

ETUDE DE L'AMPLIFICATION OPTIQUE ET DE SA SATURATION DANS LES Puits QUANTIQUES

THÈSE N° 1201 (1993)

PRÉSENTÉE AU DÉPARTEMENT DE PHYSIQUE

ÉCOLE POLYTECHNIQUE FÉDÉRALE DE LAUSANNE

POUR L'OBTENTION DU GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES

PAR

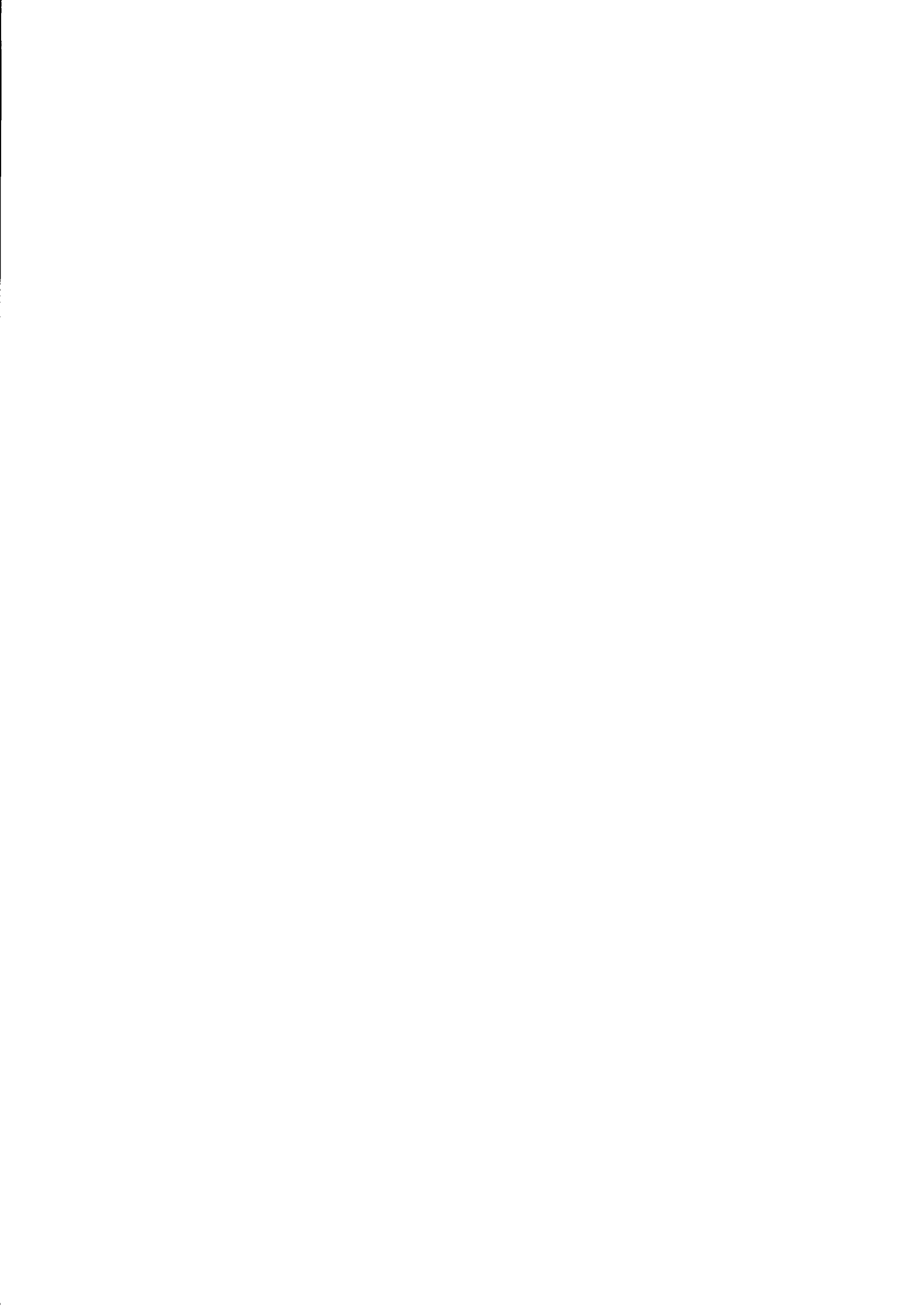
JÉRÔME BUTTY

Physicien diplômé EPFZ
originaire de Rueyres-les-Prés et d'Ursy (FR)

acceptée sur proposition du jury:

Dr J.-L. Staehli, rapporteur
Prof. B. Deveaud-Plédran, corapporteur
Dr B. Gil, corapporteur
Prof. M. Guzzi, corapporteur

Lausanne, EPFL
1994



à mon père

Résumé

Nous étudions les propriétés optiques des puits quantiques de GaAs/Al_xGa_{1-x}As fortement photo-excités dans la géométrie de l'amplificateur optique unidimensionnel. Une partie de notre travail porte sur la mesure des spectres de gain par la technique dite de "variation de la longueur d'excitation". Nous proposons deux nouvelles méthodes pour l'ajustement de spectres de gain à partir de la luminescence amplifiée (LA) mesurée en fonction de la longueur L de l'amplificateur. Elles nous permettent de réduire le nombre de paramètres à ajuster, et/ou de vérifier la présence d'un quasi-équilibre thermique des porteurs dans le plasma électron-trou. Nos échantillons, pompés optiquement par des intensités allant jusqu'à 100 kW/cm^2 , présentent des coefficients de gain optique (g) compris entre 10 et 30 cm^{-1} par puits, pour nos températures de bain basses (de 2 à 140 K). Les pertes de LA par diffusion sur des défauts cristallins sont difficiles à déterminer.

Une autre partie du travail porte sur les effets de la saturation de l'amplification optique. Pour ceci, nous avons mesuré la dépendance spatiale de la densité lumineuse amplifiée qui se propage en direction de l'amplificateur et de l'émission spontanée dans la direction perpendiculaire. Ces profils sont symétriques par rapport au centre de la raie puisqu'il y a deux ondes qui se propagent en direction opposée. Nous avons résolu numériquement l'équation de l'amplificateur optique unidimensionnel, en supposant un état stationnaire et une distribution quasi-thermique des porteurs, et en tenant compte des pertes dans la structure en guide d'onde. Ces solutions présentent deux domaines: le premier, que nous appellerons linéaire ou non-saturé, pour les L courts et/ou les coefficients de gain petits, quand la densité de porteurs et le spectre de gain ne varient pas le long de l'amplificateur; le deuxième, quand les effets de saturation se manifestent.

Pour $g \cdot L > 5$ environ, l'intensité de la LA décroît à certaines énergies des photons. Cette saturation de l'amplification optique se produit en premier sur la partie à haute énergie des spectres de LA. Nous trouvons que la saturation est provoquée: (1) par le dépeuplement des porteurs à travers la recombinaison stimulée des paires électron-trou, et (2) par les pertes de lumière.

Les profils expérimentaux sont en accord semi-quantitatif avec ceux que nous obtenons par nos calculs numériques. En observant les spectres spontanés, nous ne trouvons pas d'évidence d'une distribution non-thermique des électrons ou des trous. Les pertes de lumière empêchent la LA d'atteindre une intensité très forte et le taux de recombinaison stimulée demeure toujours plus faible que le taux de thermalisation intra-sousbande.

Abstract

We study the optical properties of strongly photo-excited GaAs/Al_xGa_{1-x}As Quantum Wells in the one-dimensional optical amplifier geometry. One part of our work deals with gain measurements using the "variable stripe length method". We are proposing two new fitting procedures to adjust gain spectra from the amplified luminescence (AL) measured as a function of stripe length L. These procedures allow us to reduce the number of fitting parameters, and to verify whether a quasi thermal equilibrium among the carriers of the electron-hole plasma is established. Our samples, optically pumped using intensities up to 100 kW/cm², show optical gain coefficients (g) between 10 and 30 cm⁻¹ per well, at our low bath temperatures ranging between 2 K and 140 K. The losses of AL, caused by crystal imperfections, are difficult to determine.

Another part of our work deals with saturation effects of optical amplification. For this, we measured the spatial dependence of the amplified luminous density travelling in the direction of the stripe and of the spontaneous emission in perpendicular direction to it. These profiles are symmetrical with respect to the center of the stripe, as there are two counter-propagating waves in our guide. We solved numerically the one-dimensional amplifier equation, assuming stationary conditions and a quasi thermal distribution of the carriers, and accounting for the optical losses in the wave guiding structure. The solutions have two regimes: the first one, which we call linear or unsaturated, is applicable in the case of short stripe lengths L and/or low gain coefficients for which the carrier density is constant in direction of the amplifier; the second one describes saturation effects.

