés. Or, la discontinuité de la bande de conduction est déterminée par les dipôles aux interfaces (Tersoff, 1984). Il est donc clair que cette discontinuité dépend du dopant et de la préparation du matériau (Schubert et collab., 1992). Enfin, il faudrait en principe tenir compte de la courbure des bandes sur le calcul des niveaux d'énergie, en résolvant, de façon auto-consistante, les équations de Poisson et de Schrödinger. Cependant, il n'existe, à notre connaissance, aucune étude expérimentale visant à déterminer l'impact du dopage sur les états confinés des puits quantiques.

4.3.1 Influence de l'intensité d'excitation sur l'intensité de la photoluminescence

À l'état stationnaire, le taux de génération de paires électron-trou doit être égal aux taux de recombinaison radiative et non radiative. Dans le cas où $n = p$ et que ces densités sont beaucoup plus élevées que la densité de trous à l'équilibre, nous pouvons utilisé l'équation suivante pour calculer la densité de porteurs en fonction de l'intensité d'excitation (Agrawal et Dutta, 1986) :

$$G_{exc} = An + Bn^2 + Cn^3, \tag{4.2}$$

où G_{exc} est le taux de génération des paires électron-trou (proportionel à I, l'intensité laser), An est le taux de recombinaison dû aux surfaces, aux interfaces ou aux pièges, Bn^2 est le taux de recombinaison par émission spontanée et Cn^3 est le taux de recombinaison Auger. L'intensité de la photoluminescence, I_{PL}, est proportionnelle à n^2, puisque le taux d'émission spontanée est Bn^2 (Bebb et Williams, 1972; Marcinkevicius, Olin et Treideris, 1993). À l'aide de l'équation 4.2, nous pouvons tirer une relation entre l'intensité laser et la luminescence, de la forme suivante

(Marcinkevicius, Olin et Treideris, 1993) :

$$I_{PL} \sim I^x , \tag{4.3}$$

où x varie entre 0,6 et 2. Cette relation ainsi que l'exposant x peuvent être obtenus dans certains cas limites où un taux de recombinaison domine les autres. Par exemple, lorsque la recombinaison Auger domine, l'équation 4.2 se réduit à $G_{exc} \approx Cn^3$, d'où l'on tire $n = (G_{exc}/C)^{1/3} \sim I^{1/3}$. Alors, puisque l'émission spontanée est quand même toujours présente, $I_{PL} \sim n^2 \sim I^{2/3}$. Lorsque la recombinaison par les pièges domine, on obtient $x = 2$ et lorsque l'émission spontanée domine, on obtient $x = 1$. Évidemment, dans bien des cas, plusieurs processus sont en compétition et le facteur x peut prendre n'importe quelle valeur entre 0,6 et 2. Il est à noter que cette analyse n'est en principe valable que pour $n = p$. Cette condition est réalisée pour des excitations supérieures à environ 3 kW/cm^2. En-dessous de cette intensité, cette condition n'est plus vraiment valide. Cependant, nous n'observons pas de changement à cette intensité sur les courbes de la figure 4.7.

À la figure 4.7, nous présentons des courbes types de l'intensité totale de la photoluminescence à 300 K et à 77 K en fonction de l'intensité laser. La relation entre l'intensité de la photoluminescence et l'intensité laser est linéaire sur près de trois ordres de grandeur. La pente de la courbe à 300 K est de 1,16 et celle de la courbe à 77 K est de 1,30, ce qui indique que la recombinaison radiative domine. À 77 K, la recombinaison par les pièges ou les interfaces est néanmoins importante dans le case de la structure B. Les pentes obtenues pour les trois structures sont présentées au tableau 4.1.

Les résultats semblent démontrer que la recombinaison Auger est négligeable dans

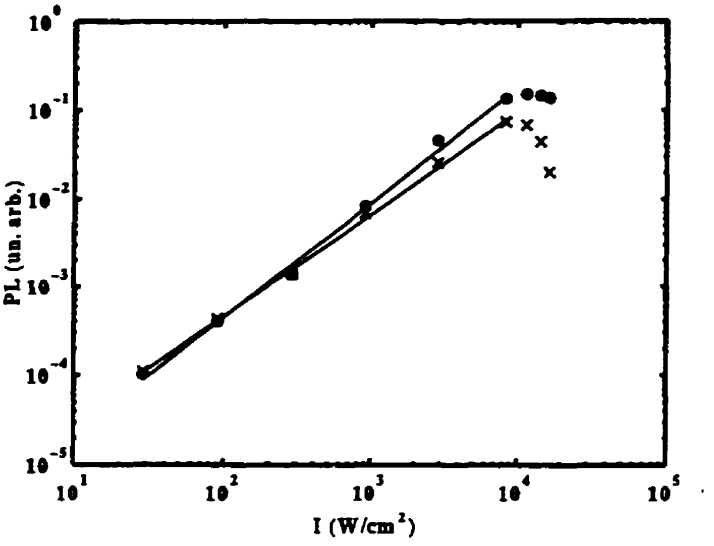


Figure 4.7 : Intensité totale de la photoluminescence de la structure B en fonction de l'intensité d'excitation à 300 K (×) et à 77 K (o). Les lignes continues servent à guider l'oeil.

Tableau 4.1: Pente de la relation entre $\log I_{PL}$ et $\log I$.

	77 K	300 K
Structure A	1,02	0,96
Structure B	1,30	1,16
Structure C	1,06	1,25

ces structures. La recombinaison Auger est fortement influencée par la masse effective des électrons et des trous effectuant la transition. En effet, la recombinaison Auger est plus faible lorsque les deux types de porteurs ont la même masse effective (Yablonovitch et Kane, 1988; Wang et collab., 1993). Nous avons calculé la masse effective du premier niveau de trous et du premier niveau d'électrons en prenant l'inverse de la courbure des bandes obtenues à l'aide du modèle $\mathbf{k} \cdot \mathbf{p}$ (chapitre 3). Nous avons trouvé que, pour les structures B et C par exemple, la masse effective des électrons et celle des trous est de 0,068 et de 0,094 respectivement. La masse

effective des trous est donc réduite par rapport à celle dans le matériau en volume, ce qui permet de croire que la recombinaison Auger sera faible. Quoiqu'une conclusion semblable ait été obtenue pour une structure laser InGaAsP/InP non dopée (Garbuzov et collab., 1995) et que le même comportement ait été observé pour une structure InGaAs/InP à simple puits quantiques (Reihlen et collab., 1989), il est intéressant de constater que nous obtenons la même conclusion pour une structure où la densité de trous est très grande à l'équilibre thermodynamique (figure 4.4). En effet, la forte densité de trous dans les puits porterait à croire que la recombinaison Auger serait élevée. Grâce à une modification de la structure de bandes par les contraintes mécaniques, ce n'est pas le cas (Wang et collab., 1993).

La recombinaison Auger est un facteur très important limitant la performance des hétérostructures lasers classiques (sans puits quantiques) (Agrawal et Dutta, 1986). Pour les lasers à puits quantiques, l'influence de la recombinaison Auger est toujours un sujet de controverse. Des calculs prédisent une diminution de la recombinaison Auger pour des couches en compression (Yablonovitch et Kane, 1988; Lui et collab., 1993; Wang et collab., 1993), de même que certaines mesures (Reihlen et collab., 1989; Zou et collab., 1993; Garbuzov et collab., 1995), alors que d'autres mesures indiquent que la recombinaison Auger n'est pas influencée par les contraintes (Fuchs et collab., 1993; Seki, Lui et Yokoyama, 1995). Il est clair que ce problème demande une étude plus poussée qui déborde du cadre de cette thèse.

Pour des intensités d'excitation supérieures à 10 kW/cm^2, l'intensité de la photoluminescence diminue (voir figure 4.7). Une augmentation locale de température pourrait faire diminuer le signal de photoluminescence. Pour les transitions bande à bande dans les puits quantiques, l'intensité de la photoluminescence varie en température selon $T^{-1/2}$ (Bebb et Williams, 1972). Or, selon cette figure, la diminution

d'intensité est d'environ trois, à 77 K, et d'environ dix, à 300 K, pour 20 kW/cm^2 d'intensité laser. La variation locale de température devrait alors être d'un facteur neuf à 77 K et 100 à 300 K. Cette variation de température est énorme et ne concorde pas du tout avec la variation de la position du pic d'émission de la photoluminescence ou de la température des porteurs (section 4.3.2 et 4.3.2), et demeure pour l'instant inexpliquée. Pour comprendre davantage ce phénomène, il conviendrait de mesurer des spectres de photoluminescence à plusieurs températures et de déterminer ainsi l'effet réel de la température sur les spectres.

4.3.2 Influence de l'intensité d'excitation sur la position et la largeur du pic de photoluminescence

Aux figures 4.8 et 4.9, nous présentons l'énergie du maximum d'émission de la photoluminescence en fonction de l'intensité laser. Nous pouvons observer une même tendance pour les différentes structures. À 300 K, la position du pic demeure constante en fonction de l'excitation, sauf lorsque cette dernière dépasse environ 7 kW/cm^2. Dans ce cas, le pic se déplace vers des énergies plus faibles. Ce déplacement est d'environ 5 meV pour la structure A et de 20 meV pour les structures B et C. À 77 K, le pic de photoluminescence se déplace vers les hautes énergies à mesure que l'intensité laser augmente. Cependant, pour la structure A seulement, le pic se déplace à nouveau vers les énergies plus faibles lorsque l'intensité laser dépasse 4 kW/cm^2.

La diminution de l'énergie du pic de photoluminescence à 300 K à forte excitation peut être expliquée par la diminution de la bande interdite. Il existe deux facteurs importants pouvant diminuer la bande interdite : la température et une densité de porteurs élevée (section 2.4.4). Dans les lasers à puits quantiques, au-

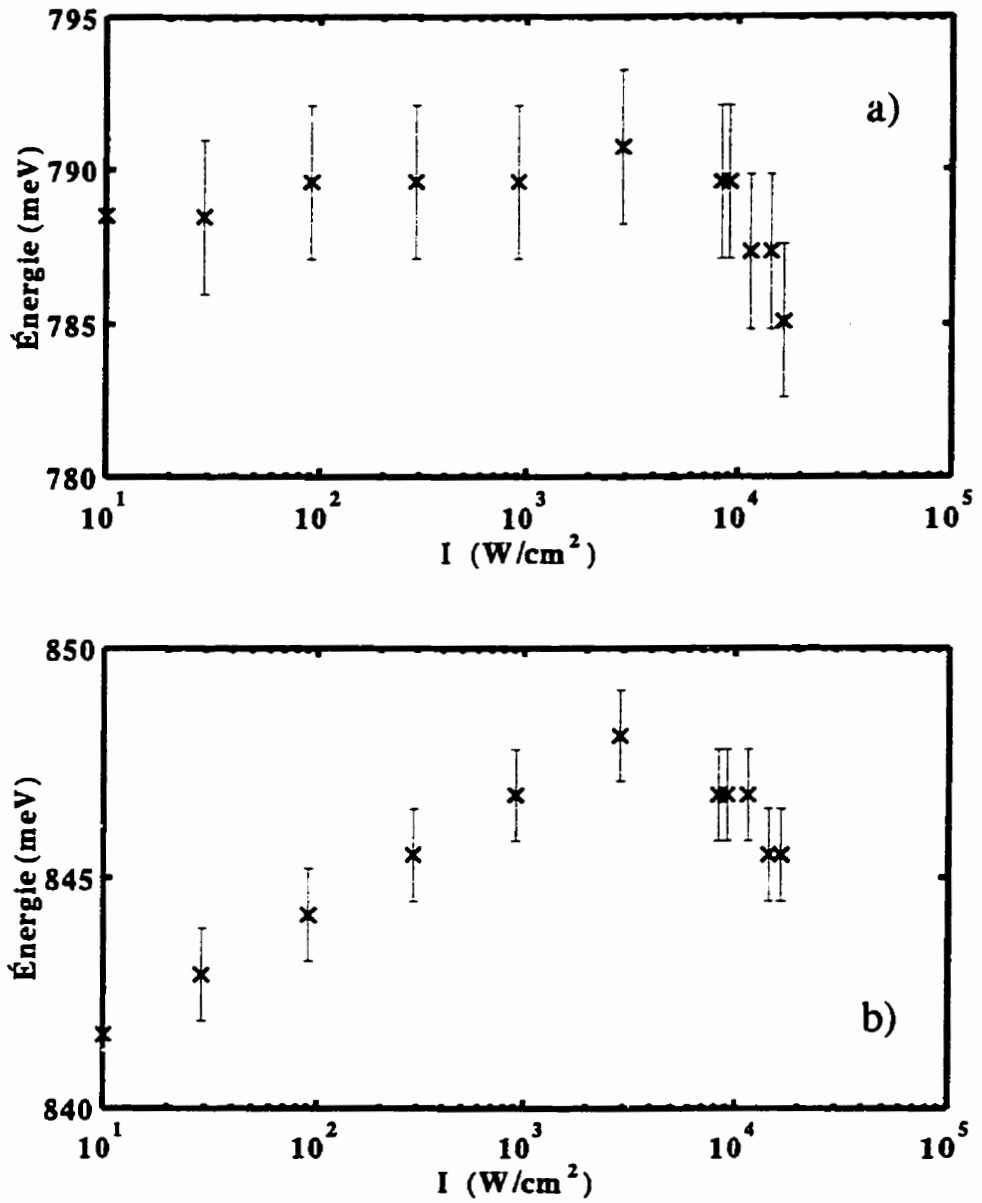


Figure 4.8 : Énergie du pic de photoluminescence à a) 300 K et b) 77 K en fonction de l'intensité d'excitation, pour la structure A.

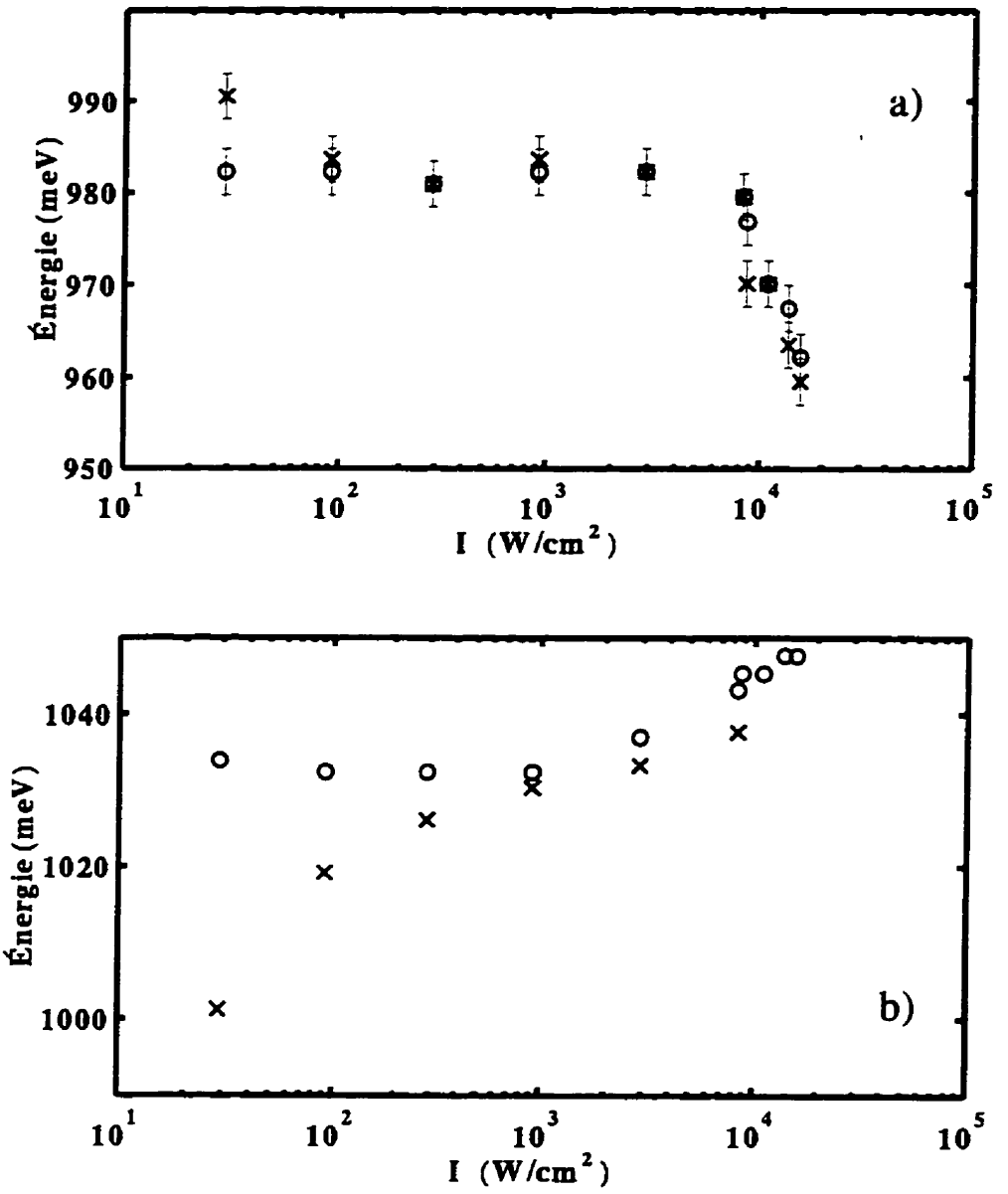


Figure 4.9 : Énergie du pic de photoluminescence à a) 300 K et b) 77 K en fonction de l'intensité d'excitation, pour les structures B (o) et C (×). Les barres d'erreur ne sont pas indiquées en b), car elles sont plus petites que les symboles.

cun décalage associé aux porteurs n'a été observé pour le pic d'émission spontanée (Park et collab., 1992). Ce comportement est attribuable à la compensation entre la réduction de la bande interdite due à une densité de porteurs élevée (effets de renormalisation) et le remplissage des bandes (dégénérescence). Nous supposons donc que le décalage du pic est seulement dû à la température, et que la dépendance relative de la bande interdite des composés InGaAsP sur la température suit celle de l'InP, qui est donnée par l'équation de Varshni (Adachi, 1991) :

$$E_g(T) = E_g(0) - \frac{4,1 \times 10^{-4} T^2}{T + 136}. \tag{4.4}$$

Pour des décalages de 5 meV et de 20 meV de la bande interdite, nous obtenons un échauffement maximal de 23 K et de 74 K, respectivement. La différence entre ces décalages est difficile à expliquer, car il faudrait entre autres pouvoir estimer la quantité d'énergie servant à augmenter la température du réseau, ce que nous n'avons pas pu faire.

Pour comprendre le comportement du pic de photoluminescence à 77 K, nous notons que les fluctuations de composition ou d'épaisseur des puits créent une modulation du potentiel ressenti par les porteurs. Ainsi, il existe des régions où l'énergie est plus faible que l'énergie moyenne du niveau électronique fondamental. À basse température et à faible excitation, les porteurs ont tendance à se localiser dans ces régions. Lorsque la température ou l'excitation augmente, ces niveaux deviennent rapidement saturés, car leur densité d'états est faible et les porteurs sont éjectés de ces creux de potentiel. Il se produit alors un déplacement du pic de photoluminescence vers les énergies plus élevées. Pour les fortes intensités d'excitation, le pic de la structure A à 77 K se déplace vers les basses énergies. Cela pourrait être causé par une élévation de température similaire à ce qui est observé à 300 K. Nous notons aussi que ce comportement n'est pas visible pour les structures B et C. Cela pour-

rait être explicable en partie par une densité de défauts (dus aux fluctuations de composition ou d'épaisseur) différentes entre les structures. Une densité de défauts plus importante nécessitera une plus grande intensité d'excitation pour être saturée.

4.3.3 Porteurs chauds

L'équation 2.6 indique que la queue à haute énergie des pics de photoluminescence peut être caractérisée par une température effective. Il peut donc être raisonnable d'associer une température effective à la pente des queues à haute énergie des figures 4.5 et 4.6. Il est néanmoins important de préciser que des fonctions autre qu'une fonction exponentielle peuvent donner un comportement semblable à celui observé sur ces figures, et que le modèle de température effective demeure une hypothèse. Nous avons donc effectué une régression linéaire de ces pentes et ainsi déterminé les températures effectives. Celles-ci sont plus élevées que la température de l'échantillon et dépendent de l'excitation laser. À la section 4.3.2, nous avons trouvé que la température du réseau varie peu en fonction de l'excitation. Les températures obtenues des spectres sont donc les températures effectives des porteurs. Les températures effectives des porteurs dans les puits en fonction de l'intensité laser sont présentées à la figure 4.10. Le fait d'obtenir une température effective implique que les interactions porteurs-porteurs sont suffisamment élevées pour thermaliser les porteurs entre eux. Ceux-ci peuvent être décrits par une distribution de Fermi-Dirac. La température effective suit un comportement semblable pour les trois structures. Pour une faible photoexcitation, la température des porteurs est élevée, et elle est décroît avec l'augmentation de l'intensité d'excitation, pour se stabiliser à une température d'environ 400 K lorsque le réseau est à 300 K, et d'environ 100 K lorsque le réseau est à 77 K (figure 4.10). Puis, cette température augmente

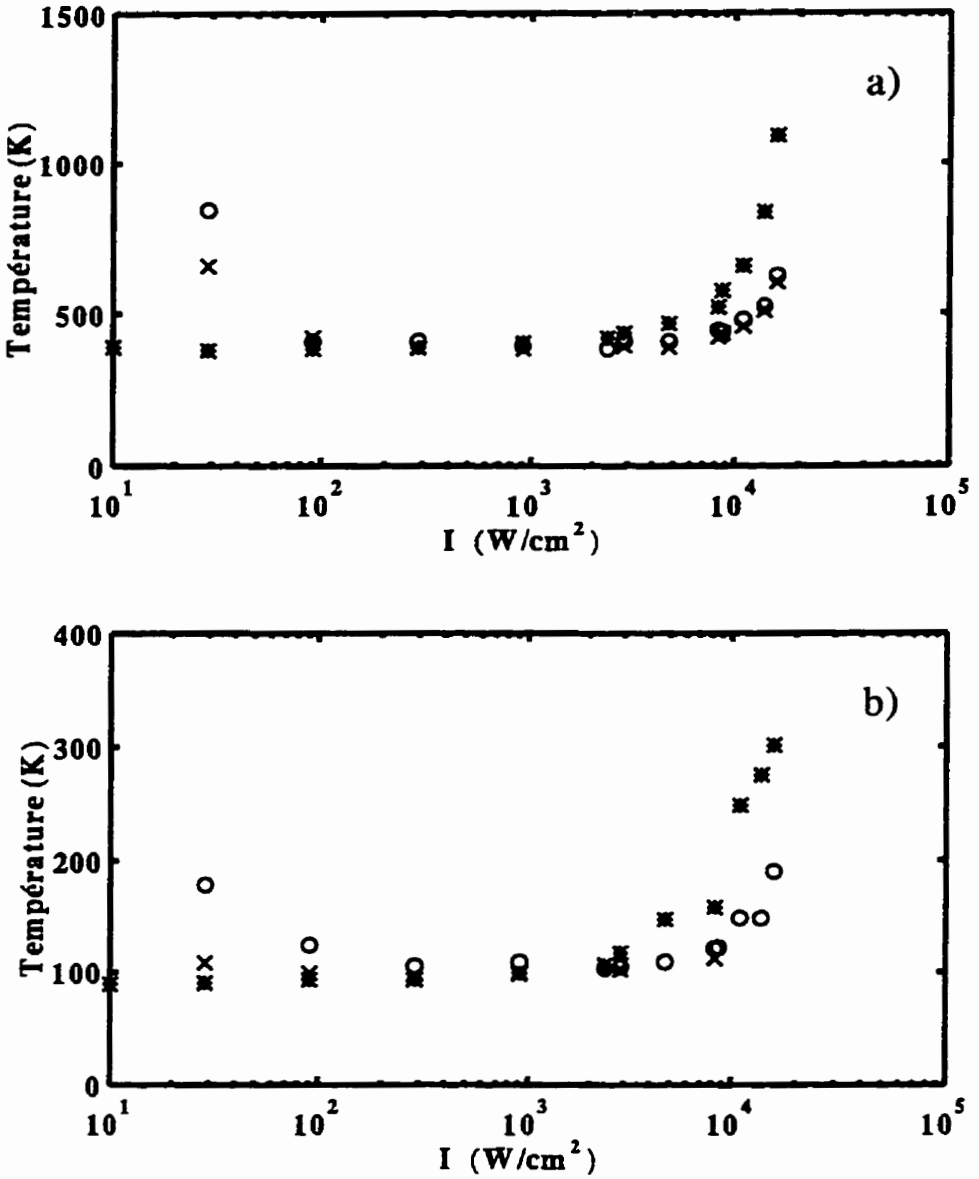


Figure 4.10 : Température effective des porteurs dans les puits en fonction de l'intensité d'excitation à a) 300 K et b) 77 K. Structure A (∗), structure B (o), structure C (×).