For $g \cdot L > 5$, the AL intensity decreases at certain photon energies. This saturation of the optical amplification appears initially on the high energy part of AL spectra. We

find that these saturation effects are due to: (1) carrier depopulation through stimulated recombination of the electron-hole pairs, and (2) the losses of light.

The experimental profiles agree semi-quantitatively with our numerical calculations. Observing the spontaneous emission spectra, we find no evidence of non-thermal carrier distribution. The light losses prevent the AL from reaching very strong intensities and thus the stimulated recombination rate remains always lower than the intra subband thermalization rate.

Table des matières

1	Introduction	1
2	Puits quantiques dans les semiconducteurs III-V: niveaux électroniques et propriétés optiques	5
2.1	Niveaux électroniques.....	6
2.1.1	Structure de bande et niveaux d'énergie	6
2.1.1.1	Semiconducteurs massifs.....	6
2.1.1.2	Hétérostructures	7
2.1.2	Densité d'états (gaz électronique parfait).....	9
2.1.3	Forte densité de porteurs.....	10
2.2	Transitions optiques	11
2.2.1	Nomenclature des transitions et règles de sélection	12
2.2.2	Excitation optique: génération des porteurs à forte densité	15
2.2.2.1	Effets de forte densité (forte excitation)	15
2.2.3	Recombinaisons	17
2.2.3.1	Émission spontanée.....	17
2.2.3.2	Émission stimulée - gain.....	20
2.2.3.3	Processus non radiatifs.....	21
3	Description des échantillons et de l'appareillage	23
3.1	Description des échantillons.....	23
3.1.1	PQs de GaAs/(Al,Ga)As	23
3.1.2	PQs de (Ga,In)As/(Ga,In)(As,P).....	25
3.1.3	Structure en guide d'onde et facteur de confinement.....	25
3.2	Montage pour la spectroscopie optique.....	26
3.2.1	Source d'excitation : le laser	26
3.2.2	Le cryostat.....	28
3.2.3	Le spectromètre.....	28
3.2.4	Amplification et traitement du signal lumineux	29
3.3	Montage pour les mesures de gain	32
3.4	Densité d'excitation	34
3.5	Autres méthodes expérimentales pour mesurer le gain optique.....	35
4	Amplification optique non saturée	37
4.1	L'amplificateur optique unidimensionnel.....	37
4.2	Méthodes d'analyse du gain non saturé	40

4.2.1	Méthode I.....	40
4.2.2	Méthode II.....	41
4.2.3	Méthode III.....	41
4.2.4	Application et comparaison des trois méthodes.....	42
4.2.5	Discussion des trois méthodes.....	44
4.3	Gain dans les PQs de GaAs.....	45
4.3.1	Température constante.....	46
4.3.2	Différentes Températures.....	49
4.3.3	Différents échantillons.....	50
4.4	Gain dans les PQs de GaInAs.....	51
4.5	Précision des ajustements.....	53
4.5.1	Règles à suivre.....	54
4.5.2	Résumé.....	58
4.6	Largeur spectrale de la luminescence amplifiée.....	58
4.7	Comparaison des résultats avec la littérature.....	60
5	Saturation de l'amplification optique	63
5.1	Saturation de la luminescence amplifiée.....	64
5.2	Mécanismes de saturation: nomenclature.....	65
5.3	Différentes approches de la saturation.....	68
5.4	Notre modèle de la saturation.....	73
5.5	Comparaison entre le modèle et l'expérience.....	77
5.6	Discussion du modèle.....	88
5.6.1	Influence des différents paramètres expérimentaux sur le modèle.....	88
5.6.2	Mode TM.....	91
5.6.3	Réflexion au bord de l'échantillon.....	92
5.6.4	Coupeure des spectres de gain du côté des énergies élevées.....	94
5.7	Conclusion du chapitre 5.....	96
6	Conclusion et perspectives	99
Appendice A: échantillons		103
A1	PQs de GaAs/(Ga,Al)As.....	103
A2	PQs de (Ga,In)As/(Ga,In)(As,P).....	104
Appendice B: codes numériques		105
B1	Programmes GFIT*.....	105
B2	Programmes SAT*.....	106
	Transitions optiques.....	107
	Génération.....	107
	Angle solide et guidage de la lumière.....	108
Références		109
Remerciements		115
Curriculum Vitae		116
	Liste des publications.....	117

Liste des figures

Figure 2.1	Structure de bande du GaAs massif selon la réf. [17].....	7
Figure 2.2	Schéma de la structure de sous-bandes d'énergie.....	9
Figure 2.3	Schéma de la densité d'états dans un PQ selon l'équation (2.2).....	10
Figure 2.4	Puits quantique rectangulaire avec les deux premiers sous-niveaux.....	14
Figure 2.5	Fonction spectrale des paires eh (a) et densité d'états conjointe (b).....	16
Figure 2.6	Spectres de luminescence spontanée de l'échantillon AB 296 à 2 K (a), 100 K (b) et 140 K (c)	19
Figure 2.7	Spectres d'émission spontanée et d'émission stimulée mesurés avec un polariseur	20
Figure 3.1	Structure typique des échantillons à multi PQs.....	24
Figure 3.2	Montage optique pour les mesures de PL à basse température	27
Figure 3.3	Schéma de branchement de l'intensificateur d'image en mode pulsé.....	30
Figure 3.4	Montage optique pour les mesures du gain	32
Figure 4.1	Schéma de l'amplificateur optique.....	38
Figure 4.2	Spectres de luminescence amplifiée de l'échantillon AB 296, mesurés à une température du bain de 2 K pour différentes longueurs de raie L	40
Figure 4.3	Intensités de luminescence amplifiée en fonction de la longueur de la raie L pour différentes longueur d'onde.....	43
Figure 4.4	Spectres de gain effectif $g(\lambda)$ -k et spectres de luminescence spontanée $p_s(\lambda)$ pour l'échantillon AB 296 ($T_{\text{bain}} = 2 \text{ K}$), en utilisant les trois méthodes.....	44
Figure 4.5	Spectres de gain effectif $g - k$ de l'échantillon AB 296 à 2 K	47
Figure 4.6	Spectres de gain effectif $g - k$ de l'échantillon GW 133 à 2 K	47
Figure 4.7	Spectres de gain effectif $g - k$ de l'échantillon AB 296 à 100 K	48
Figure 4.8	Spectres de gain effectif $g - k$ de l'échantillon AB 296 à 140 K	49
Figure 4.9	Spectres de gain effectif $g - k$ de l'échantillon AB 296 à trois températures différentes	50
Figure 4.10	Spectres de gain électronique (par puits) de différents échantillons mesurés à 2 K.	51

Figure 4.11	Spectres de luminescence amplifiée de l'échantillon AR 312 à T=2 K	52
Figure 4.12	Spectres de gain effectif des PQs d'InGaAs	53
Figure 4.13	Comparaison du gain ajusté avec deux méthodes et des χ^2 résultants.....	56
Figure 4.14	Comparaison du gain calculé avec les trois méthodes du §4.2	57
Figure 4.15	Largeur de ligne à mi-hauteur Δ_{LA} des spectres de LA en fonction de (g-k) _{max} ·L.....	59
Figure 5.1	Saturation de la LA de GW 133 à 2 K	64
Figure 5.2	Intensités de la LA mesurée en fonction de L à deux longueurs d'onde ...	65
Figure 5.3	Représentation schématique d'un système à deux (a) et à trois (b) niveaux	66
Figure 5.4	Gain de GW 133 ajusté avec et sans saturation	70
Figure 5.5	Schéma de l'échantillon excité par un rayon laser focalisé en forme de raie rectangulaire	74
Figure 5.6	(a) Spectres d'émission spontanée $p_s(h\omega)$ à différentes positions sur la raie excitée à une température de bain de 140 K.....	78
Figure 5.7	Graphe logarithmique des intensités de LA intégrée P^{tot} en fonction de la longueur de la raie L.....	79
Figure 5.8	Profils (a) de la LA intégrée P^{tot} , (b) de la luminescence spontanée intégrée p_s^{tot} , et (c) de la largeur spectrale expérimentale Δ_s de l'émission spontanée à 140 K.....	80
Figure 5.9	Profils (a) de la LA intégrée P^{tot} , (b) de la luminescence spontanée intégrée p_s^{tot} , et (c) de la largeur spectrale expérimentale Δ_s de l'émission spontanée à 2 K.....	82
Figure 5.10	Spectres de luminescence spontanée mesurée, calculée, et de LA calculée à 2 K	83
Figure 5.11	Spectres calculés de luminescence spontanée $p_s(h\omega)$ et amplifiée $P(h\omega)$, à différentes positions sur la raie	84
Figure 5.12	Spectres de gain ajustés et calculés à 140 K	86
Figure 5.13	Spectres de gain ajustés et calculés à 2 K	87
Figure 5.14	Comparaison de la puissance de la LA expérimentale et théorique.....	87
Figure 5.15	Profils de la densité de porteurs n et la puissance de la LA P^{tot}_{TE}	89
Figure 5.16	Profils de la puissance de la LA P^{tot}_{TM} et P^{tot}_{TE} des modes TM et TE et du potentiel chimique total ($\mu_e + \mu_h$) au-dessus du gap réduit.....	92
Figure 5.17	Profil de l'émission spontanée p_s^{tot} et stimulée intégrée P^{tot} avec réflexion de la LA au bord de l'échantillon.	93