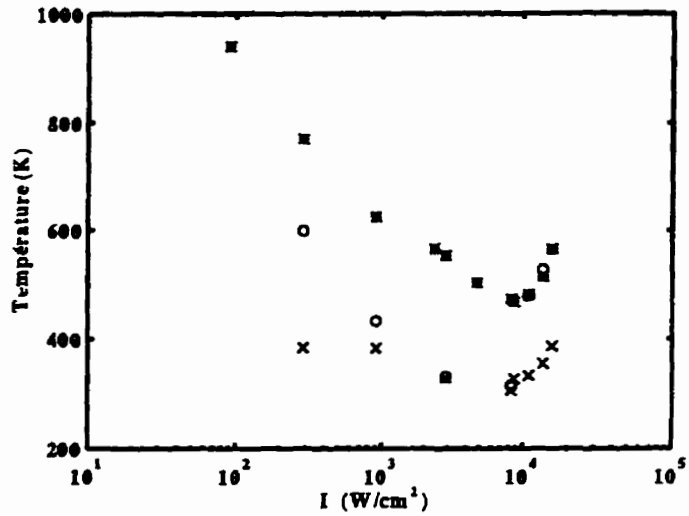


Figure 4.11 : Température effective des porteurs dans les barrières en fonction de l'intensité d'excitation à 300 K. Structure A (∗), structure B (o), structure C (×).

considérablement à forte intensité.

À la figure 4.11, nous avons tracé les températures effectives des porteurs pour des énergies supérieures à l'énergie des barrières pour un réseau à 300 K (il n'a pas été possible d'obtenir les températures des porteurs à 77 K, car le signal de la barrière était trop faible). Ici encore, cette température a été obtenue en prenant la pente, sur une échelle semi-logarithmique, de la queue à haute énergie du pic associé aux barrières. On constate que les porteurs dans les puits et dans les barrières ne sont pas en équilibre thermique et que, généralement, la température des porteurs dans les barrières est plus élevée que la température des porteurs dans les puits. De plus, il est possible de constater de façon très évidente sur la courbe supérieure de la figure 4.5b, que les porteurs dans les barrières ont une énergie moyenne (température effective) très élevée, puisqu'ils émettent de la luminescence sur une large bande. Cela pourrait être expliqué par le fait que la capture par les puits est plus efficace pour les porteurs près du bord de

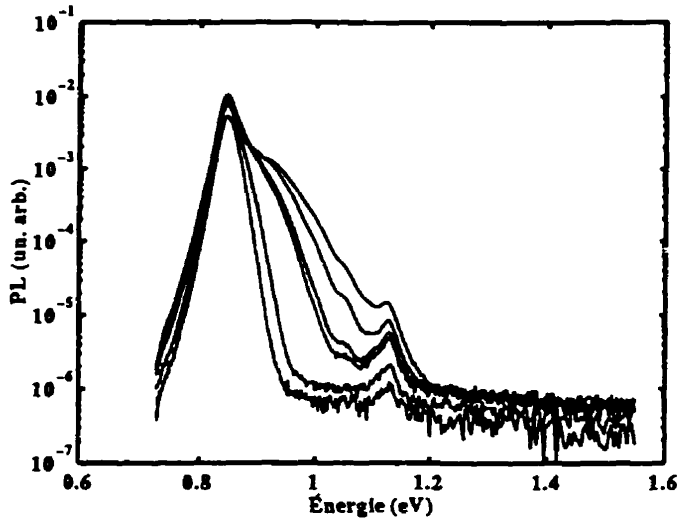


Figure 4.12 : Spectres de photoluminescence de la structure A à 77 K pour une forte intensité d'excitation: 16,6, 14,4, 11,5, 9,1, 5,0 et 2,5 kW/cm^2 (de haut en bas).

la bande que pour les porteurs à plus haute énergie (Kersting et collab., 1992b). Ainsi, les porteurs qui restent dans les barrières ont une énergie moyenne plus élevée et donc une température également plus élevée. Dans les mêmes conditions d'excitation, on suppose généralement que ces porteurs sont en équilibre thermique (Marcinkevicius, Olin et Treideris, 1993; Garbuzov et collab., 1995).

Nous avons aussi remarqué qu'à 77 K, pour la structure A seulement, la température des porteurs participant aux transitions optiques excitées n'ont pas la même température que les porteurs participant à la transition optique fondamentale (voir la pente des courbes de la figure 4.12) : elle est plus élevée. Cela semble indiquer que, dans cette structure, les porteurs dans les niveaux excités thermalisent moins bien avec ceux dans le niveau fondamental lorsque le réseau est à 77 K.

Pour l'analyse des résultats, nous supposons que la température effective est surtout celle des électrons. Premièrement, puisque les régions actives sont de type P, il est

fort probable que les trous soient thermalisés entre eux et qu'ils aient une température proche de celle du réseau. Deuxièmement, puisque la masse de l'électron est plus faible que celle du trou, la température effective est biaisée vers celle de l'électron (équation 2.7). Dans ces conditions, le taux d'évolution de l'énergie moyenne d'un ensemble d'électrons est (Nag, 1984)

$$\frac{d\langle E\rangle}{dt} = \frac{I\eta}{n_{2D}} - \frac{(\langle E\rangle - \langle E\rangle_L)}{\tau_E}, \tag{4.5}$$

où η est la fraction de l'énergie du photon qui est absorbée dans le matériau (la portion excédant l'énergie de la bande interdite), $\langle E\rangle$ est l'énergie moyenne des porteurs que nous supposons égale à k_BT, $\langle E\rangle_L$ est l'énergie moyenne des électrons à la température du réseau. Finalement, τ_E est le temps de relaxation de l'énergie des électrons. À l'état stationnaire, il est possible de déterminer τ_E à partir des spectres de photoluminescence.

À la section 4.3.1, nous avons démontré que la recombinaison des porteurs est principalement radiative. Dans ces conditions, deux situations peuvent se présenter : la densité d'électrons photoexcités est soit inférieure soit supérieure à la densité de trous à l'équilibre thermodynamique. Ces deux situations sont délimitées par une intensité laser d'environ 10 kW/cm^2 et sont clairement visibles à la figure 4.10.

Pour une intensité laser inférieure à 10 kW/cm^2, l'équation 4.2 peut être modifiée, puisque la densité de trous reste à peu près fixe à sa valeur à l'équilibre p_0, pour devenir : $G_{exc} = Bp_0n$ (Bebb et Williams, 1972). En supposant que la majorité des électrons photoexcités se retrouve dans les puits, comme nous l'indique les spectres de photoluminescence, et que chaque photon crée une paire électron-trou, le taux de génération, G_{exc}, est directement donné par : $I/(\hbar\omega N_pL)$, où N_p est le nombre de puits et L est la largeur des puits. Nous pouvons alors obtenir la densité surfacique

d'électrons photoexcités :

$$n_{2D} = \frac{I}{N_p B p_0 \hbar\omega}. \tag{4.6}$$

Pour obtenir l'équation précédente, nous avons effectué la transformation entre une densité volumique d'électrons, n, et une densité surfacique, en multipliant n par L. En portant cette équation dans l'équation 4.5, nous obtenons la relation entre la température des électrons et l'intensité laser à l'état stationnaire :

$$T = T_L + \frac{N_p \eta B p_0 \hbar\omega \tau_E}{k_B}, \tag{4.7}$$

où T_L est la température du réseau. Dans ces conditions, la température des porteurs est indépendante de l'intensité laser. C'est la tendance que nous observons pour les porteurs dans les puits (figure 4.10) dans les trois structures, pour des intensités laser entre 100 et 3000 W/cm^2. Nous remarquons aussi que la température des porteurs dans la structure A commence à augmenter plus rapidement que dans les structures B et C, ce qui indique que le refroidissement des porteurs change de régime. Ce comportement provient du fait que la densité totale de trous à l'équilibre thermodynamique est plus faible pour la structure A que pour les structures B et C (figures 4.3 et 4.4), ce qui implique qu'il y a changement de régime plus rapidement.

En supposant que $B = 3 \times 10^{-10}$ cm^3/s (section 5.2.1), $p_0 = 2 \times 10^{18}$ cm^{-3}, $N_p = 8$, $T - T_L = 100$ K (figure 4.10), $\hbar\omega = 2,41$ eV et $\eta = 0,5$ nous obtenons $\tau_E = 1,5$ ps lorsque le réseau est à 300 K. À 77 K, $T - T_L$ est environ cinq fois plus faible de même que p_0, de sorte que la valeur du temps de relaxation change peu. À notre connaissance, c'est la première fois qu'une mesure du temps de relaxation est faite dans ces conditions. Des mesures de photoluminescence sous champ dans des puits quantiques GaAs/AlGaAs donnent un temps de relaxation d'environ 2 ps à 18 K (Ridley, 1991). Cette valeur concorde bien avec nos mesures.

Pour une intensité laser supérieure à 10 kW/cm^2, la densité de porteurs photoexcités devient comparable à celle des trous à l'équilibre thermodynamique, $n = p$ et la densité d'électrons est obtenue directement de l'équation 4.2 en considérant encore que la recombinaison radiative domine :

$$n = \frac{1}{N_p}\sqrt{\frac{LI}{B\hbar\omega}}, \tag{4.8}$$

où L est l'épaisseur des puits. En portant cette équation dans l'équation 4.5, nous obtenons une seconde relation entre la température des porteurs et l'intensité laser à l'état stationnaire :

$$T = T_L + \frac{N_p \tau_E \eta}{k_B}\sqrt{\frac{IB\hbar\omega}{L}}. \tag{4.9}$$

En portant cette équation sur un graphique à échelle semi-logarithmique (comme à la figure 4.10), nous obtenons une droite de pente 0,5. Ces résultats concordent bien avec les pentes obtenues à 77 K, à de fortes intensités d'excitation. Cependant, les pentes obtenues à 300 K sont plutôt de l'ordre de 1, ce qui pourrait indiquer que dans ces conditions la dépendance du temps de relaxation sur l'intensité laser est de la forme $I^{1/2}$. Deux effets importants peuvent augmenter le temps de relaxation énergétique des porteurs : l'écrantage de l'interaction électron-phonon et les phonons chauds. L'écrantage de l'interaction électron-phonon dépend peu de la température (Shah, 1992). Cet effet ne peut donc expliquer nos résultats. L'augmentation du temps de relaxation est donc associée aux phonons chauds. De plus, des mesures de photoluminescence résolue en temps dans une structure à puits quantiques multiples de GaAs suggèrent que la dépendance entre le temps de relaxation et l'intensité d'excitation est de la forme $I^{1/2}$ en présence de phonons chauds (Leo et collab., 1988). Cela concorde avec nos résultats.

Nous avons vu aux figures 4.10 et 4.11 que la température effective des porteurs augmente à faible excitation laser. Nous attribuons ce comportement à une diminution

de la relaxation des électrons, d'après l'équation 4.7. À notre connaissance, l'augmentation du temps de relaxation dans les barrières ou les puits, lorsque l'intensité d'excitation est faible, n'a jamais été observée dans les structures à puits quantiques. Il est à noter que nous n'observons pas cet effet dans les puits de la structure A, mais que ce phénomène est très important dans les barrières. Ce comportement pourrait être expliqué par la contribution de plusieurs canaux de relaxation. Pour des électrons dans une mer de trous, le temps de relaxation peut être écrit comme la somme d'une contribution due à l'émission de phonons et d'une contribution due à la diffusion électron-trou (Höpfel, Shah et Juen, 1992) :

$$\frac{1}{\tau_E} = \frac{1}{\tau_{e-ph}} + \frac{1}{\tau_{e-h}}, \tag{4.10}$$

où τ_{e-ph} est le temps de relaxation par les phonons et τ_{e-h} est le temps de relaxation par la diffusion électron-trou. À faible intensité laser, l'interaction électron-électron augmente la température moyenne de tous les électrons, à cause du poids important des électrons photoexcités par rapport à l'ensemble des électrons. À plus forte intensité laser, l'interaction électron-trou devient plus importante, car celle-ci dépend de la densité de porteurs, et augmente la relaxation des électrons ce qui diminue leur température effective. La température effective des porteurs serait plus élevée dans les barrières parce que la densité de porteurs y est plus faible (figure 4.4). Cette hypothèse a déjà été utilisée pour expliquer un comportement semblable dans les spectres d'InSb à 4 K (À La Guillaume et Lavallard, 1964). Cependant, une analyse plus quantitative nécessiterait un calcul des temps de relaxation énumérés plus haut en fonction de la densité de porteurs.

4.3.4 Transfert des porteurs dans les puits

Les spectres de photoluminescence (figures 4.5 et 4.6) montrent que le transfert des porteurs est élevé entre les barrières et les puits, car la luminescence émise par les barrières est faible. Cependant, il est intéressant de tenter de déterminer si le nombre de porteurs dans les barrières est plus élevé qu'à l'équilibre thermodynamique. Ce dernier est l'état où le nombre de porteurs dans les barrières sera minimal. En d'autres mots, nous voulons savoir s'il y a une surpopulation de porteurs dans les barrières. Pour rendre les résultats plus clairs, nous avons tracé, à la figure 4.13, le rapport entre la photoluminescence des barrières et des puits en fonction de l'intensité laser. Nous avons aussi inclus sur la figure les courbes calculées à l'aide du modèle présenté ci-dessous. Ces courbes ont été obtenues pour une température du réseau de 300 K seulement, car le modèle ne décrit pas bien les résultats à 77 K, pour des raisons que nous discuterons ci-dessous. À 300 K cependant, les résultats expérimentaux concordent très bien avec le modèle.

Le modèle que nous avons élaboré repose sur l'hypothèse qu'en régime stationnaire, après la photoexcitation, les distributions en énergie des porteurs sont bien décrites par une distribution de Fermi-Dirac. La forme des spectres de photoluminescence justifie l'utilisation des fonctions de Fermi-Dirac. Nous supposons aussi que les porteurs, dans les barrières et les puits, ont un quasi-niveau de Fermi commun. Malgré les observations notées à la section précédente, il est raisonnable de vouloir comparer ce modèle simple avec les résultats.

Pour une transition bande à bande, le spectre de photoluminescence est donné par l'équation 2.5 (section 2.3). Ce spectre est proportionnel à la densité conjointe d'états et au produit des fonctions d'occupation des électrons et des trous.

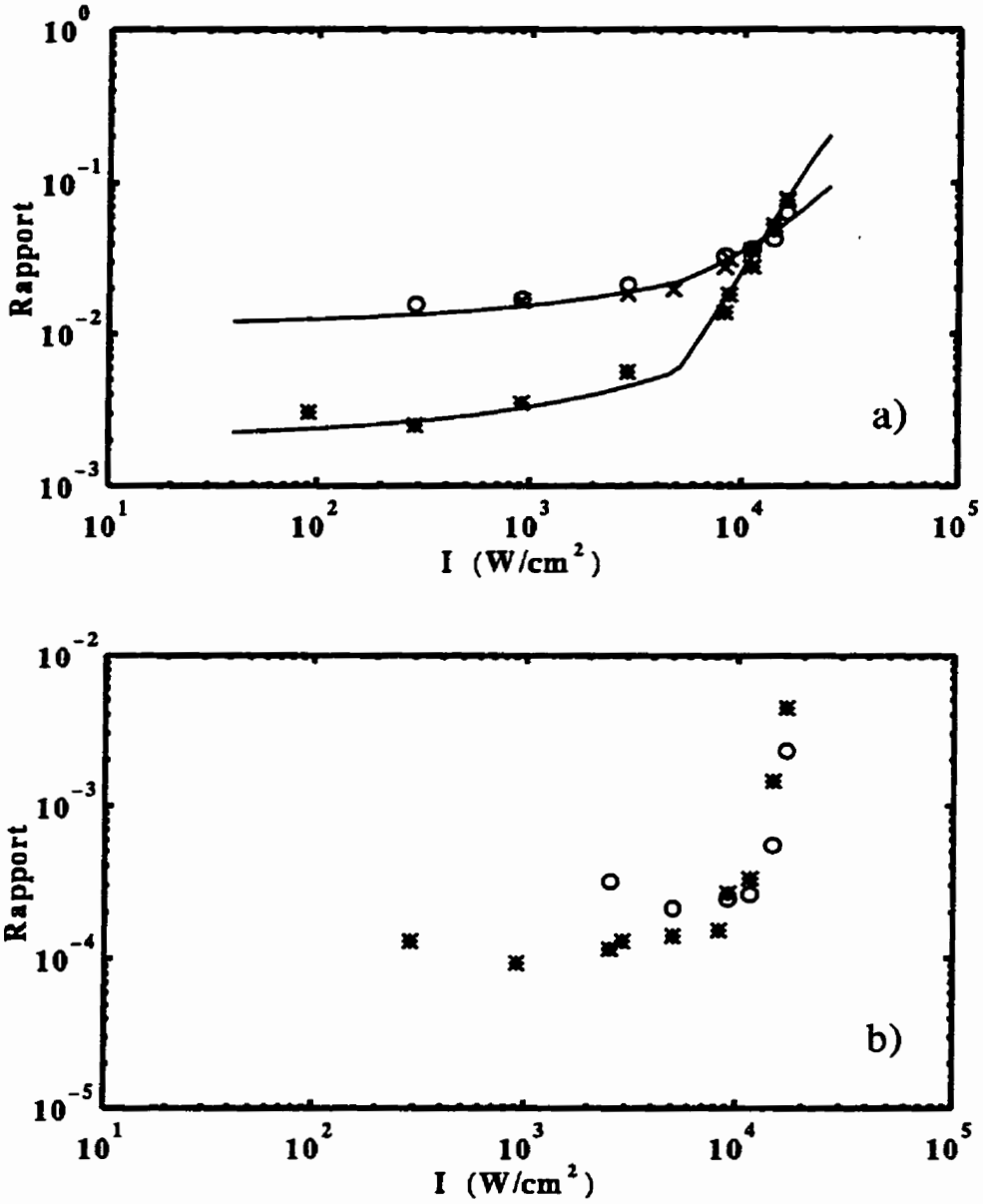


Figure 4.13 : Rapport entre l'intensité de la photoluminescence des barrières et des puits en fonction de l'intensité d'excitation à a) 300 K et b) 77 K. Structure A (∗), structure B (o), structure C (×). Les lignes continues sont les résultats du modèle présenté dans le texte.

Il est donc facile de calculer le rapport entre l'intensité de la photoluminescence à l'énergie de la barrière (E_B) et du pic principal (E_W) (équation 2.5) (Marcinkevicius, Olin et Treideris, 1993) :

$$\begin{aligned}\frac{I_{PL}(E_B)}{I_{PL}(E_W)} &= \frac{n(E_{cB})p(E_{vB})\delta(E_B - E_g - E_{cB} - E_{vB})}{n(E_{cW})p(E_{vW})\delta(E_W - E_g - E_{cW} - E_{vW})} \\ &\sim \frac{f_0(E_{cB})f_0(E_{vB})\delta(E_B - E_g - E_{cB} - E_{vB})}{f_0(E_{cW})f_0(E_{vW})\delta(E_W - E_g - E_{cW} - E_{vW})}, \end{aligned} \tag{4.11}$$

où les E_{ci} et les E_{vi} sont respectivement les énergies cinétiques des électrons et des trous. Dans cette équation, nous avons négligé la densité conjointe d'états, car elle ne varie pas avec la densité de porteurs. Pour simplifier, nous supposons que les bandes sont paraboliques et ainsi, les énergies cinétiques des électrons et des trous sont données par l'équation 2.15 où E_{photon} est remplacé par E_W ou E_B. Pour calculer les courbes présentées à la figure 4.13, nous avons d'abord approximé les niveaux de Fermi des électrons et des trous à l'aide de l'équation de Nilsson (2.18), puis utilisé la relation entre l'intensité laser et la densité de porteurs (équations 4.6 et 4.8). Nous avons ensuite effectué le produit des fonctions de Fermi-Dirac pour les électrons et les trous, en utilisant la température effective des porteurs obtenue à la section 4.3.3.

Ce modèle reproduit très bien les résultats expérimentaux à 300 K, ce qui signifie qu'il y a peu de débordement des porteurs dans les barrières. À 77 K, le modèle prédit un rapport de l'ordre de 1×10^{-11} entre la luminescence des puits et celle des barrières. Les résultats expérimentaux présentent un rapport beaucoup plus élevé. Nous expliquons cette différence de la façon suivante. D'une part, notre équipement ne permet pas de mesurer des spectres de photoluminescence sur une gamme dynamique de onze ordres de grandeur. Comme l'indique la figure 4.6, le signal de photoluminescence à l'énergie des barrières se retrouve en partie au niveau du bruit. D'autre part, nous avons montré à la section précédente que la

relaxation des porteurs diminuait à faible intensité laser. C'est ce qu'indique les faibles pentes des spectres à l'énergie des barrières (voir figures 4.5 et 4.6). Malgré tout, la figure 4.13 montre que l'intensité de la photoluminescence des barrières est au moins cent fois plus faible que celle du puits. La densité de porteurs dans les barrières est donc négligeable.

À 300 K, nous voyons ainsi que les porteurs sont en quasi-équilibre thermodynamique. Il n'est donc pas nécessaire de faire appel à un temps de capture pour décrire le rapport des porteurs entre les barrières et les puits. Cela est normal puisque l'état d'équilibre est tout à fait indépendant des détails microscopiques qui ont conduit à cet état (Datta, 1989). Par surcroît, l'analyse par équations d'évolution mène à une conclusion semblable. Ces équations, qu'on retrouve fréquemment dans l'analyse des diodes laser, ont la forme suivante (Nagarajan et collab., 1992b) :

$$\begin{aligned} \frac{dn_B}{dt} &= G_{exc} - \frac{n_B}{\tau_s} + \frac{n_W(V_W/V_B)}{\tau_e}, \\ \frac{dn_W}{dt} &= \frac{n_B(V_B/V_W)}{\tau_s} - \frac{n_W}{\tau_n} - \frac{n_W}{\tau_e}, \end{aligned} \tag{4.12}$$

où n_W et n_B sont les populations de porteurs dans les puits et dans les barrières respectivement, V_W et V_B sont les volumes des puits et des barrières, τ_s est un temps de capture des porteurs dans les puits, τ_e est un temps d'émission des porteurs hors des puits et τ_n est un temps de vie des porteurs dû à la recombinaison. En régime stationnaire, la solution de ces équations pour la population de porteurs dans les puits est

$$n_W = G_{exc}(V_B/V_W)\tau_n \,. \tag{4.13}$$

En régime stationnaire, la population de porteurs dans les puits est donc indépendante du temps de capture ou d'émission. Cela concorde avec nos résultats.

4.4 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons étudié, à l'aide de la photoluminescence standard, le transport, la relaxation et la recombinaison des porteurs de charge dans des structures laser à puits quantiques. Les mesures ont été effectuées et comparées à 77 K et à 300 K.