Chapitre 1

Introduction

Les applications optiques de semiconducteurs (SCs) ont accompli un pas de géant en 1962, avec la réalisation des premières diodes lasers à SCs [1-3]. Néanmoins, dans les années 60, la compréhension des processus physiques en jeu dans les diodes lasers restait rudimentaire, surtout en raison de l'effet du fort dopage des structures qui masquait les propriétés intrinsèques des cristaux. Dans les années 70, les chercheurs commencèrent à étudier le changement des propriétés optiques des SCs purs soumis à une photo-excitation intense [4]. Il devint bientôt clair que les interactions entre les paires électron-trou (eh) excitées influencent ces propriétés optiques d'une manière décisive. La physique des SCs fortement excités est déterminée par les effets à N-corps, car la phase la plus stable des paires eh excitées à forte densité est un plasma métallique [5, 6]. A faible densité (et à basse température), les paires eh forment un gaz électronique (composé d'excitons), et sont dans un état de quasi équilibre thermique. On peut attribuer à ces paires une température et un potentiel chimique (μ_e et μ_h pour les électrons et les trous). A basse température, μ_e et μ_h sont situés dans la bande interdite E_g du SC. A forte densité, si $\mu_e + \mu_h > E_g$ (les paires sont toujours en quasi équilibre thermique), la population électronique se trouve dans un état inversé, il y a des e dans la bande de

conduction et des h dans la bande de valence, et le plasma eh peut donner naissance au gain optique.

Au début des années 1970, en suivant les travaux originaux d'Esaki et Tsu [7], le développement de nouvelles techniques de croissance épitaxiale (MBE) a stimulé un grand nombre de nouveaux travaux, qui débouchèrent rapidement sur de nombreuses applications. Les structures à puits quantiques (PQs) en sont peut-être la manifestation la plus spectaculaire [8, 9]. Dans ces structures, les électrons sont confinés dans un puits de potentiel et ils ne peuvent se mouvoir que dans le plan des couches: ils forment un gaz électronique quasi-bidimensionnel. Le premier laser à PQs, qui présente des avantages technologiques certains (courant de seuil laser plus bas, contrôle du coefficient de gain et de la longueur d'onde émise etc...) en raison du confinement quasi-bidimensionnel des porteurs [10], a été réalisé en 1975 [11]. L'optoélectronique et l'optique intégrée ont trouvé un second souffle grâce à ces progrès dans la technique de croissance des cristaux et dans la technologie des nanostructures.

Le but de ce travail est d'appliquer les résultats des théories à N-corps à l'étude de l'amplification optique du plasma eh confiné dans des structures à puits quantiques. L'amplification est donnée par le coefficient de gain optique, que nous avons choisi de mesurer avec la technique dite de "variation de la longueur d'excitation" [12]. En effet, cette méthode présente une géométrie de mesure similaire à celle d'une diode laser, les résultats sont donc directement applicables. Nous avons aussi analysé la saturation de l'amplification optique, qui est observable lorsque l'intensité lumineuse devient forte dans l'amplificateur, et qui peut constituer une entrave au bon fonctionnement des diodes lasers.

Le texte est organisé ainsi:

Dans le **deuxième chapitre**, nous commençons par rappeler les propriétés électroniques des PQs, dans lesquelles le confinement quantique des porteurs produit des différences non seulement quantitatives, mais aussi qualitatives par rapport aux

matériaux massifs. Nous introduisons ensuite le formalisme utilisé pour la description des processus optiques, i.e. émission spontanée, émission stimulée et absorption. Les points importants sont les probabilités de transition optique des électrons, la statistique quantique de Fermi-Dirac et les effets à N-corps qui régissent les interactions entre les porteurs.

Le **troisième chapitre** est consacré à la description des échantillons et du montage expérimental utilisés pour la spectroscopie du gain. Nous décrivons aussi les autres méthodes présentées dans la littérature pour mesurer le gain dans les PQs.

Dans le **chapitre 4** nous décrivons l'équation de l'amplificateur unidimensionnel et ses solutions dans le cas de l'amplification non saturée. Nous développons trois méthodes d'ajustement des spectres de gain et nous montrons les résultats de la technique de variation de la longueur d'excitation dans l'analyse du gain, à partir de mesures réalisées à des températures et des puissances d'excitation différentes sur des PQs de GaAs/Al_xGa_{1-x}As. Nous terminons par une discussion des problèmes ouverts et par la comparaison avec les résultats publiés dans la littérature.

Le **chapitre 5** est consacré à la saturation de l'amplification optique. Après une description des observations expérimentales, nous rappelons les différentes approches utilisées dans la littérature pour expliquer la saturation. Nous montrons qu'elles ne parviennent pas à décrire correctement nos mesures et nous développons un modèle de l'amplification optique qui parvient à expliquer semi-quantitativement le comportement observé, et ceci sans faire appel à des processus hors-équilibre thermique (hole burning).

Les **contributions originales** de notre travail dans la description et la compréhension des processus optiques dans les PQs fortement excités sont:

- la mise en oeuvre de deux nouvelles méthodes pour l'ajustement des spectres de gain [13]. La première méthode utilise les spectres de luminescence spontanée mesurée afin de réduire le nombre de paramètres à ajuster et dans la deuxième méthode on suppose que les porteurs sont dans un état d'équilibre thermique,

- un modèle de la saturation de l'amplification qui améliore celui de Goebel et al. [14] et qui est applicable aux structures en guide d'onde [15, 16]. Ce modèle tient compte en particulier des effets à N-corps dans le plasma eh et des pertes de luminescence amplifiée. Il nous permet de décrire la dépendance spatiale des spectres de luminescence et des densités lumineuses et de porteurs mesurés le long de l'amplificateur optique.

Chapitre 2

Puits quantiques dans les semiconducteurs III-V : niveaux électroniques et propriétés optiques

Ce chapitre introduit et résume les notions théoriques élémentaires utilisées dans la suite du travail. Il est séparé en deux parties, afin d'introduire séparément les notions de matière et de lumière. La matière est décrite dans notre étude par les niveaux d'énergie des électrons et la lumière est composée de photons d'énergie lumineuse proche de la bande interdite du matériau étudié.

- la première partie traite des propriétés électroniques des PQs (puits quantiques) dans les matériaux semiconducteurs III-V. L'accent est mis sur le GaAs et le GaInAs qui ont été mesurés expérimentalement.

- la 2^e partie du chapitre est consacrée aux propriétés optiques des PQs. Les processus de recombinaison issus d'une excitation optique sont rappelés.

Le but est d'expliquer le formalisme que nous avons utilisé pour la description des processus de recombinaison optique et d'absorption dans les PQs. L'analyse de ces transitions, la spectroscopie optique, nécessite aussi l'étude des transitions

électroniques. La spectroscopie est donc au carrefour des deux notions fondamentales présentées dans ce chapitre, l'électron et le photon, car elle permet d'étudier l'interaction lumière-matière.