Nous avons montré que, dans nos conditions expérimentales et pour nos structures, la recombinaison des porteurs est principalement radiative et que la recombinaison Auger est négligeable, à la température de la pièce, pour les densités de porteurs impliquées dans le fonctionnement des diodes laser à puits quantiques. Cela est en partie dû à la modification de la structure de bande, attribuable au confinement quantique et à la contrainte mécanique. Cette diminution de la recombinaison Auger demeure néanmoins un sujet de controverse.

Nous avons montré que l'échauffement du réseau est négligeable pour des intensités d'excitation inférieures à 20 kW/cm^2, mais que l'énergie injectée augmente la température effective des électrons. Nous avons observé l'influence des phonons chauds sur la relaxation des électrons. De plus, nous avons mis en évidence un déséquilibre thermique entre les populations de porteurs dans les barrières et les puits.

Finalement, nos résultats montrent que la densité de porteurs dans les barrières est négligeable et que nous pouvons considérer uniquement les porteurs dans les puits. Ceux-ci sont décrits convenablement par une distribution de Fermi-Dirac. Dans ces conditions, il n'est donc pas nécessaire de faire appel explicitement à un temps de capture.

CHAPITRE 5

Photoluminescence résolue en temps des structures laser à puits quantiques

5.1 Introduction

Dans ce dernier chapitre, nous présentons la photoluminescence résolue en temps des échantillons étudiés au chapitre 4 par photoluminescence standard et décrits à la section 4.2. Dans un premier temps, nous étudions le temps de recombinaison des porteurs dans les puits quantiques d'InGaAsP et dans l'InP. Ensuite, nous abordons le problème du transport et de la relaxation des porteurs vers les puits. Les résultats sont complétés par des simulations Monte Carlo (section 2.4).

5.2 Résultats

Aux figures 5.1 et 5.2, nous présentons des spectres types de photoluminescence résolue en temps, à différents délais, pour les structures A et C. La structure B

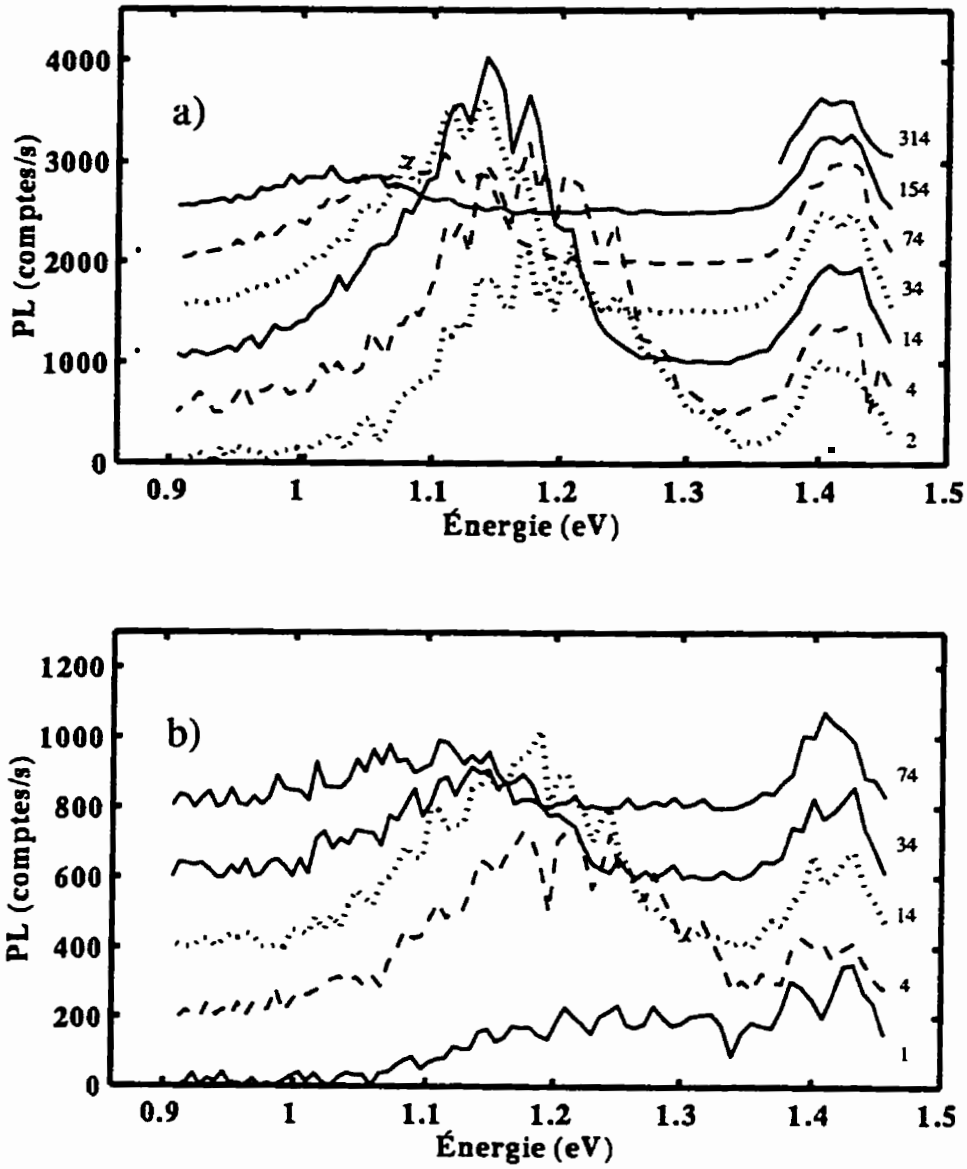


Figure 5.1 : Spectres de photoluminescence résolue en temps de la structure A à 77 K pour une intensité laser de a) 1 200 et b) 2 200 W/cm^2. Les courbes ont été déplacées pour faciliter la compréhension. Les nombres indiquent les délais en ps.

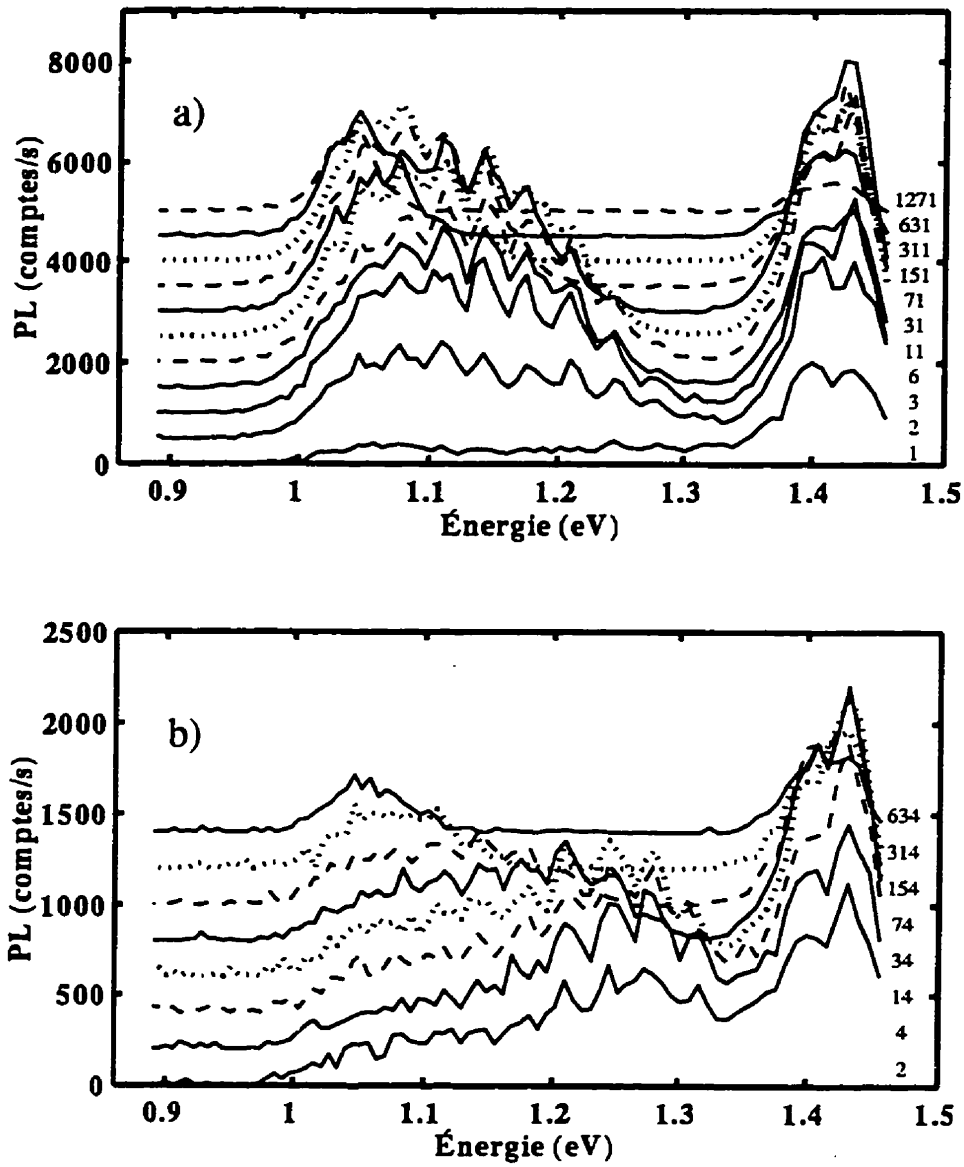


Figure 5.2 : Spectres de photoluminescence résolue en temps de la structure C à 77 K pour une intensité laser de a) 1 200 et b) 2 200 W/cm^2. Les courbes ont été déplacées pour faciliter la compréhension. Les nombres indiquent les délais en ps.

présente des résultats similaires à ceux de la structure C. Le pic à 1,42 eV est attribué à l'InP tandis que les pics à basse énergie sont attribués à la luminescence des régions de confinement et des puits. Il est à noter que les spectres de photoluminescence illustrés à la figure 5.1 pour la structure A ne sont pas complets : la luminescence des puits n'est pas visible. Le cristal non linéaire utilisé lors de cette expérience ne permettait pas d'obtenir un bon rendement de conversion vers le haut dans cette région du spectre. L'analyse des spectres à toutefois permis d'observer deux comportements différents pour les structures A et C.

Dans la structure A à 77 K et à 1 200 W/cm^2 d'excitation, on note que la pic à basse énergie est centré à 1,2 eV à 2 ps et qu'il se déplace vers les basses énergies avec le temps. De plus, la largeur du pic est à peu près constante. Ce comportement est similaire à celui observé pour un superréseau AlGaAs/GaAs en escalier. En outre, il semble correspondre au mouvement des électrons et des trous dans la structure (Deveaud et collab., 1987) lorsqu'ils se déplacent des régions de confinement à haute énergie vers les puits. Le temps de décroissance du pic d'InP est beaucoup plus long, soit quelques centaines de picosecondes, que celui de 6 ps observé dans une structure semblable (Marcinkevicius et collab., 1994). Ce court délai avait été interprété comme un signe d'un transfert rapide des porteurs vers les régions de confinement. Lorsqu'on augmente l'intensité d'excitation à 2 400 W/cm^2, l'étalement à haute énergie est plus grand, mais le comportement temporel reste à peu près le même. Lorsqu'on diminue la température à 20 K, l'étalement est plus faible (voir figure 5.3). Dans tous les cas observés, le pic de photoluminescence présente cependant un maximum à environ 1,15 eV qui correspond à la couche de confinement 1,15Q (voir la figure 4.5).

Dans la structure C à 77 K et à 1 200 W/cm^2 d'excitation, on note que le pic

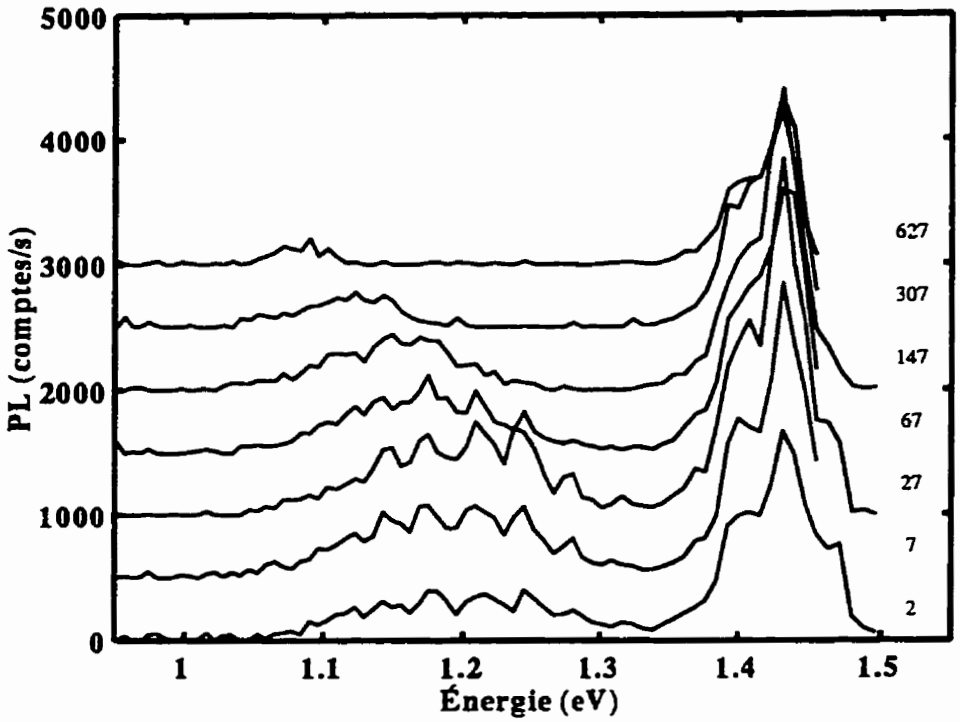


Figure 5.3 : Spectres de photoluminescence résolue en temps de la structure B à 20 K pour une intensité laser de 1 200 W/cm^2. Les courbes ont été déplacées pour faciliter la compréhension. Les nombres indiquent les délais en ps.

à basse énergie est très large pour des délais courts et qu'il s'amenuise avec le temps. Déjà, à 14 ps, le signal de photoluminescence provenant de la transition $C1 - HH1$ est à son maximum. De plus, entre 14 et 30 ps environ, le spectre de photoluminescence reste fixe. On note aussi qu'à partir de 14 ps, on n'observe aucune augmentation de l'intensité de la luminescence pour le pic $C1 - HH1$. Ce résultat est très surprenant, car la décroissance de la luminescence à haute énergie devrait conduire à une augmentation de la luminescence ailleurs si celle-ci résulte du transport des porteurs. Comme pour la structure A, la décroissance du pic de l'InP est beaucoup plus longue que ce qu'on retrouve dans la littérature. L'intensification à 2 400 W/cm^2 accroît la photoluminescence à haute énergie et celle de l'InP, mais n'augmente pas celle associée à la transition fondamentale des puits quantiques :

celle-ci est saturée. Exception faite de l'observation précédente, le changement de température ou d'excitation modifie peu les comportements généraux.

On note aussi la présence d'oscillations sur tous les spectres mesurés. La période des oscillations est d'environ 28 meV. L'énergie des phonons optiques dans le matériau quaternaire est d'environ 33 meV (annexe B). Cette similitude pourrait laisser croire que les oscillations sont dues aux phonons. Cependant, rien ne nous permet d'appuyer cette hypothèse pour l'instant. Nous ne pouvons non plus écarter un possible artefact expérimental.

Pour mieux comprendre ces résultats, nous explorons divers points plus en détail dans les sections suivantes et nous les comparons à des simulations Monte Carlo.

5.2.1 Recombinaison des porteurs

La décroissance de la photoluminescence à l'énergie de la transition $C1 - HH1$ avec le temps dans les puits et à l'énergie de la bande interdite de l'InP suit un simple comportement exponentiel (voir la figure 5.4). Nous pouvons ainsi mesurer une durée de vie de la luminescence à ces énergies à 77 K (voir le tableau 5.1).

Comme nous l'avons mentionné plus haut, la durée de vie de la luminescence de l'InP est beaucoup plus longue que ce qu'indiquent les résultats relevés dans la littérature. Nous attribuons ce comportement à la diffusion dans le substrat. En effet, les simulations Monte Carlo indiquent que la couche d'InP en surface se vide en moins de 4 ps, tandis que la couche correspondant au substrat se vide en un temps de l'ordre de 40 ps. Pour les simulations, nous avons utilisé une dimension

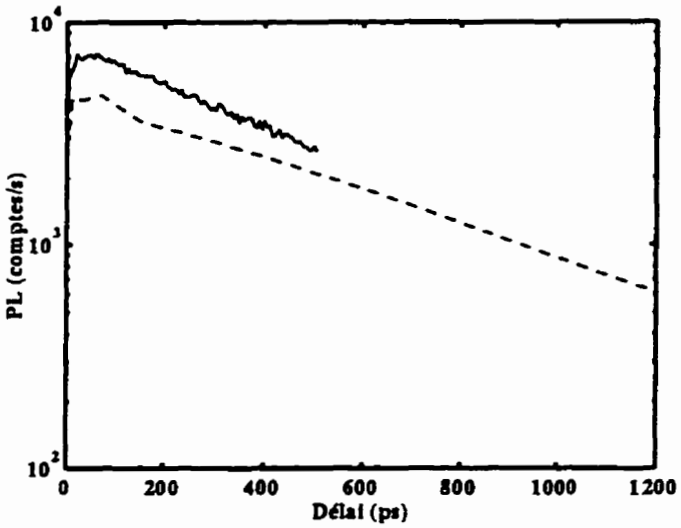


Figure 5.4 : Dynamique de la photoluminescence de l'InP (ligne continue) et de la transition $C1 - HH1$ (ligne brisée) pour la structure C à 77 K avec une excitation laser moyenne de 1 200 W/cm^2.

totale du dispositif de 0,6 μm. Évidemment, pour le substrat réel dont l'épaisseur est très grande, le temps devrait être beaucoup plus long. De plus, les données du tableau 5.1 montrent que la durée de vie de la luminescence de l'InP dans la structure A est plus courte que dans les autres structures. Cela se comprend si l'on note que, dans la structure A, le substrat est à 400 nm de la surface (voir la figure 4.3), donc plus loin que dans le cas des échantillons B et C. En conséquence, il y a moins de porteurs excités dans le substrat, et la décroissance est plus rapide.

Comme la durée de vie due à la recombinaison dans l'InP est de quelques nanosecondes, les valeurs mesurées sur nos échantillons sont probablement dues à un mélange entre la recombinaison et le transport. Nos données indiquent que la durée de vie varie peu avec l'intensité. En considérant le transport seulement, nos simulations Monte Carlo indiquent que la décroissance de la photoluminescence du substrat varie peu, elle aussi, avec l'intensité d'excitation. Dans ces conditions, la diffusion est donc toujours ambipolaire, même lorsque la densité de porteurs photoexcités est

Tableau 5.1 : Durée de vie de la photoluminescence et coefficient de recombinaison radiative à 77 K.

		Temps de vie (ps)		B (10^{-10} cm^3/s)
		$C1-HH1$	InP	$C1-HH1$
Structure A :				
	600 W/cm^2	-	588±30	-
	1200 W/cm^2	-	404±30	-
Structure B :				
	200 W/cm^2	1 550±75	-	3,3±1,0
	1 200 W/cm^2	2 433±75	784±30	2,1±0,6
	2 200 W/cm^2	-	566±30	-
Structure C :				
	200 W/cm^2	1 226±75	646±30	4,1±1,2
	1 200 W/cm^2	1 669±75	591±30	3,0±0,9
	2 200 W/cm^2	1 598±75	558±30	3,2±1,0

inférieure à la densité d'électrons à l'équilibre thermodynamique. Nous avons déjà montré (Reid, Abou-Khalil et Maciejko, 1996b) que la diffusion unipolaire après la photoexcitation n'est pas réaliste, car les porteurs sont créés en paires. La séparation de ces porteurs créerait un champ électrique très élevé qui aurait tendance à les maintenir ensemble.

Dans le cas de la luminescence des puits quantiques, une longue durée de vie est le résultat d'une bonne qualité du matériau. La faible dépendance entre la durée de vie et l'intensité laser montre que la recombinaison est principalement radiative; la présence d'une forte recombinaison non radiative serait vi-

densité de trous à l'équilibre thermodynamique, nous supposons que la durée de vie de la transition $C1 - HH1$ est donnée par $\tau = 1/(Bp_0)$, où B est le coefficient de recombinaison radiative et p_0 est la densité de trous à l'équilibre thermodynamique (Bebb et Williams, 1972). En supposant que la densité de trous est d'environ $2 \pm 1 \times 10^{18}$ cm^{-3} (figure 4.4), nous pouvons calculer les coefficients de recombinaison radiative présentés au tableau 5.1. Ces valeurs s'approchent de la valeur généralement admise pour ce coefficient de 1×10^{-10} cm^3/s (Agrawal et Dutta, 1986; Wang et collab., 1993; Kazarinov et Pinto, 1994), mais demeurent supérieures. Cette différence n'est pas étonnante, puisque ce coefficient dépend de la qualité du matériau.

5.2.2 Transfert des porteurs dans les puits

À la figure 5.5, nous présentons la dynamique de la photoluminescence à 77 K à des énergies de 0,850 eV et de 1,137 eV, qui correspondent respectivement aux énergies de la transition $C1 - HH1$ et des barrières pour la structure A. Contrairement à ce qui a été énoncé précédemment, ces courbes ont été obtenues à l'aide d'un autre montage de photoluminescence résolue en temps qui permettait d'effectuer des mesures jusqu'à 0,75 eV. Sur la figure, nous retrouvons aussi les résultats obtenus grâce au simulateur Monte Carlo dans les mêmes conditions. L'accord entre les résultats est excellent pour ce qui est de la dynamique des puits. Cependant, les résultats sont quelque peu différents lorsqu'on considère la décroissance de la luminescence des barrières. Néanmoins, le temps de montée expérimental des barrières concorde avec celui de la simulation. Comme nous l'avons indiqué à la section 5.2.2, nous at-

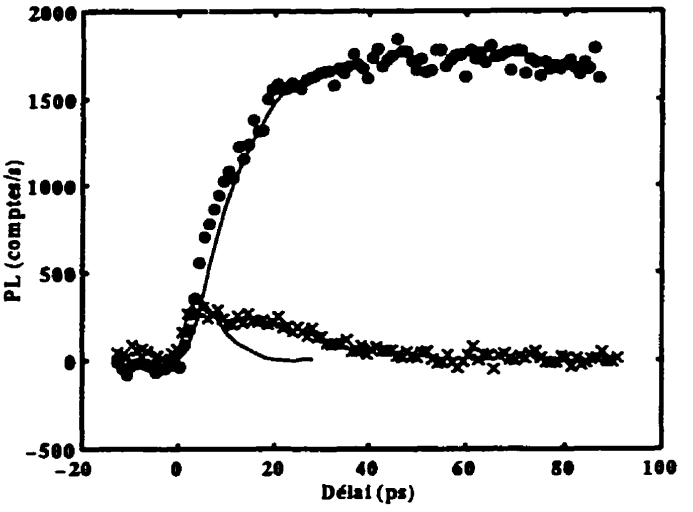


Figure 5.5 : Dynamique de la photoluminescence des puits (•) et des barrières (×) de la structure A à 77 K pour une excitation moyenne de 1 200 W/cm^2. Les lignes continues sont les résultats obtenus du simulateur Monte Carlo.

tribuons l'écart dans la décroissance de la photoluminescence à la dimension réduite du domaine de simulation. En effet, la dimension totale du domaine de simulation est de 0,6 μm, dimension suffisamment grande pour être située hors de la zone d'appauvrissement, et suffisamment petite pour que les conditions de simulation demeurent acceptables. En réalité, le substrat d'InP est beaucoup plus épais et prend plus de temps à se vider vers les régions de confinement et les barrières. Le temps de décroissance des barrières est donc plus long. Il est à noter que ce comportement n'influence pas le temps de montée de la photoluminescence des puits et des barrières, car ce temps est plutôt caractéristique de l'arrivée initiale des porteurs par le transport et la relaxation. Nous avons également comparé les résultats des simulations avec ceux de la photoluminescence des autres structures. La concordance s'est avérée excellente.