2.1 Niveaux électroniques

2.1.1 Structure de bande et niveaux d'énergie

2.1.1.1 Semiconducteurs massifs

Les PQs que nous avons étudiés au cours de ce travail étaient composés de SCs (semiconducteurs) III-V, le GaAs et l'alliage (In,Ga)As pour les puits, et respectivement les alliages (Al,Ga)As et (In,Ga)(As,P) pour les barrières. La caractéristique principale de ces matériaux massifs est qu'ils sont directs, c.à.d. que la largeur minimale de la bande interdite E_g entre la bande de conduction et la bande de valence est située au centre de la zone de Brillouin, en $k = 0$ (point Γ). La nature de la bande interdite, directe ou indirecte, joue un rôle fondamental dans l'interaction du semiconducteur avec le rayonnement électromagnétique. Notons simplement ici que dans un SC direct un électron (e) peut sauter de la bande de valence dans la bande de conduction sans changer de vecteur d'onde k (le vecteur k du photon absorbé est pratiquement nul). On dit alors que la transition est verticale dans l'espace k (voir § 2.2.1). Dans un SC indirect, les transitions sont obliques : elles sont accompagnées d'un changement de vecteur k , sous la forme d'une absorption ou d'une émission de phonons.

La structure de bande du GaAs à température ambiante est représentée sur la figure 2.1. Autour du point Γ et pour de petits vecteurs d'onde k , les bandes de conduction et de valence sont approximativement paraboliques. La bande de valence est dégénérée et contient une contribution de trous lourds (hh) et une contribution de trous légers (lh). Nous négligerons par la suite la bande splitt-off qui est située sous la bande de valence. Les structures des bandes de l'(In,Ga)As, de l'(Al,Ga)As et du (In,Ga)(As,P) sont qualitativement égales, seule la largeur de la bande interdite et la courbure des bandes (masses effectives) changent par rapport au GaAs.

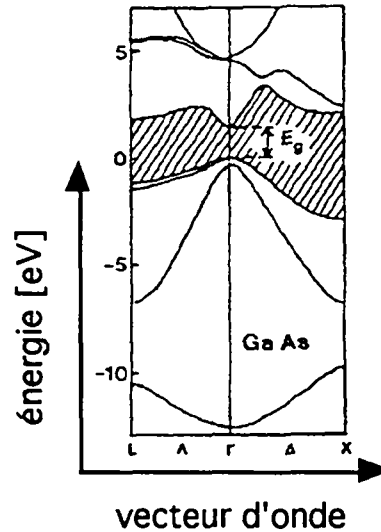


Figure 2.1 Structure de bande du GaAs massif selon la réf. [17]. On remarque la bande interdite directe E_g (hachurée) et les bandes de conduction et de valence presque paraboliques autour du point de symétrie Γ .

2.1.1.2 Hétérostructures

Nous considérons maintenant une hétérostructure composée d'une couche de GaAs d'épaisseur L_p entourée de deux couches de GaAlAs. Comme $E_{g,\text{GaAs}} < E_{g,\text{GaAlAs}}$, cette structure forme des puits de potentiel pour les e et les h (figure 2.4). De plus, si l'épaisseur de la couche centrale est de l'ordre de la longueur d'onde de de Broglie, les électrons situés dans le puits se trouvent dans un régime quantique: leur mouvement est toujours libre dans le plan du puits (nommé plan perpendiculaire à la direction de croissance ou plan xy par la suite), mais il est quantifié dans la direction de croissance (axe z). Les porteurs confinés dans le PQ ont donc des propriétés quasi-bidimensionnelles, qui sont souvent qualitativement bien différentes des propriétés des SCs massifs. Ces propriétés quasi-bidimensionnelles sont particulièrement remarquables sur le comportement optique non linéaire des SCs, et elles trouvent des applications toujours plus nombreuses dans les dispositifs électroniques et optoélectroniques modernes.

Précisons encore que nous nous sommes intéressés à des structures composées d'une séquence de plusieurs puits et barrières successifs. Si les barrières sont suffisamment larges (environ 200 Å), la probabilité qu'un e passe d'un puits à l'autre par effet tunnel est faible. En d'autres termes, les puits sont indépendants les uns des

autres. Dans chacun des puits, la structure de sous-bandes est analogue à celle du puits unique, le mouvement des e dans la structure est bidimensionnel. Cette série de PQs indépendants porte le nom de structure à multi-PQs, alors que si les puits sont couplés, on parle de superréseau.

Une conséquence importante du comportement bidimensionnel des e (ou des h) confinés dans un PQ se remarque sur les états d'énergie occupés par ces porteurs. Ces états sont quantifiés dans la direction de croissance. Les fonctions propres de l'hamiltonien sont séparables en un produit d'une fonction de Bloch et d'une fonction enveloppe [18]. Dans l'approximation de la masse effective [9, 19], les états d'énergie permis pour les e sont donnés par les valeurs propres de l'équation de Schrödinger pour un puits rectangulaire. En admettant que les bandes sont paraboliques, les états d'énergie propres des e dans la bande de conduction s'écrivent donc :

$$E = E_i + \frac{\hbar^2 k_{\perp}^2}{2m_{e\perp}}, \text{ avec } k_{\perp}^2 \equiv k_x^2 + k_y^2 \quad (2.1)$$

où $m_{e\perp}$ est la masse effective de la bande de conduction et $E_i = \frac{\hbar^2 k_{z,i}^2}{2m_{e,z}}$ est l'énergie des électrons dans leur mouvement dans la direction z. Pour un puits de profondeur infinie on a $E_i = i^2 \frac{\pi^2 \hbar^2}{2m_{e,z} L_p^2}$, où i est le nombre quantique et L_p la largeur du puits. On obtient une expression similaire pour les états des trous dans la bande de valence. Toutefois, en raison de l'énergie de confinement différente des hh et des lh, la dégénérescence de la bande de valence (figure 2.1) est levée aussi en $k = 0$.

Les courbes de dispersion correspondant à cette approximation sont dessinées sur la figure 2.2. Pour le calcul des niveaux d'énergie de nos structures à PQs nous avons toutefois utilisé la théorie plus raffinée d'Andreani et Pasquarello [20, 21]. Leurs calculs tiennent compte de la profondeur finie des puits ainsi que de la structure de bande, toujours dans l'approximation de la masse effective, mais en incluant les effets de non-parabolicité et de mélange des deux bandes de valence.

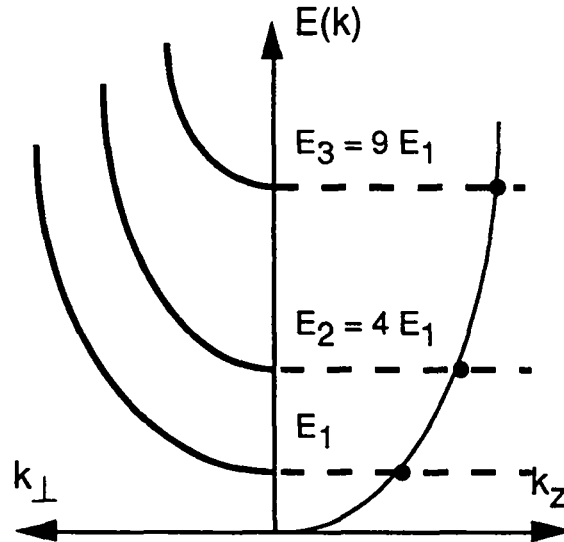


Figure 2.2 Schéma de la structure de sous-bandes d'énergie. Niveaux d'énergie discrets du puits infini et courbes de dispersion perpendiculaires à la direction de croissance (z).

2.1.2 Densité d'états (gaz électronique parfait)

La densité d'états totale à l'énergie E (par unité de surface et pour un PQ) est donnée par la somme des densités d'états dans chaque sous-bande i d'énergie E_i

$$D(E) = \sum_i \frac{m_i}{\pi \hbar^2} \Theta(E - E_i) \quad (2.2)$$

où $\Theta(E)$ est la fonction de Heaviside et m_i la masse effective de la particule dans la sous-bande i . $\frac{m_i}{\pi \hbar^2}$ est la densité d'états bidimensionnelle de la sous-bande i .

A la température T , la population d'une sous-bande est

$$n_i(\mu_i, T) = \int_{E_i}^{\infty} D(E) f_i(E) dE \quad (2.3)$$

où $f_i(E)$ est la fonction de distribution.

Dans un ensemble de porteurs, si les temps de collision (ou de thermalisation intrabande) sont beaucoup plus courts que le temps de recombinaison (voir § 2.2), nous sommes en présence d'un quasi équilibre et $f_i(E)$ sera en bonne approximation une fonction de Fermi:

$$f_i(E) = \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{E - \mu_i}{k_B T}\right)} \quad (2.4)$$

où μ_i est le potentiel chimique et k_B la constante de Boltzmann.

A basse température T et/ou à forte densité n , le gaz électronique obéit à la distribution de Fermi (2.4) et est dit dégénéré. A la limite des températures élevées et/ou des faibles densités ($|E - \mu_i| \ll k_B T$), la distribution (2.4) se ramène à la distribution de Boltzmann (gaz parfait): le gaz électronique est non-dégénéré. Du fait du rapport élevé entre la masse des h et celle des e , les h restent non dégénérés plus longtemps, lorsque l'on augmente la densité.

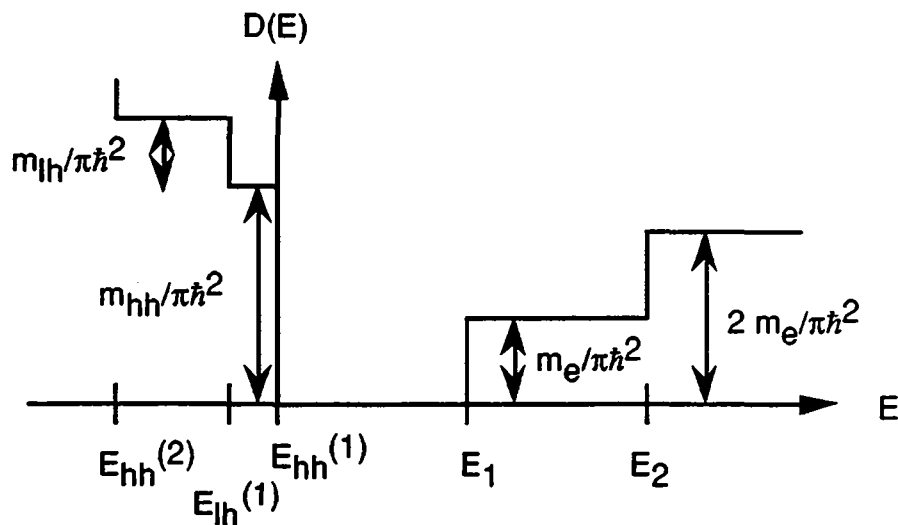


Figure 2.3 Schéma de la densité d'états associée au mouvement quasi-bidimensionnel des e et des h piégés dans un PQ, selon l'équation (2.2). L'origine de l'énergie est prise arbitrairement au sommet de la bande de valence des hh (trous lourds). Sur la partie positive de l'échelle de l'énergie, les deux premières sous-bandes ($n=1$ et $n=2$) des e sont représentées. On a $E_1 = E_g + E_{hh1}(n=1) + E_e(n=1)$, $E_2 = E_g + E_e(n=2)$. Sur le côté négatif de l'énergie se trouve le niveau $n=1$ des hh et lh (trous légers).

2.1.3 Forte densité de porteurs

Nous avons inclus dans notre modèle deux effets de forte densité de porteurs : l'élargissement des états à une particule et la renormalisation des gaps. Ils correspondent, dans le traitement de la théorie à N -corps, respectivement à la partie réelle et imaginaire de l'auto-énergie [6].

2.2.1 Nomenclature des transitions et règles de sélection

Les processus d'interaction entre les photons et les e d'un PQ sont l'émission spontanée, l'absorption et l'émission stimulée. Ces trois processus sont conditionnés par:

- la conservation de l'énergie totale
- la conservation de la quantité de mouvement (donnée par le vecteur d'onde \mathbf{k}).

(i) Si nous comparons la grandeur des vecteurs \mathbf{k} des photons et des électrons du bord de la zone de Brillouin, nous obtenons respectivement 10^{-3} \AA^{-1} et 1 \AA^{-1} . Ainsi, à l'échelle de la figure (2.1), la courbe de dispersion du photon est pratiquement verticale. Les transitions radiatives des e entre la bande de conduction et de valence sont donc verticales dans l'espace (E, \mathbf{k}) , ou en d'autres termes les paires eh concernées par la transition optique ont un vecteur d'onde $\mathbf{k}_e + \mathbf{k}_h$ nul.

Notons aussi que la présence d'impuretés dans le SC pondère la règle de conservation des \mathbf{k} [24]. En densité faible, les impuretés créent des états localisés dans la bande interdite. Lorsque la densité d'impuretés est importante, les états discrets s'élargissent en bandes d'énergie qui atteignent les bandes permises et créent aux extrema de celles-ci des queues de densité d'états. Les transitions radiatives entre ces queues ne sont soumises à aucune règle de conservation des \mathbf{k} , la variation de quantité de mouvement étant transmise à un atome d'impureté. Un phénomène similaire se produit aussi dans un SC non dopé fortement excité: les états sont élargis en énergie dans l'espace \mathbf{k} et l'effet est similaire à une relaxation partielle de la règle de conservation des \mathbf{k} .

(ii) Toutes les **transitions optiques inter-bandes** verticales ne sont pas permises dans un PQ. Ces règles de sélection se composent de deux parties, qui sont issues de la séparation des fonctions d'onde en produit d'une fonction de Bloch par une fonction enveloppe (voir § 2.1.1.2):

- L'élément de matrice dipolaire de la règle d'or de Fermi engendre des règles de sélection sur la **polarisation** de l'onde lumineuse émise ou absorbée par les e.

(i) Si on a une forte densité de particules n_i (plasma eh), les e et les h n'ont plus une énergie bien définie (dans la règle d'or de Fermi la probabilité de transition entre deux états est proportionnelle à une fonction δ en énergie). La conservation de l'énergie est toujours réalisée, mais à cause du temps de collision très court entre les particules d'une même sous-bande, les états sont élargis. La probabilité de trouver une particule à l'énergie E_i est donnée par sa fonction spectrale $A_i(E)$. Pour cette fonction, nous avons choisi (voir plus loin fig. 2.5):

$$A_i(E(k), E_i) = \frac{1 - \tanh^2(E(k) - E_i/\Gamma_i)}{2\Gamma_i} \quad (2.5)$$

(ii) Un autre effet dû à la forte densité de porteurs est la **renormalisation des niveaux d'énergie** des sous-bandes. Dans un plasma dense, la distance moyenne entre les particules devient courte, et l'approximation des particules indépendantes mauvaise. Il convient donc de prendre en compte les effets d'échange et de corrélation dans le plasma (écranage du potentiel coulombien). Ces effets à N-corps ont été calculés pour les plasmas quasi-bidimensionnels par Schmitt-Rink et al. [22] dans l'approximation de la phase aléatoire (RPA). Dans notre travail, nous avons utilisé la formule interpolée du gap réduit E_g' proposée par ces auteurs, valable lorsque $T \rightarrow 0$ pour des densités modérées du plasma :

$$E_g'(n) = E_g - C \cdot n^{1/3} \quad (2.6)$$

où C est une constante de proportionnalité adaptée pour reproduire les résultats théoriques de Bongiovanni [23].

2.2 Transitions optiques

Nous nous intéressons désormais aux états des paires eh et non plus aux états individuels comme dans la première partie. Nous considérons les transitions bande à bande des paires qui ont un vecteur d'onde total nul (voir règles de sélection), et nous négligeons les effets excitoniques et des impuretés, qui sont faibles lorsque la densité de paires est forte dans un plasma de température non nulle.

- L'intégrale de recouvrement entre les fonctions enveloppes sélectionne les **nombre quantiques** des sous-bandes initiales et finales.