Pour nous faire une idée plus claire du transfert des porteurs vers les puits, nous avons résumé les temps de montée au tableau 5.2. Ceux-ci ont été mesurés dans

Tableau 5.2: Temps de montée de la photoluminescence des puits.

		Temps de montée (ps)		
		20 K	77 K	300 K
Structure A :				
	100 W/cm^2	-	-	19±2
	1 000 W/cm^2	-	19±2	25±2
Structure B :				
	200 W/cm^2	-	6±2	-
	1 200 W/cm^2	6±2	10±2	-
	2 200 W/cm^2	-	9±2	-
Structure C :				
	200 W/cm^2	-	5±2	-
	1 200 W/cm^2	5±2	7±2	-
	2 200 W/cm^2	-	7±2	-

les différentes structures étudiées et sous diverses conditions. Le temps de montée que nous avons utilisé est le temps requis pour que la luminescence des puits atteigne 90 % de sa valeur maximale (Abou-Khalil et collab., 1997). La définition du temps de montée n'est pas unique, mais nous avons choisi cette définition dans le but de tenir compte de tout délai initial qui pourrait survenir dans la dynamique de la luminescence. Nous remarquons que les temps de montée des structures B et C sont semblables, et environ deux fois plus rapides que ceux de la structure A. Nous notons aussi qu'une diminution de la température ou de l'intensité d'excitation semble diminuer les temps de montée. À notre avis, les différences dans les temps de montée ne sont cependant pas très significatives à cause de l'erreur expérimentale. Nous en concluons que, sur l'intervalle de température et d'intensité laser

considéré, le temps de montée varie peu. Ces conclusions ont aussi été obtenues par la photoluminescence résolue en temps sur des échantillons à puits quantiques multiples InGaAs/InP dans différentes conditions de température et d'excitation (Kersting et collab., 1992b; Deveaud et collab., 1988).

Pour analyser les différences dans les temps de montée des structures A, B et C, nous avons calculé le produit $n \times p$ à l'aide du simulateur Monte Carlo. Ce produit, comme l'indique l'équation 2.5, est proportionnel à la photoluminescence émise par les échantillons. La figure 5.6 présente ce produit pour la structure A et pour la structure B. Dans le cas de la structure B, nous avons calculé un produit $n \times p$ pour les puits situés près de la surface et pour les puits situés dans la zone d'appauvrissement (voir figure 4.3). Ces derniers sont situés à environ la même distance de la surface que les puits de la structure A. Les simulations Monte Carlo montrent que l'écart entre les temps de montée des structures A et B est principalement dû au temps de transport vers les puits situés dans la zone d'appauvrissement de la jonction PN. En effet, la figure 5.6 indique que l'atteinte de 90 % du maximum du produit $n \times p$ se fait avec un délai semblable pour les puits situés dans la région d'appauvrissement des structures A et B. Ce délai est plus long que celui observé pour les puits situés près de la surface dans la structure B à cause du temps de transport (figure 5.6). La différence de délais entre ces deux situations permet donc de mesurer le temps de transport. De plus, le temps de montée du produit $n \times p$ pour les puits situés près de la surface dépend principalement du transfert local des porteurs, puisque ceux-ci sont initialement photoexcités dans cette région. Le temps de transfert local est lié au transport et à la relaxation des porteurs près des puits. Aussi, les simulations indiquent que ce temps est indépendant de la largeur du puits (Kersting et collab., 1992b).

Les données du tableau 5.2 permettent d'estimer le temps de transfert local et le

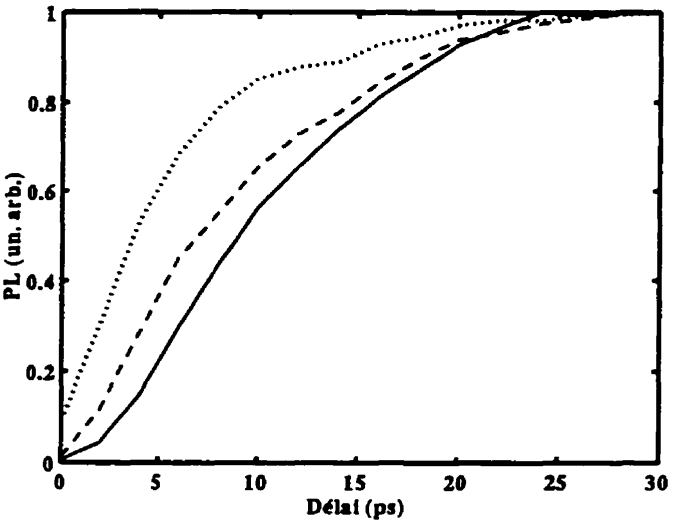


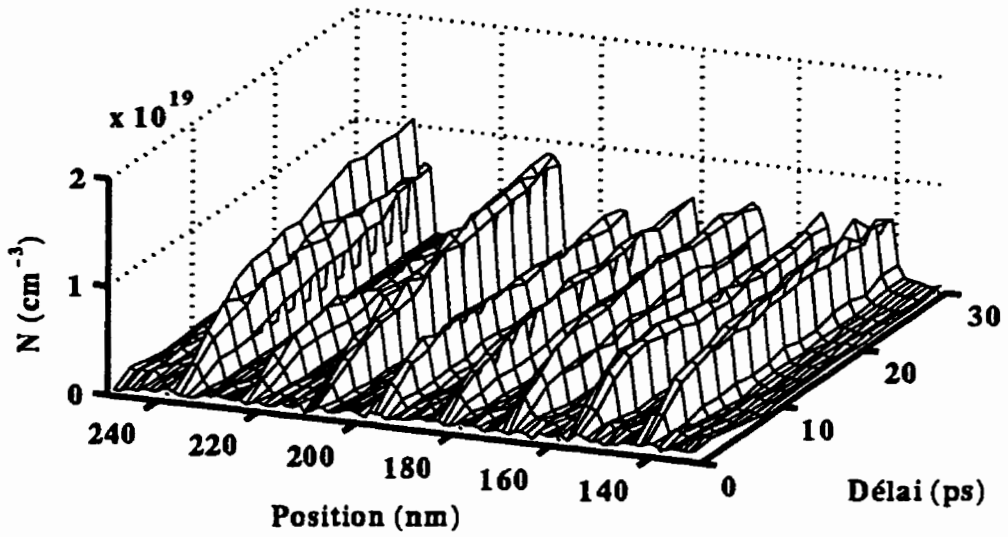
Figure 5.6 : Dynamique du produit $n \times p$ à 77 K pour la structure A (ligne continue), pour les puits de la structure B dans la région d'appauvrissement (ligne brisée) et pour les puits de la structure B hors de la région d'appauvrissement (ligne pointillée).

temps de transport des porteurs vers la zone d'appauvrissement. En effet, comme nous l'avons présenté plus haut, le temps de transfert local est lié au temps de montée de la photoluminescence des structures B et C, car une grande partie des puits est situé près de la surface. Ce temps de transfert local vaut en moyenne 7 ps à 77 K (tableau 5.2). Ce temps est près de deux fois plus long que celui mesuré (4 ps) pour des puits quantiques multiples InGaAs/InP (Kersting et collab., 1992b). Le temps de transport vers la zone d'appauvrissement est donné par la différence entre le temps de montée de la structure A et le temps de transfert local. À 77 K, cette différence est de 12 ps (tableau 5.2). Avec ce temps, nous pouvons évaluer la vitesse des porteurs. En effet, la différence entre la distance de la surface du premier puits de la structure B et du premier puits de la structure A est de 90 nm (section 4.2). Avec un temps de transport de 12 ps, nous obtenons une vitesse de déplacement des porteurs de $7,5 \times 10^5$ cm/s. Cette valeur est plus faible que celle de $1,5 \times 10^6$ cm/s mesurée dans une structure similaire InGaAsP/InP, mais dont le dopage et le

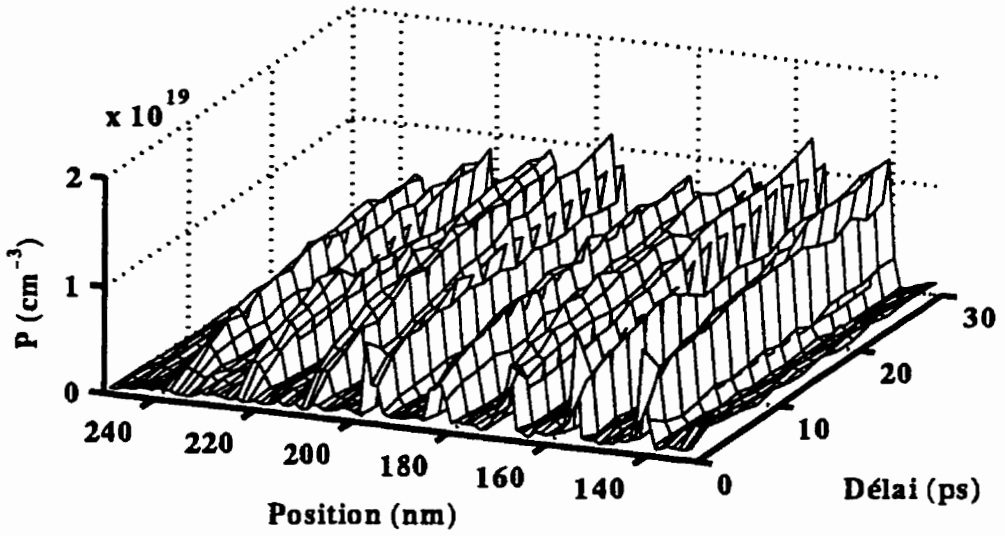
champ électrique interne sont différents (Marcinkevicius et collab., 1994).

Même s'il existe un temps de transport vers les puits, celui-ci n'influence pas trop la répartition des porteurs entre les puits. En effet, les simulations indiquent que les populations d'électrons et de trous sont bien réparties dans les puits (voir la figure 5.7). La différence entre les populations du premier et du dernier puits est d'environ 50 % après 30 ps. De plus, la population d'électrons est plus élevée dans le puits près du substrat de dopage N, alors que la population des trous est plus élevée pour le puits le plus près de la surface dans une région de dopage P.

Finalement, les simulations Monte Carlo que nous avons effectuées en changeant la température et la densité de porteurs photoexcités indiquent que ces deux paramètres ont peu d'influence sur le temps de montée de la photoluminescence des puits, ce qui est en accord avec les résultats mentionnés plus haut. Le peu d'influence de la densité de porteurs est compréhensible, du fait que la photoexcitation crée toujours une paire électron-trou qui tend à rester liée pour conserver la neutralité du système, indépendamment du rapport entre le dopage et la densité de porteurs photoexcités. En fait, nous avons montré que, dans ces conditions, le transport qui est initialement unipolaire devient ambipolaire après quelques picosecondes et, qu'en conséquence, la densité de porteurs exerce peu d'influence sur le transport (Reid, Abou-Khalil et Maciejko, 1996b). Aussi, la température a peu d'influence sur le temps de montée car il n'y a pas encore d'équilibre thermique entre le réseau et les porteurs pour de courts délais. L'énergie des porteurs est donnée par les conditions d'excitation. Elle varie peu avec la température du réseau.



a)



b)

Figure 5.7 : Population d'électrons et de trous à 77 K dans la région des puits de la structure B pour 1 200 W/cm^2 d'excitation laser moyenne.

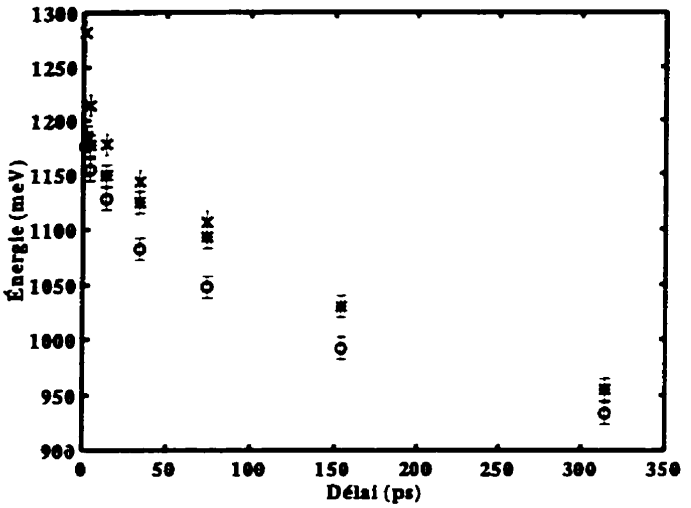


Figure 5.8 : Position du pic de photoluminescence en fonction du temps pour des énergies supérieures à l'énergie des barrières pour la structure A à 77 K pour les intensités laser moyennes suivantes : 600 (o), 1 200 (*) et 2 200 (×) W/cm^2.

5.2.3 Diffusion des porteurs dans les régions de confinement

Nous avons énoncé à la section 5.2 que le pic basse énergie de la structure A se déplace avec le temps. À la figure 5.8, nous avons tracé les courbes de la position du maximum de photoluminescence provenant des régions de confinement en fonction du délai, pour différentes intensités laser. Les temps en jeux sont beaucoup plus longs que celui déduit à la section précédente, à partir du temps de montée relatif entre les structures A et C. Ces derniers résultats décrivent cependant une réalité différente. Il est difficile d'associer directement une position dans la structure à l'énergie du pic de photoluminescence, car la structure possède une région de confinement asymétrique de part et d'autre de la région active.

Alors que le temps de montée de la luminescence des puits est associé à l'arrivée

initiale des porteurs par diffusion et relaxation, le temps de décroissance des régions de confinement et des barrières dépend du mouvement des porteurs dans ces régions. Ce mouvement peut être ralenti par différents facteurs mais, dans notre cas, il semble que cela soit dû au remplissage des puits. En effet, le pic de photoluminescence est plat et large à basse énergie (voir la figure 5.2). Cette observation a déjà été faite pour des puits quantiques GaAs/AlGaAs et a été attribuée au remplissage des puits (Deveaud et collab., 1989). De plus, nos simulations Monte Carlo abondent dans le même sens, par défaut, car nous n'observons pas ces effets. En effet, la dégénérescence, qui est liée au facteur d'exclusion de Pauli, n'est pas incluse dans le simulateur. Pour confirmer cette hypothèse, nous avons mesuré des spectres de photoluminescence pour des intensités laser faibles (figure 5.9). Dans ces conditions, la luminescence à haute énergie n'est pas visible.

Les spectres de photoluminescence à faible intensité laser montrent que le transport dans les régions de confinement et le transfert vers les puits est très rapide et inférieur à 2 ps. En effet, déjà à 2 ps, nous n'observons plus la luminescence des barrières (figure 5.9). À plus forte intensité laser, les puits se remplissent, et le temps de décroissance de la luminescence des régions de confinement et des barrières est lié à la recombinaison radiative des puits. Nos simulations confirment que le temps de transport plus long n'est pas lié au passage d'un transport unipolaire à un transport ambipolaire, comme il est affirmé ailleurs (Marcinkevicius et collab., 1995), mais bien au remplissage des puits.

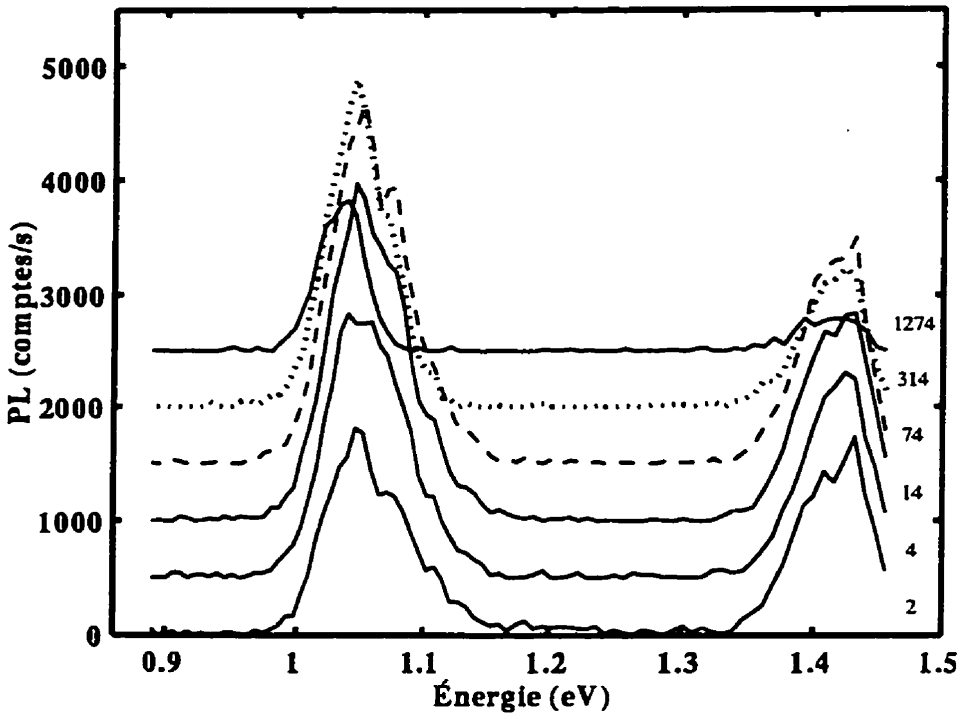


Figure 5.9 : Spectres de photoluminescence résolue en temps de la structure C à 77 K pour une intensité laser de 200 W/cm^2. Les courbes ont été déplacées pour faciliter la compréhension. Les nombres indiquent les délais en ps.

5.2.4 Distribution des porteurs

Suivant la méthode présentée à la section 4.3.3, nous pouvons mesurer la température des porteurs à l'aide de la queue à haute énergie des pics de photoluminescence. À la figure 5.10, nous indiquons la température effective des porteurs pour les pics de photoluminescence de l'InP pour la structure A à 77 K. Les résultats sont comparables pour les structures B et C. La température effective initiale des porteurs est plus élevée lorsque l'intensité laser est plus élevée, ce qui est tout à fait normal, car on injecte plus d'énergie dans ces conditions. Nous avons aussi tracé la courbe décrite par le modèle, donnée par l'équation 4.5. Le temps caractéristique de relaxation de l'énergie est de 23 ps. Ce temps de relaxation

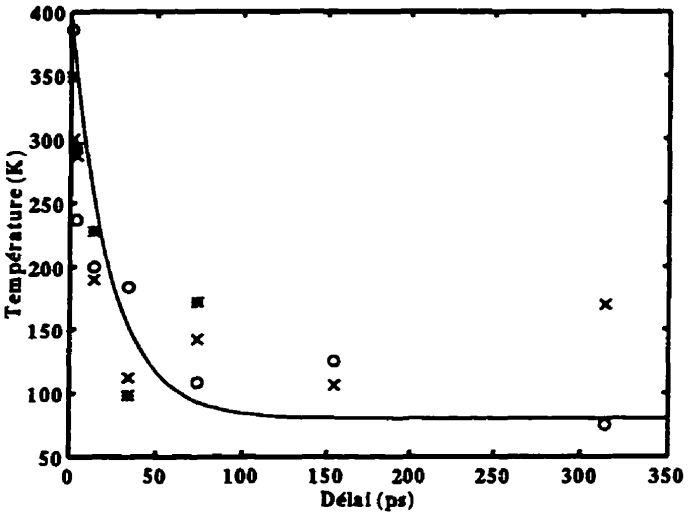


Figure 5.10 : Température effective des porteurs dans l'InP pour la structure A à 77 K pour les intensités laser moyennes de 200 (o), 1 200 (×) et 2 200 (∗) W/cm^2. La ligne continue est donnée par $\exp(-t/23)$.

est beaucoup plus long que celui de quelques picosecondes généralement mesuré dans des couches épitaxiales de GaAs ou d'InP (Rodrigues-Herzog et collab., 1995; Hohenester et collab., 1993; Hohenester et collab., 1992). Néanmoins, une réduction du temps de relaxation du même ordre à déjà été observée dans des couches épitaxiales de InGaAs (Kash et Shah, 1984). L'explication alors donnée était liée à l'écrantage de l'interaction électron-phonon à forte intensité d'excitation.

Nous avons aussi obtenu les températures effectives des porteurs pour le pic de photoluminescence à basse énergie. Un résultat type pour la structure B est illustré à la figure 5.11. Nous avons aussi tracé la courbe décrite par le modèle, donnée par l'équation 4.5. Le temps caractéristique de relaxation de l'énergie est ici encore d'environ 23 ps, comme pour l'InP, ce qui pourrait suggérer qu'il existe un couplage entre les porteurs de ces régions. Les résultats sont comparables pour les autres structures. La température effective initiale des porteurs est plus élevée que pour l'InP, car les porteurs acquièrent une plus grande énergie lorsqu'ils sont photoexcités

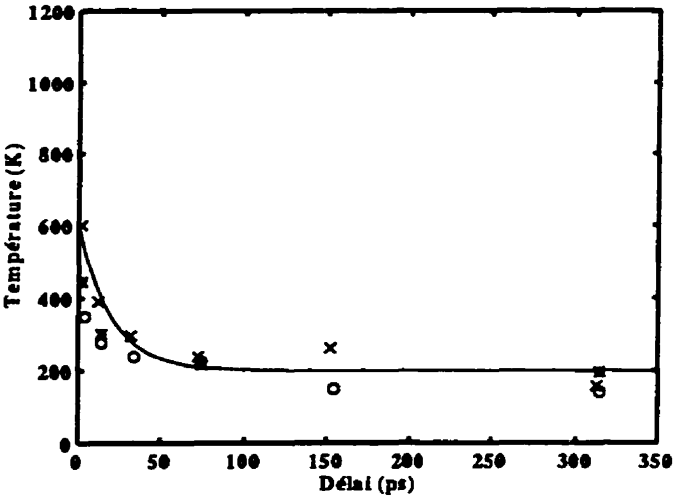


Figure 5.11 : Température effective des porteurs pour le pic basse énergie de la structure B à 77 K pour les intensités laser moyennes de 200 (∗), 1 200 (×) et 2 200 (o) W/cm^2. La ligne continue est donnée par $\exp(-t/23)$.

dans la région des puits et des barrières. Aussi, les porteurs gardent une température élevée (environ 200 K) même pour de longs délais. Cela peut être expliqué par le transfert continu de porteurs chauds vers les puits, transfert à un taux égal au taux de recombinaison, ce qui n'augmente pas la densité de porteurs dans les puits. Cette hypothèse concorde avec les longs temps de transport mesurés dans les régions de confinement (section 5.2.3) et aussi avec la lente décroissance du pic de l'InP (section 5.2.1).

Lors de conditions expérimentales similaires, une température élevée et une lente relaxation pour l'InP ont déjà été observées dans des puits quantiques multiples d'InGaAs avec barrières d'InP (Kersting et collab., 1992b). L'explication proposée reposait sur trois hypothèses. Premièrement, les porteurs dans les barrières d'InP pourraient être chauffés par les porteurs chauds des puits à cause de l'interaction porteur-porteurs. Deuxièmement, la capture des porteurs est préférentielle pour ceux dont l'énergie dans les barrières est faible. Les porteurs qui restent ont donc

une énergie moyenne plus élevée. Enfin, l'énergie moyenne dans les barrières est de 3/2 k_BT, tandis qu'elle est de k_BT dans les puits. Par conséquent, un échange entre la barrière et le puits augmente la température des porteurs de la barrière. Dans nos structures, l'InP et les puits sont éloignés l'un de l'autre. La température élevée des porteurs dans l'InP ne peut donc être expliquée au moyen des hypothèses avancées plus haut. Comme nous l'avons énoncé au chapitre 4, nous croyons plutôt que ce long temps de relaxation est dû aux phonons optiques chauds, dont le temps de relaxation est de 8 à 20 ps (Pötz et Kocevar, 1992). Puisque les phonons ne sont pas nécessairement localisés, il y a un certain couplage entre les porteurs dans l'InP et ceux des puits. Si la relaxation des porteurs est dominée par la relaxation des phonons chauds, alors nous devrions observer un temps de relaxation semblable pour les porteurs dans les puits et ceux dans l'InP. C'est exactement ce que nous observons.