Le calcul de ces règles de sélection est complexe car il nécessite de traiter rigoureusement la relation de dispersion $E(\mathbf{k})$. Et cette relation de dispersion dans le plan (\mathbf{k}_\perp) de la bande de valence est compliquée [20], c'est pourquoi nous reprendrons dans la suite le traitement simplifié de Bastard [9], qui considère des bandes paraboliques. Il faut toutefois se souvenir que les transitions interdites dans cette approche peuvent devenir permises en raison du mélange des bandes de valence hh et lh à $\mathbf{k}_\perp \neq 0$.

propagation	transition	polarisation ϵ_x	polarisation ϵ_y	polarisation ϵ_z
$\mathbf{k} // \mathbf{x}$	$hh_m \rightarrow e_n$	impossible	3 M_0 (TE)	interdite (TM)
	$lh_m \rightarrow e_n$	impossible	M_0 (TE)	4 M_0 (TM)
$\mathbf{k} // \mathbf{y}$	$hh_m \rightarrow e_n$	3 M_0 (TE)	impossible	interdite (TM)
	$lh_m \rightarrow e_n$	M_0 (TE)	impossible	4 M_0 (TM)
$\mathbf{k} // \mathbf{z}$	$hh_m \rightarrow e_n$	3 M_0	3 M_0	impossible
	$lh_m \rightarrow e_n$	M_0	M_0	impossible

Tableau 2.1 Règles de sélection pour la polarisation dans les transitions inter-bandes ($\mathbf{k}_\perp = 0$) entre une sous-bande m des h et une sous-bande n des e. ϵ_i indique la direction du champ électrique (polarisation) de la transition considérée. TE et TM sont les dénominations couramment utilisées pour les modes de propagation lumineuse dans un guide d'onde suivant les polarisations indiquées (voir chap. 3). Les forces relatives des transitions sont exprimées par rapport à l'élément de matrice M_0 , relaté à l'élément de matrice de Kane E_p par la relation $E_p = 2 m_e M_0$ [9]. Pour le calcul de la force oscillatoire absolue, il faut encore tenir compte des règles de sélection sur les indices des sous-bandes (voir texte).

- L'analyse de la partie périodique des fonctions de Bloch autour des extrema des bandes ($\mathbf{k}_\perp = 0$) donne les forces relatives pour la **polarisation** de l'onde lumineuse dans les transitions inter-bandes (voir tableau 2.1). Pour la propagation de la lumière parallèle à z, correspondant au champ électrique oscillant dans le plan des couches, les deux types de transition (hh et lh) sont permises. Mais si la propagation

se fait dans le plan des couches, la polarisation ε_z (TM) est interdite pour les transitions $hh_m \rightarrow e_n$.

- Pour l'évaluation des règles de sélection sur les indices des sous-bandes m et n (toujours dans la limite de l'approximation de la masse effective), les fonctions enveloppes ont une parité définie due à la symétrie par rapport au centre des puits. L'intégrale de recouvrement est donc non nulle seulement si $n+m$ est pair. De plus, si les bandes de conduction et de valence du PQ sont infiniment profondes, seules les transitions avec $n=m$ sont permises. Dans les PQs de GaAs/AlGaAs, qui sont symétriques et profonds, les transitions $hh_3 \rightarrow e_1$ seront donc plus faibles que les transitions où $n=m$. Mentionnons pour terminer que Miller [25] a observé que la présence d'interactions à N-corps brise la règle de sélection de la parité.

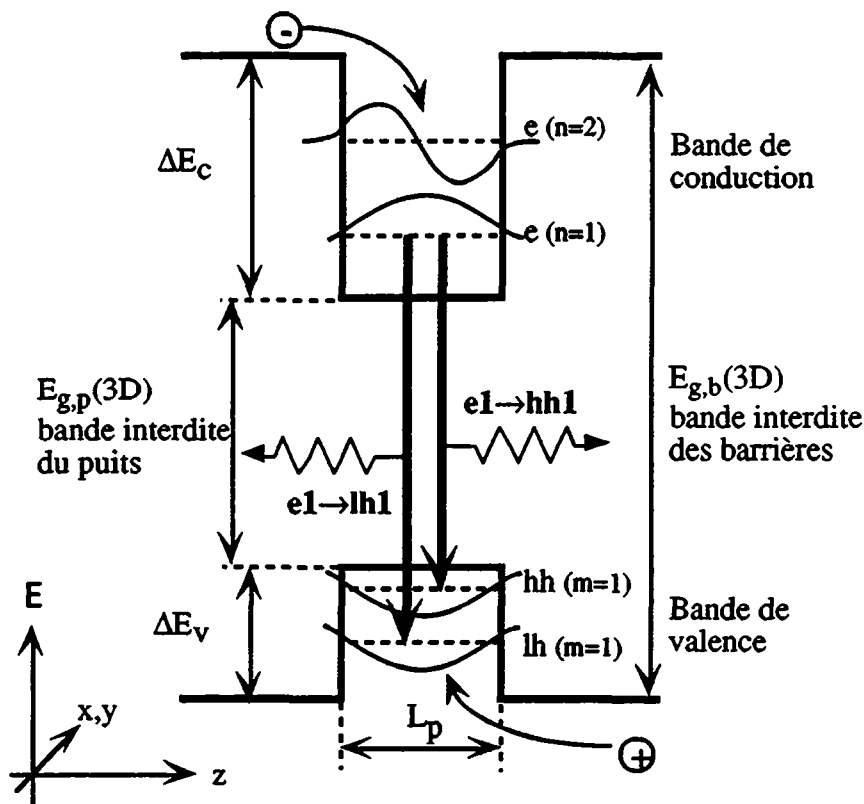


Figure 2.4 Puits quantique rectangulaire. Les deux premiers sous-niveaux ($n=1$ et $n=2$) de la bande de conduction (offset ΔE_c) sont représentés en traitillé, ainsi que le premier niveau de la bande de valence ($m=1$ pour hh et lh). Les fonctions d'onde correspondant à ces niveaux sont aussi dessinées. Les deux flèches épaisses indiquent les deux premières transitions permises du puits infini (cf. texte). On a aussi représenté la capture des porteurs libres (e et h) créés dans la barrière par le puits de largeur L_p .

(iii) Les transitions intra-bandes (inter-sousbandes) sont aussi soumises à des règles de sélection. Elles peuvent être importantes car elles constituent l'analogie en deux dimensions de l'absorption par porteurs libres des SCs massifs. Mais contrairement au cas tridimensionnel, ces transitions sont permises sans assistance d'impureté pour une onde se propageant dans le plan des couches et de polarisation ϵ_z . Elles constituent un mécanisme de pertes qui peut se révéler important, car elles envoient des porteurs de la sous-bande $n=1$ vers les sous-bandes supérieures ou le continuum du puits. Bastard [9] a estimé ces coefficients d'absorption α pour une densité de porteurs $n_e=10^{11} \text{ cm}^{-2}$ dans la bande conduction des PQs de GaAs. Il a trouvé $\alpha(e_{n=1} \rightarrow e_{n=2}) \approx 67 \text{ cm}^{-1}$ et $\alpha(e_{n=1} \rightarrow \text{continuum}) \approx 10^{-3} \text{ cm}^{-1}$.

L'effet des processus inter-sousbandes correspondant dans la bande de valence, en particulier les transitions entre les hh et la bande splitt-off, a été discuté par Asada [26]. Ce dernier a montré que ces processus pouvaient entraîner une réduction du gain maximum de 30 à 40 % dans des PQs de GaInAs.

2.2.2 Excitation optique : génération des porteurs à forte densité

Si l'on soumet un PQ à une excitation sous la forme d'un rayonnement laser incident d'énergie supérieure à la bande interdite des barrières, on crée ainsi des e et de h libres.

Le nombre de paires générées par l'excitation extérieure (pompe), G , est exprimé par unité de surface et par unité de temps pour un PQ. Si I_{exc} est l'intensité de l'excitation absorbée dans le cristal on a :

$$G \equiv \frac{I_{exc}}{\hbar\omega_p}, \text{ où } \hbar\omega_p \text{ est l'énergie des photons de la pompe} \quad (2.7)$$

2.2.2.1 Effets de forte densité (forte excitation)

L'élargissement des états énergétiques des paires est donné par la convolution des élargissements A_e et A_h des e et des h (2.5) qui vaut à peu près:

$$A_{eh}(\hbar\omega, E_{eh}(k)) \equiv \frac{1 - \tanh^2 \left[\frac{E_{eh}(k) - \hbar\omega}{\Gamma_{eh}} \right]}{2\Gamma_{eh}}, \text{ avec } \Gamma_{eh} \equiv \Gamma_e + \Gamma_h \quad (2.8)$$

où E_{eh} est l'énergie des paires.

L'intégration sur k de la fonction spectrale A_{eh} nous donne la densité d'états interbande D_{nn} suivante:

$$D_{nn}(\hbar\omega) = \frac{1}{2\pi^2} \int d^2k \cdot A_{eh}(\hbar\omega, E_{eh}(k)) \Theta(\hbar\omega - E_{nn})$$

$$= \frac{m_{r,n}^{eh}}{\pi\hbar^2} \cdot \frac{1}{2} \left(1 + \tanh \frac{\hbar\omega - E_{nn}}{\Gamma_{eh}} \right) \quad (2.9)$$

où $m_{r,n}^{eh}$ est la masse réduite des paires pour la transition à l'énergie E_{nn} entre les sous-bandes des e et des h ; l'indice n doit être le même pour les deux sous-bandes afin de satisfaire aux règles de sélection.

La figure 2.5 montre l'effet de l'élargissement sur la densité d'états (2.2): la marche à l'énergie E_{nn} n'est plus abrupte comme sur la figure 2.3. Les fonctions spectrales données par l'équation (2.8) ont l'avantage, par rapport aux lorentziennes habituelles [27], de reproduire aussi sur $D(E)$ les queues exponentielles des spectres expérimentaux [28-30].

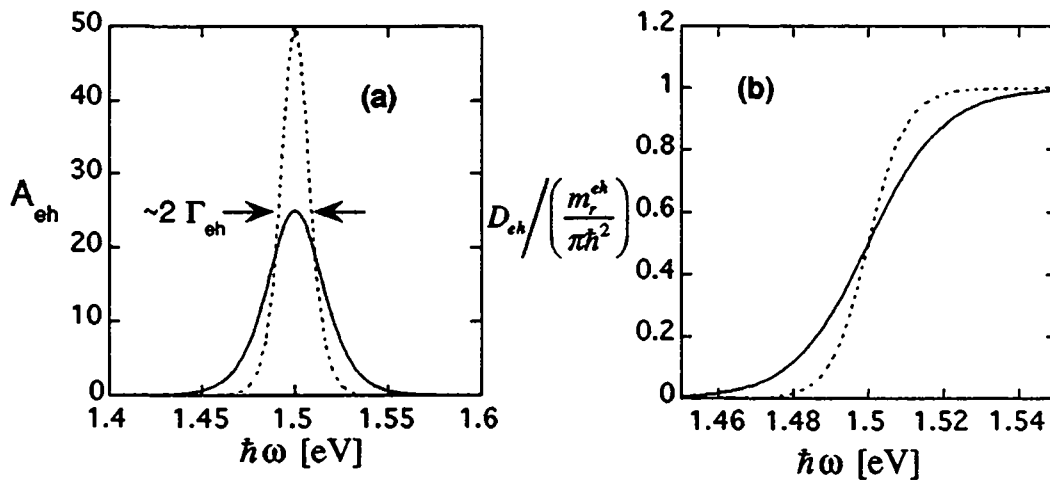


Figure 2.5 Fonction spectrale des paires eh (a) et densité d'états conjointe (b) pour des élargissements Γ_{eh} de 20 meV (ligne continue) et 10 meV (ligne hachurée). Les courbes sont calculées avec l'éq. (2.8) pour $E_{eh}=1.5$ eV et (2.9) pour $E_{nn}=1.5$ eV, respectivement. Les queues à basses énergies de D_{eh} sont exponentielles, la pente logarithmique est donnée par $\Gamma_{eh}/2$.

2.2.3 Recombinaisons

Les porteurs libres, auxquels l'excitation a conféré un excès d'énergie cinétique, sont capturés par le PQ et vont relaxer, radiativement ou non, vers leur état de quasi-équilibre à l'intérieur de la bande (voir figure 2.4). Cet état peut être caractérisé par une température T_{eh} des paires et un potentiel chimique $\mu = \mu_e + \mu_h$. En général, on a $T_{eh} > T_{réseau} \cong T_{bain}$. Les différents canaux de recombinaison possibles sont:

- (i) l'émission spontanée
- (ii) l'émission stimulée
- (iii) les recombinaisons non-radiatives.

2.2.3.1 Émission spontanée

- Spectres spontanés calculés

Le nombre de photons à l'énergie $\hbar\omega$ émis spontanément par unité de temps et de volume par un PQ de largeur L_p vaut

$$r_s(\hbar\omega) \equiv \sum_{h=hh, lh} \sum_n \frac{D_{nn}^{(h)}(\hbar\omega)}{\tau_s^{(h)} \cdot L_p} \cdot f_e(E_e, \mu_e) \cdot f_h(E_h, \mu_h) \quad (2.10)$$

où $\tau_s^{(h)}$ est le temps de vie spontané de la transition considérée. Il correspond à l'inverse de l'élément de matrice au carré, supposé ici constant sur k . A titre d'exemple, on trouve $\tau_s^{(lh)} = 3 \tau_s^{(hh)}$ pour l'émission spontanée perpendiculaire au plan des puits (cf. §2.2.1). $D_{nn}^{(h)}(\hbar\omega)$ est la densité d'état conjointe (2.9) et $f_a(E_a, \mu_a)$ ($a=e, h$) sont les fonctions de Fermi (2.4), $E_a \equiv (\hbar\omega - E_{nn}) m_{r,n}^{eh} / m_a$.

Avec les équations (2.10) et (2.3), le nombre total des recombinaisons spontanées (par unité de surface et par unité de temps pour 1 PQ) est:

$$R_s = L_p \cdot \int_0^{\infty} r_s(\hbar\omega) d\hbar\omega \equiv \frac{n}{\tau_s} \quad (2.11)$$

où τ_s est le temps de vie spontané total.

Les formules (2.10) et (2.11) sont exactes pour un gaz électronique en équilibre thermique et sans interaction entre les porteurs. Dans un plasma, elles restent

valables si $\Gamma_{eh} < k_B T$ [23]. Les pentes de $r_s(\hbar\omega)$ à haute et basse énergie sont exponentielles :

- à haute énergie, elles sont données par les fonctions de Fermi et sont proportionnelles à la température des porteurs T .

- à basse énergie, elles sont données par la densité d'états conjointe (2.9) et sont proportionnelles à l'élargissement des états Γ_{eh} .

Dans le calcul de $r_s(\hbar\omega)$, T et Γ_{eh} peuvent donc être déterminés à partir des spectres expérimentaux (voir figure 2.6). La densité de paires n est aussi estimée à partir des spectres expérimentaux, car dans un plasma dégénéré la largeur spectrale Δ_s des spectres spontanés est proportionnelle à n [31]:

$$\Delta_s \equiv \mu^{cin} \propto n \quad (2.12)$$

où μ^{cin} est le partie cinétique du potentiel chimique des e.

Le temps de vie spontané τ_s est donc le seul paramètre dans le calcul de $r_s(\hbar\omega)$. Il a été mesuré pour différentes densités du plasma eh par Bongiovanni [31]. Dans un plasma dégénéré avec des sous-bandes paraboliques, il devient indépendant de la densité.

- Spectres spontanés expérimentaux

La figure 2.6 illustre le comportement des spectres de luminescence spontanée de l'échantillon à multi PQs AB 296 (cf. appendice A1) à trois températures de bain différentes. Les spectres mesurés sont représentés par les lignes hachurées et les spectres calculés avec l'expression (2.10) par les lignes continues. Nous remarquons les points principaux suivants :

- Les spectres mesurés présentent un maximum vers 1.55 eV. Ce pic correspond à la transition $n=1$ (e1hh1 et e1lh1) dans le puits. Du fait de l'élargissement des états et de la force oscillatoire plus faible des lh, ces deux contributions ne forment qu'un pic. Ce pic se déplace vers les basses énergies avec la température T et l'excitation, car la bande interdite du GaAs diminue lorsque T augmente et la renormalisation augmente avec la densité de paires. Avec l'augmentation de la densité de porteurs,

les 2^e niveaux (env. 1.65 eV) se peuplent sur les spectres (b) et (c). Une contribution du 3^e niveau apparaît même sur le spectre (c).

- Les pentes logarithmiques à haute énergie sont données par des droites. Les températures des porteurs T_{eh} sont de 150 K pour le spectre (a), 170 K pour (b) et 230 K pour (c). Notons que T_{eh} est bien supérieure à la température du bain et ceci surtout à basse température.