Après la photoexcitation, nos simulations Monte Carlo indiquent que les électrons et les trous relaxent rapidement vers une distribution de Fermi-Dirac. Pour les régions autres que les puits, cette distribution est chaude (voir figure 5.12), car les porteurs sont accélérés vers les puits par les marches de potentiel. La température effective des électrons et des trous est semblable et vaut environ 130 K pour les trois structures lorsque le réseau est à 77 K. Dans les puits, les distributions d'électrons et de trous sont peu différentes d'une distribution de Fermi-Dirac (voir la figure 5.13). Néanmoins, la probabilité de trouver un électron ou un trou à une énergie supérieure à la barrière est plus de cent fois inférieure à la probabilité de trouver ces mêmes porteurs dans le fond du puits. Pour des énergies inférieures à la barrières, la queue des distributions est exponentielle, et la température effective des électrons est d'environ 208 K, alors que celle des trous est d'environ 174 K lorsque le réseau est à 77 K. Ces résultats concordent avec les mesures expérimentales pour des délais

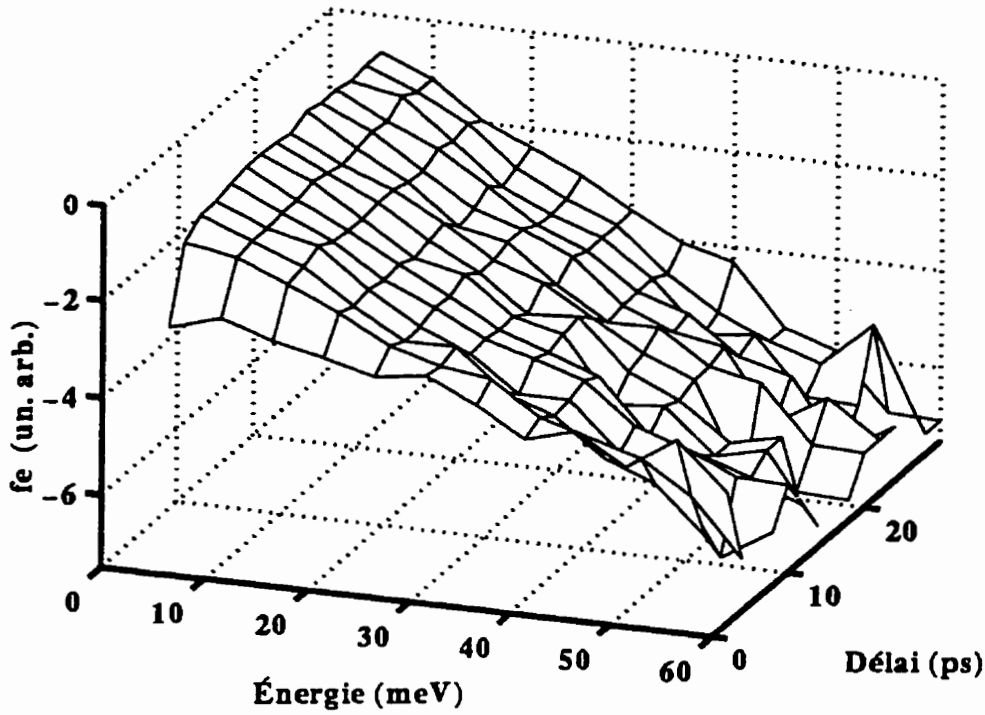
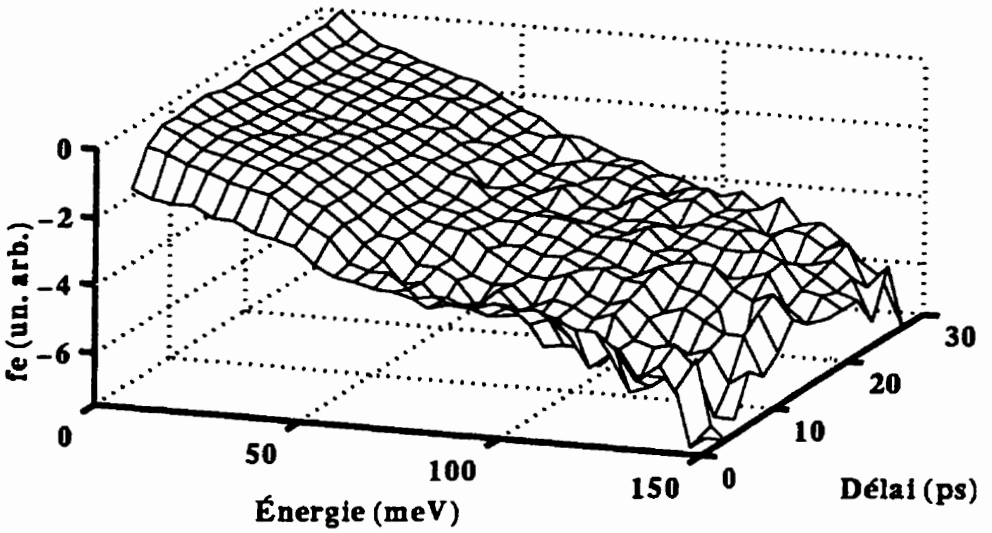


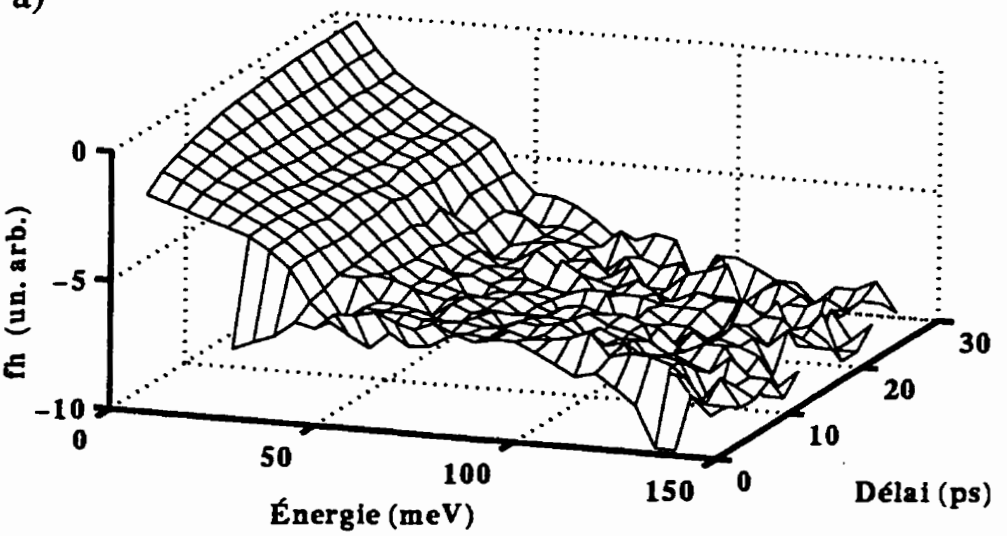
Figure 5.12 : Logarithme naturel de la probabilité de présence des électrons en fonction du temps dans les régions de confinement de la structure C à 77 K pour 1 200 W/cm^2 d'excitation laser moyenne.

supérieurs à environ 50 ps. Il existe cependant des différences lorsque les délais sont courts, à cause des phonons chauds qui ne sont pas intégrés au modèle.

Les distributions de porteurs varient lorsque l'intensité laser est modifiée. Pour une photoexcitation plus faible, la température effective des porteurs hors des puits atteint environ 93 K pour un réseau à 77 K. Dans les puits, la température des électrons et des trous est également plus froide qu'à forte excitation : elle vaut respectivement 173 K et 139 K. Ce refroidissement des porteurs s'explique de la façon suivante. Premièrement, le champ électrique dynamique chauffe moins les porteurs, car ce champ varie moins et demeure semblable à sa valeur à l'équilibre thermodynamique. Deuxièmement, il y a moins de porteurs injectés et la température représente donc davantage les porteurs déjà présents à l'équilibre thermodynamique.



a)



b)

Figure 5.13 : Logarithme naturel de la probabilité de présence des électrons a) et des trous b) en fonction du temps dans les puits de la structure C à 77 K pour 1 200 W/cm^2 d'excitation laser moyenne.

5.3 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons étudié le transport, la relaxation et la recombinaison des porteurs en régime transitoire dans des structures laser à puits quantiques à l'aide de la photoluminescence résolue en temps et de simulations Monte Carlo.

Nous avons montré que les échantillons sont de bonne qualité et que la recombinaison des porteurs est radiative, et nous avons mesuré le coefficient de recombinaison, à savoir en moyenne $B = 3,1 \times 10^{-10}$ cm^3/s à 77 K.

Nous avons aussi étudié le temps de montée de la luminescence des puits et démontré le peu d'influence qu'exercent la température du réseau et l'intensité d'excitation sur ce temps. L'intensité a néanmoins une grande influence sur le temps de décroissance de la luminescence des puits et des régions de confinement, à cause du phénomène de remplissage des puits. De plus, nous avons montré que le transport est généralement ambipolaire dans les conditions de photoexcitation.

Enfin, nous avons montré l'effet des phonons chauds sur le temps de relaxation des porteurs dans les puits et le substrat d'InP. Ces résultats mettent en évidence un couplage, par les phonons, des porteurs dans ces régions.

CONCLUSION

Dans cette thèse, nous avons étudié le transport, la relaxation et la recombinaison des porteurs dans les hétérostructures laser à puits quantiques, en régimes stationnaire et transitoire. Nous avons essayé de mieux comprendre le transport des électrons et des trous dans les régions de confinement de ces structures. Ensuite, nous nous sommes intéressés à la relaxation de ces porteurs dans les puits quantiques, où la recombinaison a lieu.

Pour ces études, nous avons dû nous doter d'outils expérimentaux, tels que la photoluminescence standard et la photoluminescence résolue en temps, et d'outils théoriques tel qu'un simulateur bipolaire Monte Carlo couplé à l'équation de Poisson et un calcul de bandes par la méthode $\mathbf{k} \cdot \mathbf{p}$. Nous avons utilisé un simulateur simple et une approche combinée pour tenter de faire ressortir les points importants. Cette approche permet, d'une part, de mieux comprendre les mécanismes de transport et de relaxation et, d'autre part, de valider un modèle qui pourra être utilisé pour la simulation des diodes laser à puits quantiques.

C'est ainsi que, dans un premier temps, nous avons traité de la conception d'un laser Ti:saphir à modes autobloqués par effet Kerr produisant des impulsions de 44 fs à

l'intérieur de la cavité, qui sont élargies à 60 fs à cause de la traversée du coupleur de sortie. Ces impulsions produisent un pic d'autocorrélation ayant une largeur à mi-hauteur de 86 fs. Nous avons montré que ce laser fonctionne en régime de dispersion négative. Nous avons souligné les points essentiels pour l'obtention d'impulsions ultra-brèves d'un tel laser. Ainsi, il faut utiliser une cavité asymétrique, choisir la distance entre les lentilles de focalisation de façon à ce que le laser soit opéré à la limite des zones de stabilité, puis décentrer le cristal entre ces deux lentilles. De plus, l'utilisation d'éléments optiques à angle de Brewster implique qu'il faut corriger l'astigmatisme de la cavité. La dispersion est également très importante dans ce laser. Pour obtenir des impulsions ultra-brèves, il faut que la dispersion de vitesse de groupe (GVD) soit compensée par une paire de prismes dont le matériau doit être choisi de façon à minimiser la dispersion du délai de groupe (GDD). Nous avons présenté la technique d'autocorrélation pour mesurer les impulsions ultra-brèves. Nous avons aussi noté l'importance de la qualité du mode transverse du faisceau pompe.

Ensuite, nous avons présenté les montages de photoluminescence standard et de photoluminescence résolue en temps dont la source laser est le Ti:saphir que nous avons construit. Pour valider le montage de photoluminescence standard, nous avons tout d'abord caractérisé des échantillons de couches épitaxiales de GaInAsSb et déterminé que les fluctuations de compositions locales et les contraintes compensent en partie les fluctuations de la bande interdite. Nous avons aussi mis en évidence de nouveaux pics dans les spectres de ces matériaux. La résolution temporelle de la photoluminescence est d'environ 200 fs et elle est obtenue par une technique de conversion vers le haut. Cette résolution est limitée par la durée des impulsions du laser Ti:saphir ainsi que par la dispersion dans les éléments optiques. Cette dernière cause l'élargissement des impulsions laser de 60 fs à 200 fs. Nous avons étudié

les paramètres importants pour l'élaboration de ce montage. Pour interpréter les résultats de la photoluminescence résolue en temps dans les hétérostructures à semi-conducteurs, nous avons présenté le modèle Monte Carlo, qui est utilisé pour simuler le transport et la relaxation des électrons et des trous après la photoexcitation par une impulsion laser ultra-brève. Connaissant la probabilité de présence des électrons et des trous en fonction du temps dans toute la structure simulée, il est alors possible d'estimer le signal de photoluminescence. Nous avons démontré que, dans le cadre des problèmes étudiés, l'utilisation d'un simulateur Monte Carlo semi-classique est suffisant pour l'étude du transport des porteurs dans les puits quantiques. De plus, un simulateur bipolaire est essentiel.

Par la suite, nous avons présenté le modèle $\mathbf{k}\cdot\mathbf{p}$ permettant de calculer la structure de bandes de puits quantiques sous contraintes. Ce modèle nous a permis de démontrer que la dispersion des bandes n'est pas parabolique, en raison du couplage important qui existe entre les électrons, les trous lourds, les trous légers et les trous *split-off*. Comme on pouvait s'y attendre, les densités d'états obtenues avec ce modèle ne suivent pas la forme classique d'escaliers, et elles permettent une plus grande densité d'électrons et de trous dans le puits. Nous avons calculé les éléments de matrice de la transition optique et nous avons montré que, à $k = 0$, les règles de sélection se réduisent à la conservation de la parité des fonctions d'onde. Cependant, ces règles ne sont plus valides pour $k \neq 0$, ce qui a pour effet de modifier la forme des spectres optiques. Néanmoins, un calcul plus simple et les règles de base sont suffisants pour interpréter ces spectres. Nous avons estimé la forme du spectre d'absorption et révélé la présence de pics qui ne sont pas d'origine excitonique.

Nous avons ensuite utilisé la photoluminescence standard pour étudier le transport, la relaxation et la recombinaison des porteurs de charge dans des structures laser

à puits quantiques en régime permanent. Les mesures ont été effectuées et comparées à 77 K et à 300 K. Nous avons montré que la recombinaison des porteurs est principalement radiative dans ces structures à dopage modulé de type P, et que la recombinaison Auger est négligeable, à la température de la pièce, pour les densités de porteurs impliquées dans le fonctionnement des diodes laser à puits quantiques. Cela est en partie dû à la modification de la structure de bande, attribuable au confinement quantique et à la contrainte mécanique. Néanmoins, cette diminution de la recombinaison Auger demeure un sujet de controverse. Nous avons noté que le pic de photoluminescence se déplace suivant l'intensité d'excitation, principalement en raison de l'influence des fluctuations de composition et d'épaisseur des puits. Nous avons montré que l'échauffement du réseau est négligeable pour des intensités d'excitation inférieures à 20 kW/cm^2, mais que l'énergie injectée augmente la température effective des électrons. Nous avons observé l'influence des phonons chauds sur la relaxation des électrons et mesuré le temps de relaxation énergétique des électrons dans ces conditions. Nous avons montré que ce temps augmente pour des excitations faibles. Cela s'explique par une diminution de l'interaction électron-trou, qui maintient les électrons à haute température à cause de l'apport constant d'énergie lors de l'excitation laser en continu. De plus, nous avons mis en évidence un déséquilibre thermique entre la population de porteurs des barrières et celle des puits. Nos résultats montrent aussi que la densité de porteurs dans les barrières est négligeable et que nous pouvons considérer uniquement les porteurs dans les puits. Ceux-ci sont décrits convenablement par une distribution de Fermi-Dirac. Dans ces conditions, il n'est pas nécessaire de faire appel explicitement à un temps de capture.

Finalement, nous avons étudié le transport, la relaxation et la recombinaison des porteurs en régime transitoire dans des structures laser à puits quantiques, à l'aide de la photoluminescence résolue en temps et de simulations Monte Carlo. Nous

avons montré que les échantillons sont de bonne qualité et que la recombinaison des porteurs est radiative, et nous avons mesuré le coefficient de recombinaison. Nous avons aussi étudié le temps de montée de la luminescence des puits et montré le peu d'influence qu'exercent la température du réseau et l'intensité d'excitation. Cette dernière a néanmoins une grande influence sur le temps de décroissance de la luminescence des puits et des régions de confinement, à cause du phénomène de remplissage des puits. De plus, nous avons montré que le transport est généralement ambipolaire dans les conditions de photoexcitation. Par ailleurs, il y a une grande concordance entre les simulations Monte Carlo et les résultats expérimentaux. Cela confirme la pertinence de ce modèle. Néanmoins, le modèle pourrait être amélioré, principalement grâce au traitement de la dégénérescence des électrons et à l'ajout de phonons chauds. Cependant, l'influence des interactions porteur-porteur n'est pas évidente pour le fonctionnement des dispositifs étant donné que les distributions de porteurs sont déjà de type Fermi-Dirac après 1 ps. De plus, à cette échelle de temps et pour les densités de porteurs impliquées dans le fonctionnement des diodes laser à puits quantiques, l'utilisation explicite d'un temps de capture locale, donné par l'inverse du taux de transition quantique d'un état non confiné vers un état confiné, n'est pas nécessaire parce qu'il est trop court. Les simulations Monte Carlo semblent indiquer que le mouvement des porteurs est bien décrit par une approche semi-classique et qu'il résulte plutôt d'un mélange complexe de diffusion et d'entraînement. Enfin, nous avons montré l'effet des phonons chauds sur le temps de relaxation des porteurs dans les puits et le substrat d'InP. Ces résultats mettent en évidence un couplage, par les phonons, des porteurs dans ces régions.

À la suite de cette thèse, nous pouvons présenter de nombreuses possibilités pour de futurs travaux, autant du côté des outils, que du côté du sujet d'étude lui-même.

Alors que la photoluminescence standard est déjà très répandue dans l'industrie, la photoluminescence résolue en temps y est encore peu populaire, à cause de la complexité du système. Dans un premier temps, il y aurait lieu de développer des sources laser à impulsions ultra-brèves plus compactes et plus fiables. Dans un deuxième temps, il y aurait lieu de réviser la façon dont la résolution temporelle est effectuée : le développement de nouveaux matériaux non linéaires plus performants dont l'accord de phase serait obtenu sur une large bande simplifierait considérablement le montage.

Aussi, pour déterminer les énergies des états confinés, nous avons soulevé le problème, toujours d'actualité, des discontinuités de bande. Comme nous l'avons mentionné, les discontinuités de bande sont souvent mesurées à l'aide de spectres d'absorption sur des matériaux de haute pureté. Souvent, les résultats ne sont pas assez précis pour tirer des conclusions sans ambiguïté. Il y aurait lieu d'étudier l'effet du dopage et des champs électriques internes sur les états d'énergie. Pour ce faire, nous proposons d'utiliser la photoréflectivité, qui permet d'obtenir des résultats très précis.

Également, comme nous l'avons indiqué, il existe toujours une controverse à savoir si la recombinaison Auger est diminuée dans des structures en compression. Ce point est très important pour le fonctionnement des diodes laser à puits quantiques. Une des causes de la controverse est que les différentes mesures et les différents calculs sont effectués dans diverses conditions et peuvent difficilement être comparés. Pour jeter plus de lumière sur ce problème, il conviendrait de l'étudier à fond avec les outils théoriques et expérimentaux disponibles et d'effectuer des comparaison entre les différentes méthodes.

Finalement, avec le développement de nouvelles sources laser puissantes, capables de produire des impulsions ultra-brèves dans la gamme des longueurs d'onde 1,3 et 1,55 μm, plusieurs études intéressantes peuvent être effectuées sur nos structures. Premièrement, des spectres de photoluminescence d'excitation pourraient servir à étudier davantage les mécanismes de relaxation. De plus, dans la technique de photoluminescence classique, on excite des porteurs à haute énergie et ceux-ci relaxent vers le bas des bandes par différents processus de diffusion. À la température de la pièce, l'absorption de phonons n'est pas négligeable. Les spectres résultent donc en partie de l'équilibre entre l'émission et l'absorption de phonons. Il serait très intéressant d'essayer de découpler ces deux processus en créant les porteurs dans le fond des puits et d'observer l'émission des porteurs hors des puits. Aussi, comme nous l'avons montré pour des densités de porteurs élevées, la relaxation dans les barrières est bloquée à cause de la dégénérescence; il serait intéressant d'observer la relaxation des porteurs en régime laser, en injectant un second signal optique en résonance avec le niveau fondamental de la transition optique pour vider plus rapidement ce niveau. Cela pourrait permettre d'observer le réchauffement des porteurs découlant de la recombinaison.

BIBLIOGRAPHIE

À LA GUILLAUME, C. B. et P. LAVALLARD. 1964, "Effet de la température des porteurs injecté dans InSb sur la forme de la raie intrinsèque directe", dans *7e Congrès international de Physique des Semiconducteurs*, vol. 4, Paris, p. 53-58.

ABOU-KHALIL, M. 1996, "Modélisation du transport des porteurs de charge dans les dispositifs actifs à hétérostructures et à puits quantiques par la méthode Monte Carlo", thèse de doctorat, Montréal, École Polytechnique, xxviii-189 p.

ABOU-KHALIL, M., M. GOANO, B. REID, A. CHAMPAGNE et R. MACIEJKO. 1997, "Monte carlo calculation of the electron capture time in single quantum-wells", *Journal of Applied Physics*. accepté pour publication.

ADACHI, S. 1982, "Material parameters of $In_{1-x}Ga_xAs_y\ P_{1-y}$ and related binaries", *Journal of Applied Physics*, vol. 53, n° 12, p. 8775-8792.

ADACHI, S, éditeur. 1991, *Properties of Indium Phosphide*, INSPEC.

ADACHI, S. 1992, *Physical Properties of III-V Semiconductor Compounds*, New York, John Wiley & Sons, xviii-318 p.

AGRAWAL, G. P. et N. K. DUTTA. 1986, *Long-Wavelength Semiconductor Lasers*, New York, Van Nostrand Reinhold, xiii-473 p.

AHN, D. et S.-L. CHUANG. 1990, "Optical gain and gain suppression of quantum-well lasers with valence band mixing", *IEEE Journal of quantum Electronics*, vol. QE-26, n° 1, p. 13-24.

ANDREANI, L. C., A. PASQUARELLO et F. BASSANI. 1987, "Hole subbands in strained GaAs-$Ga_{1-x}Al_xAs$ quantum wells: Exact solution of the effective-mass equation", *Physical Review B*, vol. 36, n° 11, p. 5887-5894.

ASAKI, M. T., C.-P. HUANG, D. GARVEY, J. ZHOU, H. C. KAPTEYN et M. M. MURNANE. 1993, "Generation of 11-fs pulses from a self-mode-locked Ti:sapphire laser", *Optics Letters*, vol. 18, n° 12, p. 977-979.

ASHCROFT, N. W. et N. D. MERMIN. 1976, *Solid State Physics*, Philadelphia, W. B. Saunders Company, xxi-826 p.

ASCHE, M. et O. G. SARBEI. 1984, "The role of electron-hole interaction in the cooling process of highly excited carriers", *Physica Status Solidi b*, vol. 126, p. 607-616.

BAHDER, T. B. 1990, "Eight-band $\mathbf{k} \cdot \mathbf{p}$ model of strained zinc-blende crystals", *Physical Review B*, vol. 41, n° 17, p. 11992-12001.

BARROS, M. R. X., P. C. BECKER, D. MORRIS, B. DEVEAUD, A. REGRENY et F. BEISSER. 1993, "Ultrafast optical evidence for resonant electron capture quantum wells", *Physical Review B*, vol. 47, n° 16, p. 10951-10956.

BASTARD, G. et J. A. BRUM. 1986, "Electronic states in semiconductor heterostructures", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 22, n° 9, p. 1625-1644.

BEAUDOIN, M., A. BENSAADA, R. LEONELLI, P. DESJARDINS, R. A. MASUT, L. ISNARD, A. CHENNOUF et G. L'ESPÉRANCE. 1996, "Self-consistent determination of the band offsets in $InAs_xP_{1-x}$/InP strained layer

quantum wells and the bowing parameter of bulk $InAs_xP_{1-x}$", *Physical Review B*, vol. 53, n° 4, p. 1990-1995.

BEBB, H. B. et E. W. WILLIAMS. 1972, "Photoluminescence I: Theory", dans *Transport and Optical Phenomena*, sous la direction de R. K. Willardson et A. C. Beer, vol. 8 de *Semiconductors & Semimetals*, New York, Academic Press, p. 181-320.

BENNETT, B. R., R. A. SOREF et J. A. D. ALAMO. 1990, "Carrier-induced change in refractive index of InP, GaAs, and InGaAsP", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 26, n° 1, p. 113-122.

BLAKEMORE, J. S. 1982, "Approximations for Fermi-Dirac integrals, especially the function used to describe electron density in a semiconductor", *Solid-State Electronics*, vol. 25, n° 11, p. 1067-1076.

BLOM, P. W. M., J. CLAES, J. E. M. HAVERKORT et J. H. WOLTER. 1994, "Experimental and theoretical study of the carrier capture time", *Optical and Quantum Electronics*, vol. 26, p. S667-S677.

BLOM, P. W. M., C. SMIT, J. E. M. HAVERKORT et J. H. WOLTER. 1993, "Carrier capture into a semiconductor quantum well", *Physical Review B*, vol. 47, n° 4, p. 2072-2081.

BRABEC, T., P. F. CURLEY, C. SPIELMANN, E. WINTNER et A. J. SCHMIDT. 1993, "Hard-aperture Kerr-lens mode locking", *Journal of the Optical Society of America B*, vol. 10, n° 6, p. 1029-1034.

BRAND, S. et D. T. HUGHES. 1987, "Calculations of bound states in the valence band of AlAs/GaAs/AlAs and AlGaAs/GaAs/AlGaAs quantum wells", *Semiconductor Science and Technology*, vol. 2, p. 607-614.

BRUM, J. A. et G. BASTARD. 1986, "Resonant carrier capture by semiconductor quantum wells", *Physical Review B*, vol. 33, n° 2, p. 1420-1423.

BURNHAM, R. D., W. STREIFER, D. R. SCIFRES, N. HOLONYAK et K. H. ANS M. D. CAMRAS. 1983, "Low threshold photopumped $Al_xGa_{1-x}As$ quantum-well heterostructure lasers", *Journal of Applied Physics*, vol. 54, n° 5, p. 2618-2622.

BUTCHER, P. N. et D. COTTER. 1990, *The Elements of Nonlinear Optics*, Cambridge, Cambridge University Press, xiv-344 p.

CASEY, H. C. et F. STERN. 1976, "Concentration-dependant absorption and spontaneous emission of heavily doped GaAs", *Journal of Applied Physics*, vol. 47, n° 2, p. 631-643.

CHAMPAGNE, A. 1992, "Modélisation des lasers InGaAsP-InP à double hétérostructure et à double région active", thèse de doctorat, Montréal, École Polytechnique, xxiv-280 p.

CHELIKOWSKY, J. R. et M. L. COHEN. 1976, "Nonlocal pseudopotential calculations for the electronic structure of eleven diamond and zinc-blende semiconductors", *Physical Review B*, vol. 14, n° 2, p. 556-581.

CHENG, S. et J. WANG. 1991, "Self-starting issues of passive self-focusing mode locking", *Optics Letters*, vol. 16, n° 21, p. 1689-1691.

COHEN, M. L. et T. K. BERGSTRESSER. 1966, "Band structures and pseudopotential form factors for fourteen semiconductors of the diamond and zinc-blende structures", *Physical Review*, vol. 141, n° 2, p. 789-796.

CORZINE, S. W., R.-H. YAN et L. A. COLDREN. 1993, "Optical gain in III-V bulk and quantum well semiconductor", dans *Quantum Well Lasers*, sous la direction de P. S. Zory. San Diego, Academic Press, p. 17-96.

DATTA, S. 1989, *Quantum Phenomena*, Reading, Addison-Wesley, ix-278 p.

DE PAULA, A. M. et G. WEBER. 1995, "Carrier capture processes in semiconductor superlattices due to emission of confined phonons", *Journal of Applied Physics*, vol. 77, n° 12, p. 6303-6312.

DE WALLE, C. G. V. et R. M. MARTIN. 1989, "Absolute deformation potentials: Formulation and ab initiao calculations for semiconductors", *Physical Review Letters*, vol. 62, n° 17, p. 2028-2033.

DEMARIA, A. J., D. A. STETSER et H. HEYNAU. 1966, "Self mode-locking of lasers with saturable absorbers", *Applied Physics Letters*, vol. 8, p. 174-177.

DEUTSCH, T. 1965, "Mode-locking effects in an internally modulated ruby laser", *Applied Physics Letters*, vol. 7, p. 80-83.

DEVEAUD, B., J. SHAH, T. C. DAMEN, B. LAMBERT et A. REGRENY. 1987, "Bloch transport of electrons and holes in superlattice minibands: direct measurement by subpicosecond luminescence spectroscopy", *Physical Review Letters*, vol. 58, n° 24, p. 2582-2585.

DEVEAUD, B., J. SHAH, T. C. DAMEN et W. T. TSANG. 1988, "Capture of electrons and holes in quantum wells", *Applied Physics Letters*, vol. 52, n° 22, p. 1886-1888.

DEVEAUD, B., F. CLÉROT, A. REGRENY, K. FUJIWARA, K. MITSUNAGA et J. OHTA. 1989, "Capture of photoexcited carriers by a laser structure", *Applied Physics Letters*, vol. 55, n° 25, p. 2646-2648.

DEVEAUD, B., A. CHOMETTE, D. MORRIS et A. REGRENY. 1993, "Carrier capture in quantum wells", *Solid State Communications*, vol. 85, n° 4, p. 367-371.

DEVEAUD, B., D. MORRIS, A. REGRENY, M. R. X. BARROS, P. BECKER et J. M. GÉRARD. 1994, "Quantum-mechanical versus semiclassical capture and transport properties in quantum well laser structures", *Optical and Quantum Electronics*, vol. 26, p. S679-S689.

DIDOMENICO, M., H. M. MARCOS, J. E. GEUSIC et R. E. SMITH. 1966, "Generation of ultrashort optical pulses by mode locking the YAG:Nd laser", *Applied Physics Letters*, vol. 8, p. 180-183.

DUGUAY, M. A. et J. M. HANSEN. 1969, "Direct measurement of picosecond lifetimes", *Optics Communications*, vol. 1, p. 254-256.

EISENSTEIN, G., J. M. WIESENFELD, M. WEGENER, G. SUCHA, D. S. CHEMLA, S. WEISS, G. RAYBON et U. KOREN. 1991, "Ultrafast gain dynamics in 1.5 μm multiple quantum well optical amplifiers", *Applied Physics Letters*, vol. 58, n° 2, p. 158-160.

FELDMANN, J., G. PETER, E. O. GÖBEL, K. LEO, H.-J. POLLAND, K. PLOOG, K. FUJIWARA et T. NAKAYAMA. 1987, "Carrier trapping in a single quantum wells with different confinement structures", *Applied Physics Letters*, vol. 51, n° 4, p. 226-228.

FORK, R. L., C. H. B. CRUZ, P. C. BECKER et C. V. SHANK. 1987, "Compression of optical pulses to six femtoseconds by using cubic phase compensation", *Optics Letters*, vol. 12, p. 483-486.

FORK, R. L., O. E. MARTINEZ et J. P. GORDON. 1984, "Negative dispersion using pairs of prisms", *Optics Letters*, vol. 9, n° 5, p. 150-152.

FUCHS, G., C. SCHIEDEL, A. HANGLEITER, V. HÄRLE et F. SCHOLZ. 1993, "Auger recombination in strained and unstrained InGaAs/InGaAsP multiple quantum-well lasers", *Applied Physics Letters*, vol. 62, n° 4, p. 396-398.

FUJIWARA, A., Y. TAKAHASHI, S. FUKATSU et Y. SHIRAKI. 1995, "Resonant electron capture in $Al_xGa_{1-x}As$/GaAs quantum wells", *Physical Review B*, vol. 51, n° 4, p. 2291-2301.

GARBUZOV, D., G.-J. SHIAU, V. SHIAU, V. BULOVIC, M. BORODITSKY, C.-P. CHAO et S. R. FORREST. 1995, "Photoluminescence study of excess carrier spillover in 1.3 μm wavelength strained multi-quantum-well InGaAsP/InP laser structures", *Applied Physics Letters*, vol. 66, n° 11, p. 1307-1309.

GERSHONI, D., C. H. HENRY et G. A. BARAFF. 1993, "Calculating the optical properties of multidimensional heterostructures: Application to the modeling of quaternary quantum well lasers", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 29, n° 9, p. 2433-2450.

GOODNICK, S. M. et P. LUGLI. 1988a, "Effect of electron-electron scattering on nonequilibrium transport in quantum-well systems", *Physical Review B*, vol. 37, n° 5, p. 2578-2588.

GOODNICK, S. M. et P. LUGLI. 1988b, "Influence of electron-hole scattering on subpicosecond carrier relaxation in $Al_xGa_{1-x}As$/GaAs quantum wells", *Physical Review B*, vol. 38, n° 14, p. 10135-10138.

GRABMAIER, A., M. SCHÖFTHALER, A. HANGLEITER, C. KAZMIERSKI, M. BLEZ et A. OUGAZZADEN. 1993, "Carrier transport limited bandwidth

of 1.55 μm quantum-well lasers", *Applied Physics Letters*, vol. 62, n° 1, p. 52-54.

HARGROVE, L. E., R. L. FORK et M. A. POLLACK. 1964, "Locking of He-Ne laser modes induced by synchronous intracavity modulation", *Applied Physics Letters*, vol. 5, p. 4-7.

HILLMER, H., T. KUHN, A. GREINER, S. HANSMANN et H. BURKHARD. 1994, "The role of vertical transport and capture of electrons and holes for the transient optical response in quantum-well heterostructures", *Optical and Quantum Electronics*, vol. 26, p. S691-S703.

HIRAYAMA, H., J. YOSHIDA, Y. MIYAKE et M. ASADA. 1994, "Carrier capture time and its effect on the efficiency of quantum-well lasers", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 30, n° 1, p. 54-60.

HIRAYAMA, H., J. YOSHIDA, M. YASUNARI et M. ASADA. 1992, "Estimation of carrier capture time of quantum-well lasers by spontaneous emission spectra", *Applied Physics Letters*, vol. 61, n° 20, p. 2398-2400.

HOHENESTER, U., P. SUPANCIC, P. KOCEVAR, X. Q. ZHOU, W. KÜTT et H. KURZ. 1993, "Subpicosecond thermalization and relaxation of higly photoexcited electrons and holes in intrinsic and p-types GaAs and InP", *Physical Review B*, vol. 47, n° 20, p. 13233-13245.

HOHENESTER, U., P. SUPANCIC, P. KOCEVAR, X. Q. ZHOU, U. LEMMER, G. C. CHO, W. KÜTT et H. KURZ. 1992, "Doping dependence of the ultrafast thermalization and relaxation of highly photoexcited carriers in bulk polar semiconductors", *Semiconductors Science and Technology*, vol. 7, p. B176-B179.

HOLONYAK, N., B. A. VOJAK, H. MORKOC, T. J. DRUMMOND et K. HESS. 1982, "Stimulated emission in a degenerately doped GaAs quantum well", *Applied Physics Letters*, vol. 40, n° 8, p. 658-660.

HÖPFEL, R. A., J. SHAH et S. JUEN. 1992, "Electron-hole scattering in quantum wells", dans *Hot Carriers in Semiconductor Nanostructures*, sous la direction de J. Shah, New York, Academic Press, p. 379-407.

HUANG, C.-P., M. T. ASAKI, S. BHACKUS, M. M. MURNANE et H. C. KAPTEYN. 1992a, "17-fs pulses from a self-mode-locked Ti:sapphire laser", *Optics Letters*, vol. 17, n° 18, p. 1289-1291.

HUANG, C.-P., H. C. KAPTEYN, J. W. MCINTOSH et M. M. MURNANE. 1992b, "Generation of transform-limited 32-fs pulses from a self-mode-locked Ti:sapphire laser", *Optics Letters*, vol. 17, n° 2, p. 139-141.

IPPEN, E. P., H. A. HAUS et L. Y. LIU. 1989, "Additive pulse mode locking", *Journal of the Optical Society of America B*, vol. 6, p. 1736-1744.

IPPEN, E. P., C. V. SHANK et A. DIENES. 1972, "Passive mode locking of the cw dye laser", *Applied Physics Letters*, vol. 21, n° 0, p. 348-0.

JACOBONI, C. et P. LUGLI. 1989, *The Monte Carlo Method for Semiconductor Device Simulation*, Wien, Springer-Verlag, x-356 p.

KALNA, K., M. MOSKO et F. M. PEETERS. 1996, "Electron capture in GaAs quantum wells via electron- electron and optic phonon scattering", *Applied Physics Letters*, vol. 68, n° 1, p. 117-119.

KAN, S. C., D. VASSILOVSKI, T. C. WU et K. Y. LAU. 1992, "On the effects of carrier diffusion and quantum capture in high speed modulation of quantum well lasers", *Applied Physics Letters*, vol. 61, n° 7, p. 752-754.

KAN, S. C., D. VASSILOVSKI, T. C. WU et K. Y. LAU. 1993, "Quantum capture limited modulation bandwidth of quantum well, wire, and dot lasers", *Applied Physics Letters*, vol. 62, n° 19, p. 2307-2309.

KANE, E. O. 1957, "Band structure of indium antimonide", *Journal of the Physical Chemistry of Solids*, vol. 1, p. 249-261.

KANE, E. O. 1972, "The $\mathbf{k} \cdot \mathbf{p}$ method", dans *Physical Properties of III-V Compounds*, sous la direction de R. K. Willardson et A. C. Beer, vol. 1 de *Semiconductors & Semimetals*, New York, Academic Press, p. 75-100.

KASH, K. et J. SHAH. 1984, "Carrier energy relaxation in $In_{0.53}Ga_{0.47}As$ determined from picosecond luminescence studies", *Applied Physics Letters*, vol. 45, n° 4, p. 401-403.

KAZARINOV, R. F. et M. R. PINTO. 1994, "Carrier transport in laser heterostructures", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 30, n° 1, p. 49-53.

KERSTING, R., A. KOHL, T. VOSS, K. LEO et H. KURZ. 1992a, "Ultrafast carrier dynamics in strained $In_{1-x}Ga_xAs/InP$ heterostructures", *Applied Physics A*, vol. 55, p. 596-598.

KERSTING, R., R. SCHWEDLER, K. WOLTER, K. LEO et H. KURZ. 1992b, "Dynamics of carrier transport and carrier capture in $In_{1-x}Ga_xAs/InP$ heterostructures", *Physical Review B*, vol. 46, n° 3, p. 1639-1648.

KOGELNIK, H. W., E. P. IPPEN, A. DIENES et C. V. SHANK. 1972, "Astigmatically compensated cavities for CW dye lasers", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 8, n° 3, p. 373-379.

LAM, Y. et J. SINGH. 1993, "Monte Carlo studies on the well-width dependence of carrier capture time in graded-index separate confinement heterostructure

quantum well laser structures", *Applied Physics Letters*, vol. 63, n° 14, p. 1874-1876.

LAU, K. Y. 1993, "Dynamics of quantum well lasers", dans *Quantum Well Lasers*, sous la direction de P. S. Zory, Boston, Academic Press, p. 217-275.

LEO, K., W. W. R HLE, H. J. QUEISSER et K. PLOOG. 1988, "Reduced dimensionality of hot-carriers relaxation in GaAs quantum wells", *Physical Review B*, vol. 37, n° 12, p. 7121-7124.

LESTER, L. F., S. S. O'KEEFE, W. J. SCHAFF et L. F. EASTMAN. 1992, "Multiquantum well strained-layer lasers with improved low frequency response and very low damping", *Electronics Letters*, vol. 28, n° 4, p. 383-385.

LESTER, L. F. et B. K. RIDLEY. 1992, "Hot carriers and the frequency response of quantum well lasers", *Journal of Applied Physics*, vol. 72, n° 7, p. 2579-2588.

LI, G. P., T. MAKINO, R. MOORE, N. PUETZ, K.-W. LEONG et H. LU. 1993, "Partly gain-coupled 1.55 μm strained-layer multiquantum-well DFB lasers", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 29, n° 6, p. 1736-1742.

LIKFORMAN, J. P., G. GRILLON, M. JOFFRE, C. L. BLANC, A. MIGUS et A. ANTONETTI. 1991, "Generation of 27 fs pulses of 70 kW peak power at 80 MHz repetition rate using a cw self-pulsing a cw self-pulsing Ti:sapphire laser", *Applied Physics Letters*, vol. 58, n° 19, p. 2061-2063.

LITTLEJOHN, M. A., J. R. HAUSER, T. H. GLISSON, D. K. FERRY et J. W. HARRISON. 1978, "Alloy scattering and high field transport in ternary and quaternary III-V semiconductors", *Solid-State Electronics*, vol. 21, p. 107-114.

LIU, Y. M., K. W. SUN, P. R. PRUCNAL et S. A. LYON. 1992, "Simple method to start and maintain self-mode-locking of a Ti:sapphire laser", *Optics Letters*, vol. 17, n° 17, p. 1219-1221.

LO, Y. C., K. Y. HSIEH et R. M. KOLBAS. 1988, "Stimulated emission in ultra-thin (20 å) $Al_xGa_{1-x}As$-GaAs single quantum well", *Applied Physics Letters*, vol. 52, n° 22, p. 1853-1855.

LOS, J. et A. FASOLINO. 1996, "Generalization of the $\mathbf{k} \cdot \mathbf{p}$ approach for strained layered semiconductor structures grown on high-index-planes", *Physical Review B*, vol. 53, n° 8, p. 4630-4648.

LU, H., C. BLAAUW, B. BENYON, G. P. LI et T. MAKINO. 1995, "High-power and high-speed performane of 1.3-μm strained MQW gain-coupled DFB lasers", *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 1, n° 2, p. 375-381.

LU, H., T. MAKINO et G. P. LI. 1995, "Dynamic properties of partly gain-coupled 1.55 μm DFB lasers", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 31, n° 8, p. 1443-1450.

LUI, W. W., T. YAMANAKA, Y. YOSHIKUNI, K. YOKOYAMA et S. SEKI. 1993, "Suppression of Auger recombination effects in compressively strained quantum-well lasers", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 29, n° 6, p. 1544-1552.

LUNDSTROM, M. 1990, *Fundamentals of Carrier Transport*, Reading, Addison-Wesley, x-308 p.

MADELUNG, O, éditeur. 1982, *Semiconductors: Physics of Group IV Elements and III-V Compounds*, Berlin, Springer-Verlag.

MAGNI, V., G. CERULLO et S. D. SILVESTRI. 1993, "ABCD matrix analysis of propagation of gaussian beams through Kerr media", *Optics Communications*, vol. 96, p. 348-355.

MAKINO, T. et H. LU. 1994, "Wide temperature-range single-mode operation of MQW gain-coupled DFB lasers", *Electronics Letters*, vol. 30, n° 23, p. 1948-1949.

MARCHETTI, M. C. et W. PÖTZ. 1989, "Relaxation of photoexcited electron-hole plasma in quantum wells", *Physical Review B*, vol. 40, n° 18, p. 12391-12402.

MARCINKEVICIUS, S., U. OLIN et G. TREIDERIS. 1993, "Room temperature carrier recombination in InGaAs/GaAs quantum wells", *Journal of Applied Physics*, vol. 74, n° 5, p. 3587-3589.

MARCINKEVICIUS, S., U. OLIN, J. WALLIN, K. STREUBEL et G. LANDGREN. 1994, "Photoexcited carrier transport in InGaAsP/InP quantum well laser structure", *Applied Physics Letters*, vol. 65, n° 16, p. 2057-2059.

MARCINKEVICIUS, S., U. OLIN, J. WALLIN, K. STREUBEL et G. LANDGREN. 1995, "Femtosecond electron transport in quantum well laser structures with step-graded confinement layers", *Applied Physics Letters*, vol. 66, n° 16, p. 2098-2100.

MARZIN, J. Y., J. M. GÉRARD et P. V. J. A. BRUM. 1990, "Optical studies of strained III-V heterolayers", dans *Transport and Optical Phenomena*, sous la direction de R. K. Willardson and A. C. Beer, vol. 32 de *Semiconductors & Semimetals*, New York, Academic Press, p. 55-118.

MITSCHKE, F. M. et L. F. MOLLENAUER. 1987, "Ultrashort pulses from the soliton laser", *Optics Letters*, vol. 12, p. 407-409.

MOGLESTUE, C. 1995a, "Monte Carlo particle simulation of a quantum well heterojunction field-effect transistor: Comparison with experimental data", *Journal of Applied Physics*, vol. 80, n° 3, p. 1499-1503.

MOGLESTUE, C. 1995b, "A Monte Carlo particle study of transport and relaxation in quantum well lasers", dans *The Fourth International Seminar on Simulation of Devices and Technologies*, Berg-en-Dal (Afrique du Sud), p. 116-119.

MORIN, S., B. DEVEAUD, F. CLEROT, K. FUJIWARA et K. MITSUNAGA. 1991, "Capture of photoexcited carriers in a single quantum well with different confinement structures", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 27, n° 6, p. 1669-1675.

MORRIS, D., B. DEVEAUD, A. REGRENY et P. AUVRAY. 1993, "Electron and hole capture in multiple-quantum-well structures", *Physical Review B*, vol. 47, n° 11, p. 6819-6822.

MOULTON, P. F. 1986, "Spectroscopic and laser characteristics of Ti:Al_2O_3", *Journal of the Optical Society of America B*, vol. 3, n° 1, p. 125-133.

MURAYAMA, Y. 1986, "Theory of well-width-dependent periodic variaction in photoluminescence from $Al_xGa_{1-x}As$/GaAs quantum wells", *Physical Review B*, vol. 34, n° 4, p. 2500-2507.

MURNANE, M. M., H. C. KAPTEYN, C.-P. HUANG et M. T. ASAKI. 1994, *Mode-Locked Ti:Sapphire Laser*, Washington State University.

NAG, B. R. 1984, "Relaxation of momentum and energy of carrier in semiconductors", dans *Semiconductors Probed by Ultrafast Laser Spectroscopy*, sous la direction de R. R. Alfano, vol. 1, New York, Academic Press, p. 3-44.

NAGARAJAN, R., T. FUKUSHIMA, S. W. CORZINE et J. E. BOWERS. 1991, "Effects of carrier transport on high-speed quantum well lasers", *Applied Physics Letters*, vol. 59, n° 15, p. 1835-1837.

NAGARAJAN, R., T. FUKUSHIMA, M. ISHIKAWA, J. E. BOWERS, R. S. GEELS et L. A. COLDREN. 1992a, "Transport limits in high-speed quantum-well lasers: experiment and theory", *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 4, n° 2, p. 121-123.

NAGARAJAN, R., M. ISHIKAWA, T. FUKUSHIMA, R. S. GEELS et J. E. BOWERS. 1992b, "High speed quantum-well lasers and carrier transport effects", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 28, n° 10, p. 1990-2008.

NEW, G. H. C. 1983, "The generation of ultrashort laser pulses", *Report on Progress in Physics*, vol. 46, p. 877-971.

OBERLI, D. Y., J. SHAH, J. L. JEWELL, T. C. DAMEN et N. CHAND. 1989, "Dynamics of carrier capture in an InGaAs/GaAs quantum well trap", *Applied Physics Letters*, vol. 54, n° 11, p. 1028-1030.

ODAGAWA, T., K. NAKAJIMA, K. TANAKA, H. NOBUHARA, T. INOUE, N. OKAZAKI et K. WAKAO. 1993, "High-speed operation of strained InGaAs/InGaAsP MQW lasers under zero-bias condition", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 29, n° 6, p. 1682-1686.

OGASAWARA, N., A. FUJIWARA et N. OHGUSHI. 1990, "Well-width dependence of photoluminescence excitation spectra in GaAs-$Ag_xGa_{1-x}As$ quantum wells", *Physical Review B*, vol. 42, n° 15, p. 9562-9568.

O'REILLEY, E. P. 1989, "Valence band engineering in strained-layer structures", *Semiconductors Science and Technology*, vol. 4, p. 121-137.

PARK, S. H., J. I. SHIM, K. KUDO, M. ASADA et S. ARAI. 1992, "Band gap shrinkage in GaInAs/GaInAsP/InP multi-quantum well lasers", *Journal of Applied Physics*, vol. 72, n° 1, p. 279-281.

PETROV, V., D. GEORGIEV, J. HERRMANN et U. STAMM. 1992, "Theory of cw passive mode-locking of solid state lasers with addition of nonlinear index and group velocity dispersion", *Optics Communications*, vol. 91, n° 1,2, p. 123-130.

PICHÉ, M. 1991, "Beam reshaping and self-mode-locking in nonlinear laser resonator", *Optics Communications*, vol. 86, n° 2, p. 156-160.

POLLAND, H.-J., K. LEO, K. ROTHER, K. P. J. FELDMANN, G. PETER, E. O. GÖBEL, K. FUJIWARA, T. NAKAYAMA et Y. OHTA. 1988, "Trapping of carriers in single quantum wells with different configurations of the confinement layers", *Physical Review B*, vol. 38, n° 11, p. 7635-7648.

PÖTZ, W. et P. KOCEVAR. 1992, "Cooling of highly photoexcited electron-hole plasma in polar semiconductors and semiconductor quantum wells: A balance-equation approach", dans *Hot Carriers in Semiconductor Nanostructures*, sous la direction de J. Shah, New York, Academic Press, p. 87-120.

PREISEL, M. 1994, "Carrier capture and carrier kinetics in biased quantum well devices", thèse de doctorat, Copenhagen, Niels Bohr Institute, viii-110 p.

PREISEL, M. et J. MORK. 1994, "Phonon-mediated carrier capture in quantum well lasers", *Journal of Applied Physics*, vol. 76, n° 3, p. 1691-1696.

PREISEL, M., J. MORK et H. HAUG. 1994, "Calculation of Coulomb-mediated carrier-capture times", *Physical Review B*, vol. 48, n° 20, p. 14478-14485.

PROCTOR, B., E. WESTWIG et F. WISE. 1993, "Characterization of a Kerr-lens mode-locked Ti:sapphire laser with positive groupe-velocity dispersion", *Optics Letters*, vol. 18, n° 19, p. 1654-1656.

PROCTOR, B. et F. WISE. 1993, "Generation of 13-fs pulses from a mode-locked Ti:Al_2O_3 laser with reduced third-order dispersion", *Applied Physics Letters*, vol. 62, n° 5, p. 470-472.

PULS, J., F. HENNEGERGER, I. N. URALTSEV et A. M. VASILLEV. 1991, "Picosecond luminescence studies of vertical transport in short-period superlattices", *Superlattices and Microstructures*, vol. 9, n° 4, p. 503-506.

RAISKY, O. Y., W. B. WANG, R. R. ALFANO, C. L. REYNOLDS et V. SWAMINATHAN. 1997, "Investigation of photoluminescence and photocurrent in InGaAsP/InP strained multiple quantum well heterostructures", *Journal of Applied Physics*, vol. 81, n° 1, p. 394-399.

RALSTON, J. D., S. WEISSER, I. ESQUIVIAS, E. C. LARKINS, J. ROSENZWEIG, P. J. TASKER et J. FLEISSNER. 1993, "Control of differential gain, nonlinear gain, and damping factor for high-speed application of GaAs-based MQW lasers", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 29, n° 8, p. 1648-1659.

REGISTER, L. F. et K. HESS. 1995, "Simulation of carrier capture in quantum well lasers due to strong inelastic scattering", *Superlattices and Microstructures*, vol. 18, n° 3, p. 223-228.

REID, B., M. ABOU-KHALIL et R. MACIEJKO. 1996a, "Doping effects on carrier capture in a single quantum well by ensemble Monte Carlo", *Canadian Journal of Physics*, vol. 74, p. S685-S689.

REID, B., M. ABOU-KHALIL et R. MACIEJKO. 1996b, "On the ambipolar carrier capture in quantum wells", dans *APS March Meeting*, St-Louis (Missouri).

REID, B., R. MACIEJKO et A. CHAMPAGNE. 1993, "Absorption and index of refraction for the modeling of InGaAsP/InP photonic devices", *Canadian Journal of Physics*, vol. 71, p. 410-416.

REIHLEN, E. H., A. PERSSON, T. Y. WANG, K. L. FRY et G. B. STRINGFELLOW. 1989, "Photoluminescence study of carrier collection and recombination in thin GaInAs/InP single quantum wells", *Journal of Applied Physics*, vol. 66, n° 11, p. 5554-5563.

RIBEIRO, R. F. S., J. R. F. DA ROCHA, A. V. T. CARTAXO, H. J. A. DA SILVA, B. FRANZ et B. WEDDING. 1995, "FM response of quantum-well lasers taking into account carrier transport effects", *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 7, n° 8, p. 857-859.

RIDDOCH, F. A. et B. K. RIDLEY. 1983, "On the scattering of electrons by polar optical phonons in quasi-2d quantum wells", *Journal of Physics C: Solid State Physics*, vol. 16, p. 6971-6982.

RIDEOUT, W., W. F. SHARFIN, E. S. KOTELES, M. O. VASSELL et B. ELMAN. 1991, "Well-barrier hole burning in quantum well lasers", *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 3, n° 9, p. 784-786.

RIDLEY, B. K. 1982, "The electron-phonon interaction in quasi-two-dimensional semiconductor quantum-well structures", *Journal of Physics C: Solid State Physics*, vol. 15, p. 5899-5917.

RIDLEY, B. K. 1991, "Hot electrons in low-dimensional structures", *Report on Progress in Physics*, vol. 54, p. 169-256.

RIZVI, N. H., P. M. W. FRENCH et J. R. TAYLOR. 1992, "Continuously self-mode-locked Ti:sapphire laser that produces sub-50-fs pulses", *Optics Letters*, vol. 17, n° 4, p. 279-281.

RODRIGUES-HERZOG, R., M. SAILER, N. E. HECHER, R. A. HÖPFEL, N. NINTUNZE et M. A. OSMAN. 1995, "Ultrafast energy lost of electrons in p-GaAs", *Applied Physics Letters*, vol. 67, n° 2, p. 264-266.

SALA, K. L., G. A. KENNEY-WALLACE et G. E. HALL. 1980, "CW autocorrelation measurements of picosecond laser pulses", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 16, n° 9, p. 990-996.

SCHUBERT, E. F., L. W. TU, G. J. ZYDZIK, R. F. KOPF, A. BENVENUTI et M. R. PINTO. 1992, "Elimination of heterojunction band discontinuities by modulation doping", *Applied Physics Letters*, vol. 60, n° 4, p. 466-468.

SCHULMAN, J. N. et Y.-C. CHANG. 1985, "Band mixing in semiconductor superlattices", *Physical Review B*, vol. 31, n° 4, p. 2056-2068.

SCHUURMANS, M. F. H. et G. W. 'T HOOFT. 1985, "Simple calculations of confinement states in a quantum well", *Physical Review B*, vol. 31, n° 12, p. 8041-8048.

SEKI, S., W. W. LUI et K. YOKOYAMA. 1995, "Explanation for the temperature insensitivity of the Auger recombination rates in 1.55 μm InP-based strained-layer quantum-well lasers", *Applied Physics Letters*, vol. 66, n° 23, p. 3093-3095.

SHAH, J. 1988, "Ultrafast luminescence spectroscopy using sum frequency generation", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 24, n° 2, p. 276-288.

SHAH, J. 1992, "Ultrafast luminescence studies of carrier relaxation and tunneling in semiconductor nanostructures", dans *Hot Carriers in Semiconductor Nanostructures*, sous la direction de J. Shah, New York, Academic Press, p. 279-312.

SHAH, J. et R. C. C. LEITE. 1969, "Radiative recombination from photoexcited hot carriers in GaAs", *Physical Review Letters*, vol. 22, n° 24, p. 1304-1307.

SHICHIJO, H., R. M. KOLBAS, N. HOLONYAK, R. D. DUPUIS et P. D. DAPKUS. 1978, "Carrier collection in a semiconductor quantum well", *Solid State Communications*, vol. 27, n° 10, p. 1029-1032.

Spectra Physics, "Communication privée", 1996.

SPENCE, D. E., P. N. KEAN et W. SIBBETT. 1991, "60-fsec pulse generation from a self-mode-locked Ti:sapphire laser", *Optics Letters*, vol. 16, n° 1, p. 42-44.

SQUIER, J., F. SALIN, S. COE, P. BADO et G. MOUROU. 1991, "Characteristics of an actively mode-locked 2-psec Ti:sapphire laser operating in the 1-μm wavelength regime", *Optics Letters*, vol. 16, p. 85-87.

STANTON, C. J., D. W. BAILEY et K. HESS. 1988, "Monte Carlo modeling of femtosecond relaxation processes in AlGaAs/GaAs quantum wells", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 24, n° 8, p. 1614-1627.

STINGL, A., C. SPIELMANN, F. KRAUSZ et R. SZIPÖCS. 1994, "Generation of 11-fs pulses from a Ti:sapphire laser without the use of prisms", *Optics Letters*, vol. 19, n° 3, p. 204-206.

TAKENAKA, N. et M. INOUE. 1979, "Influence of inter-carrier scattering on hot electron distribution function in GaAs", *Journal of the Physical Society of Japan*, vol. 47, n° 3, p. 861-868.

TANG, J. Y., K. HESS, N. HOLONYAK, J. J. COLEMAN et P. D. DAPKUS. 1982, "The dynamics of electron-hole collection in quantum well heterostructures", *Journal of Applied Physics*, vol. 53, n° 9, p. 6043-6046.

TERSOFF, J. 1984, "Theory of semiconductor heterojunctions: The role of quantum dipole", *Physical Review B*, vol. 30, n° 8, p. 4874-4877.

TESSLER, N. et G. EISENSTEIN. 1993, "On carrier injection and gain dynamics in quantum well lasers", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 29, n° 6, p. 1586-1595.

TESSLER, N., J. MARK, J. M. G. EISENSTEIN, U. KOREN et C. A. BURRUS. 1994, "Gain dynamics in quantum well lasers and optical amplifiers: an experimental comparison", *Applied Physics Letters*, vol. 64, n° 16, p. 2050-2052.

TESSLER, N., R. NAGAR, D. ABRAHAM et G. EISENSTEIN. 1992a, "Coupling between berrier and quantum well energy states in a multiple quantum well optical amplifier", *Applied Physics Letters*, vol. 60, n° 6, p. 665-667.

TESSLER, N., R. NAGAR, G. EISENSTEIN, S. CHANDRASEKHAR, C. H. JOINER, A. G. DENTAI, U. KOREN et G. RAYBON. 1992b, "Non equilibrium effects in quantum well lasers", *Applied Physics Letters*, vol. 61, n° 20, p. 2383-2385.

TREBINO, R. et D. J. KANE. 1993, "Using phase retrieval to measure the intensity and phase of ultrashort pulses: frequency-revolved optical gating", *Journal of the Optical Society of America A*, vol. 10, n° 5, p. 1101-1111.

TRONC, P., B. REID, R. MACIEJKO, J. L. LECLERCQ et J. L. LAZZARI. 1993a, "Optical properties and fluctuations of composition in

$Ga_{0.77}In_{0.23}As_{0.19}Sb_{0.81}$", *Solid State Communications*, vol. 85, n° 2, p. 177-181.

TRONC, P., B. REID, H. MANI, R. MACIEJKO, A. N. TITKOV, J. L. LAZZARI et C. ALIBERT. 1993b, "Low temperature photoluminescence spectra of $Ga_{0.77}In_{0.23}As_{0.19}Sb_{0.81}$ compounds", *Physica Status Solidi B*, vol. 180, p. K87-K91.

TSAI, C.-Y., L. F. EASTMAN et Y.-H. LO. 1993, "Hot carrier and hot phonon effects on high-speed quantum well lasers", *Applied Physics Letters*, vol. 63, n° 25, p. 3408-3410.

TSAI, C.-Y., C.-Y. TSAI, Y.-H. LO et L. F. EASTMAN. 1995a, "Carrier DC and AC capture and escape times in quantum-well lasers", *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 7, n° 6, p. 599-601.

TSAI, C.-Y., C.-Y. TSAI, Y.-H. LO et L. F. EASTMAN. 1995b, "Carrier energy relaxation time in quantum-well lasers", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 31, n° 12, p. 2148-2158.

TSAI, C.-Y., C.-Y. TSAI, Y.-H. LO et R. M. SPENCER. 1995c, "Effects of spectral hole burning, carrier heating, and carrier transport on the small-signal modulation response of quantum well lasers", *Applied Physics Letters*, vol. 67, n° 21, p. 3084-3086.

VALDMANIS, J. A., R. L. FORK et J. P. GORDON. 1985, "Generation of optical pulses as short as 27 femtoseconds directly from a laser balancing self-phase modulation, group velocity dispersion, saturable absorption, and saturable gain", *Optics Letters*, vol. 10, p. 31-33.

WANG, M. C., K. KASH, C. E. ZAH, R. BHAT et S. L. CHUANG. 1993, "Measurement of nonradiative Auger and radiative recombination rates in strained-layer quantum-well systems", *Applied Physics Letters*, vol. 62, n° 2, p. 166-168.

WEBER, G. et A. M. DE PAULA. 1993, "Carrier capture processes in GaAs-AlGaAs quantum wells due to emission of confined phonons", *Applied Physics Letters*, vol. 63, n° 22, p. 3026-3028.

WEISBUCH, C. et B. VINTER. 1991, *Quantum Semiconductor Structures*, Boston, Academic Press, xii-252 p.

WEISS, S., J. M. WIESENFELD, D. S. CHEMLA, G. RAYBON, G. SUCHA, M. WEGENER, G. EISENSTEIN, C. A. BURRUS, A. G. DENTAI, U. KOREN, B. I. MILLER, H. TEMKIN, R. A. LOGAN et T. TANBUN-EK. 1992, "Carrier capture times in 1.5 μm multiple quantum well optical amplifiers", *Applied Physics Letters*, vol. 60, n° 1, p. 9-11.

WILLIAMS, C. K. 1982, "Monte Carlo studies of the electron transport in III-V semiconductors and semiconductor devices", thèse de doctorat, Raleigh, North Carolina State University, ix-164 p.

YABLONOVITCH, E. et E. O. KANE. 1988, "Band structure engineering of semiconductor lasers for optical communications", *Journal of Lightwave Technology*, vol. 6, n° 8, p. 1292-1298.

YARIV, A. 1989, *Quantum Electronics*, 3e éd., New York, John Wiley & Sons, xx-676 p.

YOKOYAMA, K. et K. HESS. 1986, "Monte Carlo study of electronic transport in $Al_{1-x}Ga_xAs/GaAs$", *Physical Review B*, vol. 33, n° 8, p. 5595-5606.

ZOU, Y., J. S. OSINSKI, P. GRODZINSKI, P. D. DAPKUS, W. C. RIDEOUT, W. F. SHARFIN, J. SCHLAFER et F. D. CRAWFORD. 1993, "Experimental study of Auger recombination, gain, and temperature sensitivity of 1.5 μm compressively strained semiconductor lasers", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 29, n° 6, p. 1565-1575.

ANNEXE A

Taux de diffusion dans les matériaux III-V en volume

Dans cette annexe, nous présentons les taux de diffusion des matériaux semi-conducteurs en volume utilisés dans le simulateur Monte Carlo. Ces taux sont valides pour les matériaux III-V ayant une structure zinc-blende. Nous les utilisons principalement pour les alliages InGaAsP sur substrat d'InP. Ce sont les matériaux de choix pour les dispositifs optoélectroniques utilisés dans les systèmes de télécommunications par fibres optiques. Ces taux sont tirés de Abou-Khalil (1996). Les équations ont été obtenues à partir de l'approximation de la masse effective pour des bandes non paraboliques.

A.1 Diffusion par les phonons acoustiques

Pour des bandes non paraboliques, le taux de diffusion par les phonons acoustiques est

$$\lambda_{acph}(E) = \frac{D_a^2 k_B T (2m^*)^{3/2}}{4\pi\rho_m s^2 \hbar^4} \sqrt{\gamma(E)} \frac{d\gamma(E)}{dE} \cdot F_{acph}(E), \tag{A.1}$$

où D_a est le potentiel de déformation acoustique, ρ_m est la densité volumique, s est la vitesse du son, m^* est la masse effective du porteur considéré, $\gamma(E) = \hbar^2 \mathbf{k}^2/2m^*$ et $F_{acph}(E)$ est donnée par:

$$F_{acph}(E) = \frac{(1+\alpha E)^2 + \frac{1}{3}(\alpha E)^2}{(1+2\alpha E)^2}, \tag{A.2}$$

où α est le facteur de non-parabolicité.

A.2 Diffusion par les phonons optiques non polaires

Pour des bandes non paraboliques, le taux de diffusion par les phonons optiques non polaires est

$$\lambda_{npop}(E) = \frac{N_v D_{op}^2 (m^*)^{3/2}}{\sqrt{2}\pi\hbar^2 \rho_m E_{op}} \sqrt{\gamma(E_f)} \cdot \frac{d\gamma(E_f)}{dE_f} \times \begin{cases} N_{op} & \text{(absorption)} \\ N_{op}+1 & \text{(émission)} \end{cases}, \tag{A.3}$$

où D_{op} est le potentiel de déformation optique, N_{op} est la distribution de Bose-Einstein, E_{op} est l'énergie des phonons optiques, E_f est l'énergie finale des porteurs après la diffusion et N_v est le nombre de vallées équivalentes lorsque cette diffusion occasionne une transition intervallée.

A.3 Diffusion par les phonons optiques polaires

Pour des bandes non paraboliques, le taux de diffusion par les phonons optiques polaires est

$$\begin{aligned}\lambda_{pop}(E_i) &= \frac{e^2 E_{op}(m^*)^{1/2}}{\hbar^2 \epsilon \sqrt{\gamma(E_f)}} \cdot \frac{d\gamma(E_f)}{dE_f}\left(\frac{1}{\epsilon_\infty} - \frac{1}{\epsilon_0}\right) \cdot F_{pop}(E_i, E_f) \\ &\quad \times \begin{cases} N_{op} & \text{(absorption)} \\ N_{op}+1 & \text{(émission)} \end{cases} ,\end{aligned} \tag{A.4}$$

où ϵ, ϵ_0 et ϵ_∞ sont respectivement les permittivités du vide, statique et haute fréquence, et où $F_{pop}(E_i, E_f)$ est donnée par

$$\begin{aligned}F_{pop}(E_i, E_f) &= \tfrac{1}{C}\left\{A \cdot \ln\left|\tfrac{\gamma^{1/2}(E_i)+\gamma^{1/2}(E_f)}{\gamma^{1/2}(E_i)-\gamma^{1/2}(E_f)}\right| + B\right\} , \\ A &= \{2(1+\alpha E_i)(1+\alpha E_f) + \alpha\left[\gamma(E_i)+\gamma(E_f)\right]\}^2 , \\ B &= -2\alpha\gamma^{1/2}(E_i)\gamma^{1/2}(E_f) \\ &\quad \times \{(1+\alpha E_i)(1+\alpha E_f) + \alpha\left[\gamma(E_i)+\gamma(E_f)\right]\} , \\ C &= 4(1+2\alpha E_i)(1+2\alpha E_f)\cdot(1+\alpha E_i)(1+\alpha E_f) .\end{aligned} \tag{A.5}$$

A.4 Diffusion par les phonons acoustiques polaires ou piézoélectriques

Pour des bandes non paraboliques, le taux de diffusion par les phonons acoustiques polaires ou piézoélectriques est

$$\lambda_{piezo}(E) = \left(\frac{eP_z}{\epsilon\epsilon_0}\right)^2 \frac{(2m^*)^{1/2} k_B T}{\rho_m s^2 \hbar^2 4\pi} \frac{1}{\sqrt{\gamma(E)}} \frac{d\gamma(E)}{dE} \times \ln\left[1 + \frac{8m^* L_D^2}{\hbar^2}\gamma(E)\right], \quad (A.6)$$

où P_z est la constante piézoélectrique, L_D est la longueur de Debye et e est la charge de l'électron.

A.5 Diffusion par les impuretés ionisées

Pour des bandes non paraboliques, le taux de diffusion par les impuretés ionisées est

$$\lambda_{ion}(E) = \frac{N_I Z^4}{32\pi\sqrt{2m^*}\,\epsilon\epsilon_0} \cdot \frac{d\gamma(E)}{dE} \frac{1}{E^{3/2}(1+\alpha E)^{3/2}} \times \frac{1}{(1/L_D 2k)^2[1+(1/L_D 2k)^2]}, \quad (A.7)$$

où N_I est la densité de dopant ionisé et Z est le nombre d'ionisation de l'impureté.

A.6 Diffusion par les alliages

Pour des bandes non paraboliques, le taux de diffusion par les alliages est

$$\lambda_{alloy}(E) = \frac{3\pi(m^*)^{3/2}}{8\sqrt{2}\,\hbar^4}(\Delta E_a)^2\,\Omega \times \frac{d\gamma(E)}{dE}\gamma(E)^{1/2}. \quad (A.8)$$

où Ω est le volume de la maille élémentaire et ΔE_a est le potentiel de diffusion.

Il est à noter que ces équations sont valides pour les électrons et les trous. Toutefois, les paramètres varient évidemment, d'un à l'autre. Le simulateur Monte Carlo que nous utilisons permet les transitions entre les différentes vallées de la bande de conduction et entre les différents trous de la bande de valence. Ce type de transition se produit généralement grâce aux phonons optiques, par potentiel de déformation. Les équations sont aussi valides dans ces cas. Pour interpréter correctement les paramètres, on doit donc tenir compte de la situation.

ANNEXE B

Paramètres des matériaux InGaAsP/InP utilisés dans le simulateur Monte Carlo

Les paramètres utilisés dans le simulateur Monte Carlo ont été colligés de différentes sources (Adachi, 1982; Madelung, 1982; Williams, 1982). Les paramètres des alliages quaternaires sont obtenus par interpolation entre ceux des matériaux binaires :

$$Q(x,y) = (1-x)yP_{InAs} + (1-x)(1-y)P_{InP} + xyP_{GaAs} + x(1-y)P_{GaP} \quad \text{(B.1)}$$

Le potentiel de diffusion par les alliages suit toutefois une règle différente. En effet, ce potentiel doit être nul pour un matériau binaire. Dans ce cas, l'équation utilisée est (Littlejohn et collab., 1978)

$$\begin{aligned} |\Delta E_a|_Q^2 &= x(1-x)y^2|\Delta E_a|_{InAs}^2 + x(1-x)(1-y)^2|\Delta E_a|_{InP}^2 \\ &\quad + y(1-y)x^2|\Delta E_a|_{GaAs}^2 + y(1-y)(1-x)^2|\Delta E_a|_{GaP}^2 \,. \end{aligned} \quad \text{(B.2)}$$

Les paramètres des matériaux binaires sont présentés au tableau B.1.

Tableau B.1 : Paramètres des matériaux binaires à 300 K utilisés dans le simulateur Monte Carlo.

	InAs	InP	GaAs	GaP
$a_0(\AA)$	6,0584	5,8688	5,6533	5,4512
ρ_m (gr/cm^3)	5,668	4,791	5,317	4,129
s (m/s)	4280	5160	5240	6280
E_{op} (meV)	32	43	35	50
E_g (eV)	0,35	1,35	1,42	2,75
Δ (eV)	0,37	0,11	0,34	0,10
E_X	1,37	2,21	1,91	2,26
E_L	1,07	2,05	1,73	2,63
m_e^*/m_0	0,023	0,079	0,067	0,170
m_{hh}^*/m_0	0,41	0,65	0,45	0,45
m_{lh}^*/m_0	0,025	0,12	0,082	0,26
m_{so}^*/m_0	0,14	0,12	0,159	0,37
m_L^*/m_0	0,4	0,36	0,22	0,235
m_X^*/m_0	0,8	0,48	0,58	0,34
α_g (eV^{-1})	2,66	0,65	0,61	0,27
α_L (eV^{-1})	0,895	0,429	0,461	0,623
α_X (eV^{-1})	0,2	0,195	0,204	0,205
ϵ_0	14,60	12,50	13,18	11,11
ϵ_∞	12,25	9,66	10,89	9,11
D_{ag} (eV)	4,9	7,0	7,0	12,2
D_{aL} (eV)	7,6	8,7	9,2	12,4
D_{aX} (eV)	9.3	9,3	9,27	10,3
D_{aH} (eV)	6,5	6,5	5,3	5,7
P_z (cm^2)	0,045	0,040	0,16	0,10
ΔE_a (eV)	0,4	0,83	0,07	0,5
D_{opL} ($\times$ 10^8 eV/cm)	3	3	3	3
$D_{op\gamma L}$ ($\times$ 10^8 eV/cm)	3	5	10	5
$D_{op\gamma X}$ ($\times$ 10^8 eV/cm)	5	20	10	5
D_{opLL} ($\times$ 10^8 eV/cm)	5	7	7	6,6
D_{opLX} ($\times$ 10^8 eV/cm)	5	5	5	5
D_{opXX} ($\times$ 10^8 eV/cm)	5	2	10	5
$E_{op\gamma L}$ (meV)	18	14,9	29,9	21,3
$E_{op\gamma X}$ (meV)	21,2	30,4	27,8	47
E_{opLL} (meV)	18	14,9	29,9	21,3
E_{opLX} (meV)	25,4	35,1	29,3	47
E_{opXX} (meV)	19,2	41,4	29,0	47,5

ANNEXE C

Hamiltonien 8 × 8 de Kohn-Luttinger

Dans cette annexe, nous présentons l'hamiltonien 8 × 8 de Kohn-Luttinger décrit au chapitre 3 pour le calcul de la structure de bandes de puits quantiques sous contraintes mécaniques. L'hamiltonien total est

$$H = H_0 + D\,, \tag{C.1}$$

où H_0 est indépendant des contraintes et D dépend seulement des contraintes.

C.1 Base de Bloch orthonormée

La base utilisée pour calculer les éléments de matrice de l'hamiltonien dans l'approximation multibande de la masse effective pour des matériaux de structure diamant

ou zinc-blende sur des surfaces (100) est donnée par (Bahder, 1990)

$$
\begin{aligned}
u_1 &= |\, s\rangle\chi_\downarrow\,, \\
u_2 &= |\, s\rangle\chi_\uparrow\,, \\
u_3 &= \tfrac{-i}{\sqrt{6}}(|\, x\rangle + i\,|\, y\rangle)\chi_\downarrow + i\sqrt{\tfrac{2}{3}}\,|\, z\rangle\chi_\uparrow\,, \\
u_4 &= \tfrac{i}{\sqrt{2}}(|\, x\rangle + i\,|\, y\rangle)\chi_\uparrow\,, \\
u_5 &= \tfrac{-i}{\sqrt{2}}(|\, x\rangle - i\,|\, y\rangle)\chi_\downarrow\,, \\
u_6 &= \tfrac{i}{\sqrt{6}}(|\, x\rangle - i\,|\, y\rangle)\chi_\uparrow + i\sqrt{\tfrac{2}{3}}\,|\, z\rangle\chi_\downarrow\,, \\
u_7 &= \tfrac{-i}{\sqrt{3}}(|\, x\rangle - i\,|\, y\rangle)\chi_\uparrow + \tfrac{i}{\sqrt{3}}\,|\, z\rangle\chi_\downarrow\,, \\
u_8 &= \tfrac{-i}{\sqrt{3}}(|\, x\rangle + i\,|\, y\rangle)\chi_\downarrow - \tfrac{i}{\sqrt{3}}\,|\, z\rangle\chi_\uparrow\,,
\end{aligned}
\tag{C.2}
$$

où $\chi_\uparrow$ et $\chi_\downarrow$ représentent les deux états possible du spin de l'électron, et $|x\rangle$, $|y\rangle$, $|z\rangle$ et $|s\rangle$ sont des fonctions d'onde hydrogénoïdes.

C.2 Éléments de matrice de l'hamiltonien de Kohn-Luttinger indépendant des contraintes mécaniques

Dans la base C.2, l'hamiltonien de Kohn-Luttinger indépendant des contraintes mécaniques est (Bahder, 1990)

$$
H_0 = \begin{bmatrix}
A & 0 & V^* & 0 & \sqrt{3}V & -\sqrt{2}U & -U & \sqrt{2}V^* \\
 & A & -\sqrt{2}U & -\sqrt{3}V^* & 0 & -V & -\sqrt{2}V & U \\
 & & -P+Q & -S^* & R & 0 & \tfrac{3}{2}^{1/2}S & -\sqrt{2}Q \\
 & & & -P-Q & 0 & R & -\sqrt{2}R & \tfrac{1}{\sqrt{2}}S \\
 & & & & -P-Q & S^* & \tfrac{1}{\sqrt{2}}S^* & \sqrt{2}R^* \\
 & & & & & -P+Q & \sqrt{2}Q & \tfrac{3}{2}^{1/2}S^* \\
 & & & & & & Z & 0 \\
 & & & & & & & Z
\end{bmatrix},
\tag{C.3}
$$

où la partie inférieure suit immédiatement, puisque la matrice doit être hermitique. Les éléments de matrice sont alors

$$
\begin{aligned}
A &= E_c + \frac{\hbar^2}{2m_0} A'(k_x^2 + k_y^2 + k_z^2)\,, \\
A' &= \left[\frac{m_0}{m_e} - \frac{2E_p}{3E_g} - \frac{E_p}{3(E_g + \Delta)}\right]\,, \\
U &= \frac{1}{\sqrt{3}} P_0 k_z\,, \\
V &= \frac{1}{\sqrt{6}} P_0 (k_x - i k_y)\,, \\
P &= -E_v + \frac{\hbar^2}{2m_0} \gamma_1 (k_x^2 + k_y^2 + k_z^2)\,, \\
Q &= \frac{\hbar^2}{2m_0} \gamma_2 (k_x^2 + k_y^2 - 2k_z^2)\,, \\
R &= -\frac{\sqrt{3}\hbar^2}{2m_0} [\gamma_2 (k_x^2 - k_y^2) - 2i\gamma_3 k_x k_y]\,, \\
S &= \sqrt{3}\gamma_3 \frac{\hbar^2}{m_0} k_z (k_x - i k_y)\,, \\
Z &= E_v - \Delta - \frac{\hbar^2}{2m_0} \gamma_1 (k_x^2 + k_y^2 + k_z^2)\,.
\end{aligned}
\tag{C.4}
$$

Dans ces équations, E_g est l'énergie de la bande interdite, Δ est l'énergie de spin-orbite, m_0 est la masse de l'électron libre et m_e est la masse effective des électrons dans la bande de conduction pour $\mathbf{k} = 0$. Les énergies de référence des bandes de conduction et de valence, E_c et E_v, sont reliées par $E_g = E_c - E_v$. P_0 est la constante de couplage entre la bande de conduction et la bande de valence. Les γ_i sont les paramètres de Luttinger modifiés :

$$
\begin{aligned}
\gamma_1 &= \gamma_1^L - \frac{E_P}{3E_g + \Delta}\,, \\
\gamma_2 &= \gamma_2^L - \frac{1}{2}\frac{E_P}{3E_g + \Delta}\,, \\
\gamma_3 &= \gamma_3^L - \frac{1}{2}\frac{E_P}{3E_g + \Delta}\,,
\end{aligned}
\tag{C.5}
$$

où les γ_i^L sont les paramètres de Luttinger, et où E_P et P_0 sont reliés par $E_P = (2m_0/\hbar^2)P_0^2$.

C.3 Éléments de matrice de l'hamiltonien de Kohn-Luttinger dépendant des contraintes mécaniques

Dans la base C.2, l'hamiltonien de Kohn-Luttinger dépendant des contraintes mécaniques est (Bahder, 1990)

$$D = \begin{bmatrix} a'e & 0 & -v^* & 0 & -\sqrt{3}v & \sqrt{2}u & u & -\sqrt{2}v^* \\ & a'e & \sqrt{2}u & \sqrt{3}v^* & 0 & v & -\sqrt{2}v & -u^* \\ & & -p+q & -s^* & r & 0 & \frac{3}{2}^{1/2}s & -\sqrt{2}q \\ & & & -p-q & 0 & r & -\sqrt{2}r & \frac{1}{\sqrt{2}}s \\ & & & & -p-q & s^* & \frac{1}{\sqrt{2}}s^* & \sqrt{2}r^* \\ & & & & & -p+q & \sqrt{2}q & \frac{3}{2}^{1/2}s^* \\ & & & & & & -ae & 0 \\ & & & & & & & -ae \end{bmatrix}, \qquad \text{(C.6)}$$

où la partie inférieure suit immédiatement par hermiticité. Les éléments de matrice sont

$$
\begin{aligned}
p &= a(e_{xx} + e_{yy} + e_{zz}) \,, \\
q &= b[e_{zz} - 1/2(e_{xx} + e_{yy})] \,, \\
u &= \frac{1}{\sqrt{3}} P_0 \sum_j e_{zj} k_j \,, \\
r &= \frac{\sqrt{3}}{2} b(e_{xx} - e_{yy}) - i d e_{xy} \,, \\
v &= \frac{1}{\sqrt{6}} P_0 \sum_j (e_{xj} - i e_{yj}) k_j \,, \\
s &= -d(e_{xz} - i e_{yz}) \,, \\
e &= e_{xx} + e_{yy} + e_{zz} \,,
\end{aligned}
\tag{C.7}
$$

où les a, b, d et a' sont des constantes liées aux potentiels de déformation qui couplent les contraintes mécaniques aux bandes d'énergie. Les e_{ij} sont les composantes du tenseur de déformation mécanique.

Puisqu'à notre connaissance, aucune mesure expérimentale n'a jusqu'à présent mis en évidence l'effet de l'absence de symétrie d'inversion sur les deux états de spin, nous avons négligé ces termes dans l'hamiltonien H. Nous pouvons obtenir la structure de bande de matériaux en volume directement en diagonalisant cet hamiltonien et en interprétant k_x, k_y et k_z comme des paramètres. Récemment, les éléments de matrice de cet hamiltonien ont été généralisés pour des structures fabriquées sur des surfaces autres que (100) (Los et Fasolino, 1996).

ANNEXE D

Paramètres des matériaux InGaAsP/InP, InGaAsP/GaAs et AlGaAs/GaAs utilisés dans le calcul de bandes

Afin de calculer la structure de bande d'hétérostructures sous contraintes, nous avons colligé les paramètres de matériaux de différentes sources (Adachi, 1982; Madelung, 1982; de Walle et Martin, 1989; Adachi, 1992). Les paramètres des alliages ternaires et quaternaires sont obtenus par interpolation entre ceux des matériaux binaires :

$$\begin{aligned} T(x) &= (1-x)P_{GaAs} + xP_{AlAs} \\ Q(x,y) &= (1-x)yP_{InAs} + (1-x)(1-y)P_{InP} + xyP_{GaAs} + x(1-y)P_{GaP} \end{aligned} \tag{D.1}$$

Les paramètres des matériaux binaires sont présentés au tableau D.1, où a_0 est la constante de maille du réseau cristallin et S est $-2\sigma/(1-\sigma)$, σ étant le rapport de Poisson.

L'énergie de référence de la bande de conduction, E_c, est $E_c = -\Delta E_c(E_{g0} - E_g)$, où E_{g0} est une énergie de référence pour la bande interdite, par exemple celle du

substrat, et ΔE_c est la discontinuité de la bande de conduction par rapport à E_{g0}. Nous utilisons généralement un ΔE_c de 0,4 pour les alliages InGaAsP sur InP.

Nous devons aussi calculer les composantes du tenseur de déformation, e_{ij}. Pour ce faire, nous supposons que la contrainte mécanique est seulement due à la différence des constantes de maille entre le substrat et les couches de matériau, qu'elle est élastique et qu'il n'y a pas de dislocation. Les couches de matériau sont donc pseudomorphiques : la dimension des mailles dans le plan des interfaces est imposée par le substrat. Dans ces conditions, les éléments non diagonaux du tenseur de déformation sont tous nuls. Les éléments diagonaux sont

$$\begin{aligned} e_{xx} &= a_0^{substrat}/a_0^{couche} - 1\,, \\ e_{yy} &= a_0^{substrat}/a_0^{couche} - 1\,, \\ e_{zz} &= -S e_{xx}\,, \end{aligned} \tag{D.2}$$

pour des interfaces perpendiculaires à la direction Z (O'Reilley, 1989). Dans l'équation D.2, $S = 2C_{12}/C_{11}$, alors que C_{11} et C_{12} sont les constantes d'élasticité du matériau.

Tableau D.1 : Paramètres des matériaux binaires utilisés pour le calcul de bande d'hétérostructures sous contraintes à 300 K.

	InAs	InP	GaAs	GaP	AlAs
γ_1^L	20,4	5,0	6,85	4,05	3,45
γ_2^L	8,37	1,5	2,1	0,49	0,68
γ_3^L	9,1	2,35	2,86	1,25	1,29
m_e/m_0	0,023	0,079	0,067	0,170	0,150
E_g (eV)	0,35	1,35	1,42	2,75	2,67
Δ (eV)	0,43	0,11	0,34	0,10	0,30
E_P (eV)	22,2	20,4	25,7	22,2	21,1
a' (eV)	-5,4	-5,4	-7,1	7,1	-7,1
a (eV)	-0,6	-1,0	-2,7	-2,2	-2,7
b (eV)	-1,8	-2,0	-1,7	-1,5	-1,5
d (eV)	-3,6	5,0	-4,6	-4,6	-3,4
$a_0(\AA)$	6,0584	5,8688	5,6533	5,4512	5,6611
S	1,088	1,127	0,906	0,886	0,948

ANNEXE E

Éléments de matrice de la transition optique dans la base de Kohn-Luttinger

Dans cette annexe, nous présentons les éléments de matrice de la transition optique dans la base C.2 de l'annexe C, afin de pouvoir calculer l'intégrale 3.17.

Par symétrie des harmoniques sphériques, les seuls éléments de matrice non nuls pour les fonctions $|x\rangle$, $|y\rangle$, $|z\rangle$ et $|s\rangle$ sont les suivants :

$$\langle s|p_z|z\rangle = \langle s|p_y|y\rangle = \langle s|p_x|x\rangle = P_0 \,. \tag{E.1}$$

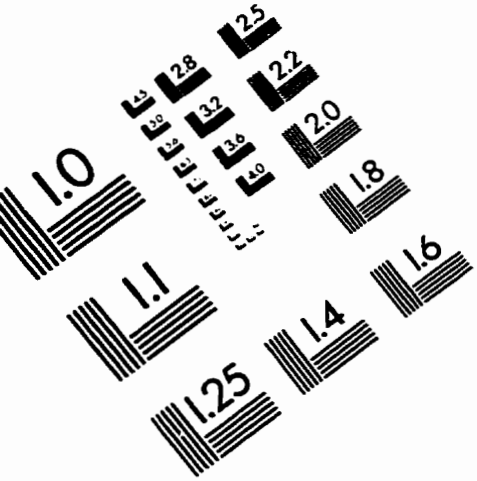
Or, $E_p = (2m_0/\hbar^2)P_0^2$ et, pour la plupart des matériaux III-V, vaut environ 20 eV (annexe D). Alors $P_0 \sim 1 \times 10^{-28}$ kg m s^{-1}.

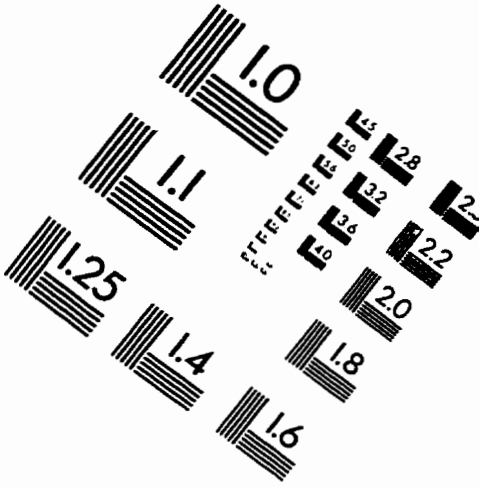
De ces résultats, nous déduisons que les seuls éléments de matrice non nuls dans la base C.2 sont les suivants :

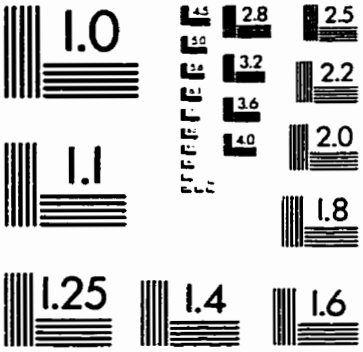
$$
\begin{aligned}
\langle u_1|\mathbf{p}|u_3\rangle &= \tfrac{-i}{\sqrt{6}}\langle s|p_x|x\rangle + \tfrac{1}{\sqrt{6}}\langle s|p_y|y\rangle\,, \\
\langle u_1|\mathbf{p}|u_5\rangle &= \tfrac{-i}{\sqrt{2}}\langle s|p_x|x\rangle - \tfrac{1}{\sqrt{2}}\langle s|p_y|y\rangle\,, \\
\langle u_1|\mathbf{p}|u_6\rangle &= i\sqrt{\tfrac{2}{3}}\langle s|p_z|z\rangle\,, \\
\langle u_1|\mathbf{p}|u_7\rangle &= \tfrac{i}{\sqrt{3}}\langle s|p_z|z\rangle\,, \\
\langle u_1|\mathbf{p}|u_8\rangle &= \tfrac{-i}{\sqrt{3}}\langle s|p_x|x\rangle + \tfrac{1}{\sqrt{3}}\langle s|p_y|y\rangle\,, \\
\langle u_2|\mathbf{p}|u_3\rangle &= i\sqrt{\tfrac{2}{3}}\langle s|p_z|z\rangle\,, \\
\langle u_2|\mathbf{p}|u_4\rangle &= \tfrac{i}{\sqrt{2}}\langle s|p_x|x\rangle - \tfrac{1}{\sqrt{2}}\langle s|p_y|y\rangle\,, \\
\langle u_2|\mathbf{p}|u_6\rangle &= \tfrac{i}{\sqrt{6}}\langle s|p_x|x\rangle + \tfrac{1}{\sqrt{6}}\langle s|p_y|y\rangle\,, \\
\langle u_2|\mathbf{p}|u_7\rangle &= \tfrac{-i}{\sqrt{3}}\langle s|p_x|x\rangle - \tfrac{1}{\sqrt{3}}\langle s|p_y|y\rangle\,, \\
\langle u_2|\mathbf{p}|u_8\rangle &= \tfrac{-i}{\sqrt{3}}\langle s|p_z|z\rangle\,.
\end{aligned}
\tag{E.2}
$$

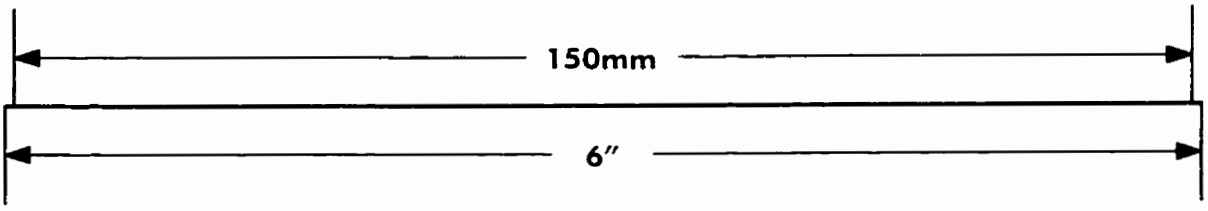
Ces éléments de matrice ont la particularité d'introduire une anisotropie. En effet, dans un puits quantique, la direction z n'est pas équivalente aux directions x et y. Par exemple, de la lumière ayant son vecteur de polarisation dans la direction z couple seulement la base u_1 avec les bases u_6 et u_7. Ces dernières sont associées aux trous légers et aux trous de la bande découplée par spin-orbite. Dans ces conditions, la lumière ne provoque donc pas de transition due aux trous lourds. Le spectre d'absorption sera donc différent selon la direction de propagation et la polarisation de la lumière.

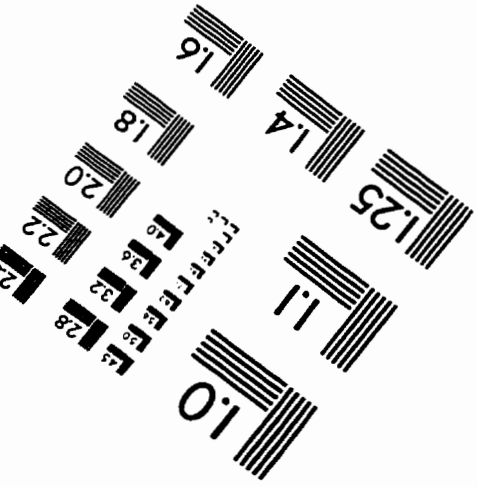
IMAGE EVALUATION TEST TARGET (QA-3)

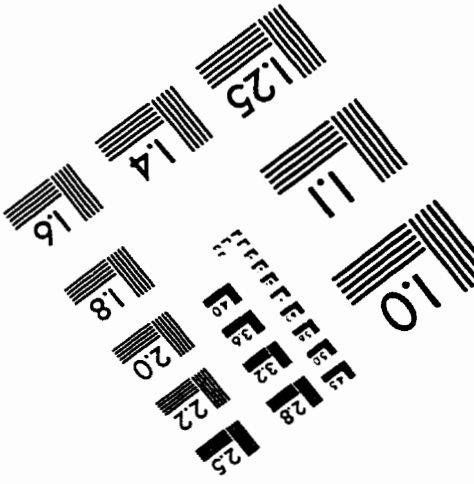










APPLIED IMAGE, Inc
1653 East Main Street
Rochester, NY 14609 USA
Phone: 716/482-0300
Fax: 716/288-5989

© 1993, Applied Image, Inc., All Rights Reserved