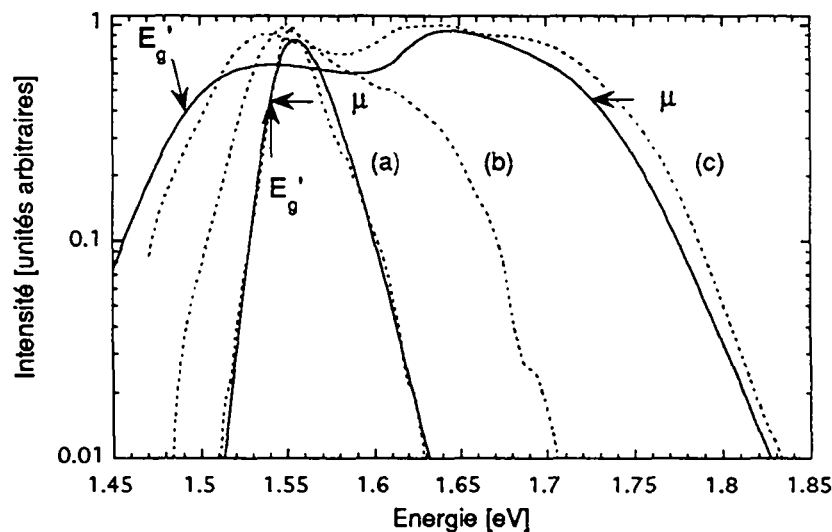


Figure 2.6 Spectres de luminescence spontanée de l'échantillon AB 296 à 2 K (a), 100 K (b) et 140 K (c). L'intensité d'excitation est de 30 kW/cm² (a et b) et 100 kW/cm² (c). Les spectres mesurés sont représentés par des traitillés et les deux spectres calculés selon (2.10) par des traits continus. Les paramètres du calcul sont les suivants:

- Pour (a): $T_{eh}=150$ K, $n=6 \cdot 10^{11}$ cm⁻², $\Gamma_{eh}=7$ meV, $E_g'=1.545$ eV, $\Delta E_g'=20$ meV, $\mu=1.541$ eV, $\tau_{s,hh}=600$ ps.
- Pour (c): $T_{eh}=230$ K, $n=9 \cdot 10^{12}$ cm⁻², $\Gamma_{eh}=21$ meV, $E_g'=1.492$ eV, $\Delta E_g'=48$ meV, $\mu=1.726$ eV, $\tau_{s,hh}=600$ ps.

Le potentiel chimique (μ) et la position du gap réduit $n=1$ (E_g') sont indiqués par des flèches.

- Les pentes logarithmiques sont aussi données par des droites à basse énergie: 7 meV pour (a), 14 meV pour (b) et 21 meV pour (c), indiquant l'augmentation de l'élargissement avec la densité de porteurs [27].

- Polarisation

La figure 2.7 montre des spectres spontanés (lignes continues) et stimulés (lignes traitillées) mesurés avec un polariseur. L'émission stimulée (on parle aussi de luminescence amplifiée (LA), voir chapitre 4) est mesurée dans la direction du plan

des puits (ici selon l'axe x), où selon les règles de sélection du § 2.2.1, la polarisation TM est interdite pour les transitions $e_n \rightarrow hh_n$ (voir tableau 2.1). Une partie de la LA, diffusée par les défauts de l'échantillon, est aussi détectée sur le spectre de photoluminescence (PL) spontanée, mesuré parallèlement à la direction de croissance (z). Remarquons que la forte polarisation TE de ce pic étroit est conservée avec la diffusion.

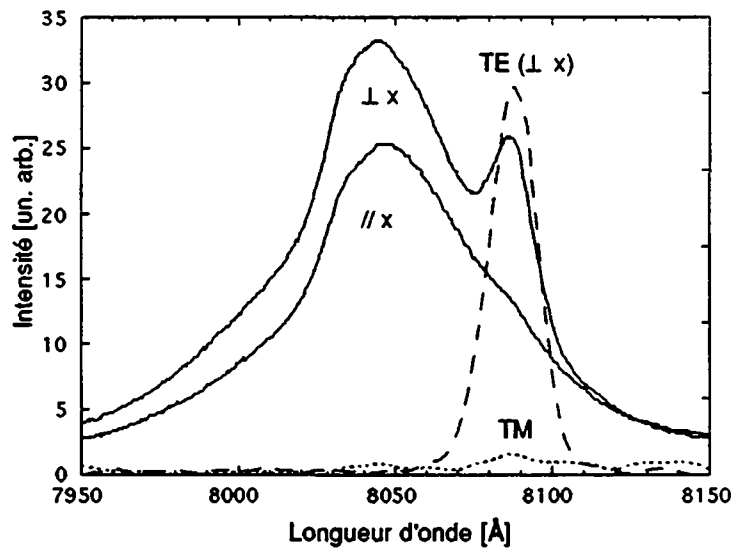


Figure 2.7 Spectres d'émission spontanée (PL, lignes continues) et d'émission stimulée (LA, lignes traitillées) mesurés avec un polariseur. Pour la PL, détectée selon l'axe z , le polariseur est orienté parallèlement ou perpendiculairement à l'axe x . Pour la LA, mesurée dans la direction x , le polariseur est orienté parallèlement (propagation TM) ou perpendiculairement (TE) à la direction de croissance z (voir tableau 2.1). Le pic étroit de LA qui apparaît dans les deux géométries est fortement polarisé TE. Le pic large est attribué à la recombinaison $e1hh1$. Les spectres viennent de l'échantillon GW 133 à 2 K pour une intensité d'excitation de 20 kW/cm^2 .

2.2.3.2 Émission stimulée - gain

Si l'on suppose, comme pour la formule (2.10), que les porteurs sont en équilibre quasi-thermique entre eux, le spectre de gain $g(\hbar\omega)$ est relié à $r_s(\hbar\omega)$ par la relation de van-Roosbroeck-Shockley (vRS) [32, 33]:

$$g(\hbar\omega) = \left(\frac{\hbar^{3/2} \cdot \pi \cdot c}{\hbar\omega \cdot n_p} \right)^2 r_s(\hbar\omega) \{ \exp[\hbar\omega - \mu/k_B T] - 1 \} \quad (2.13)$$

où n_p est l'indice de réfraction du milieu et $\mu = \mu_e + \mu_h$ le potentiel chimique total à la température T . Le gain $g(\hbar\omega)$ est identique au coefficient d'absorption $\alpha(\hbar\omega)$ négatif: $g(\hbar\omega) \equiv -\alpha(\hbar\omega)$. Ils sont tous les deux exprimés par unité de longueur. $g(\hbar\omega)$ peut être négatif ou positif suivant s'il y a absorption ou émission (condition d'inversion de population) de photons. $g(\hbar\omega)$ est proportionnel au spectre spontané multiplié par la fonction de Bose inverse. Ceci correspond au fait que g est proportionnel à une somme de fonctions de Fermi des e et des h ($g \propto f_e + f_h - 1$) et non plus au produit comme pour l'émission spontanée.

2.2.3.3 Processus non radiatifs

Le dernier canal de recombinaison des porteurs dans les PQs est la recombinaison non-radiative, qui comprend la recombinaison sur les défauts et la surface de l'échantillon et les processus Auger [34]. Les deux premiers effets sont minimes si la qualité de l'échantillon est bonne. La probabilité des processus Auger a été calculée par plusieurs auteurs pour les structures quasi-bidimensionnelles [24, 35, 36]. Elle prend de l'importance seulement lorsque l'énergie de la bande interdite du SC diminue (GaInAs) et à haute température.

Le taux des recombinaisons non radiatives R_{nr} est plus faible dans les PQs que dans les SCs massifs. Cela s'explique notamment par la capture très efficace des porteurs dans les puits et par le piégeage des impuretés dans les barrières durant la croissance. R_{nr} sera négligé dans la suite, car comme l'a montré Bongiovanni [31, 37] par des mesures du temps de vie du plasma eh, il apparaît que la recombinaison radiative est le mécanisme de recombinaison prédominant dans les PQs.



Chapitre 3

Description des échantillons et de l'appareillage

Ce chapitre traite des aspects techniques de la thèse. Il est divisé en cinq parties. La première partie décrit les échantillons utilisés pour les mesures de gain optique. La 2^e partie est consacrée à la description du dispositif typique utilisé pour la spectroscopie optique, à savoir la source laser pour l'excitation, le cryostat dans lequel est placé l'échantillon et le système de détection de la luminescence. La 3^e et la 4^e partie expliquent le montage utilisé pour les mesures de gain ainsi que la densité d'excitation. La dernière partie discute brièvement les autres méthodes de mesure de gain dans les PQs.

3.1 Description des échantillons

3.1.1 PQs de GaAs/(Al,Ga)As

La croissance des échantillons à multi-PQs de GaAs/(Al,Ga)As utilisés pour les mesures de gain optique a été effectuée par épitaxie à jets moléculaires (MBE) sur des substrats monocristallins de GaAs. Leur structure caractéristique est celle d'une

diode laser à double hétérostructure [38], telle que représentée schématiquement sur la fig. 3.1.

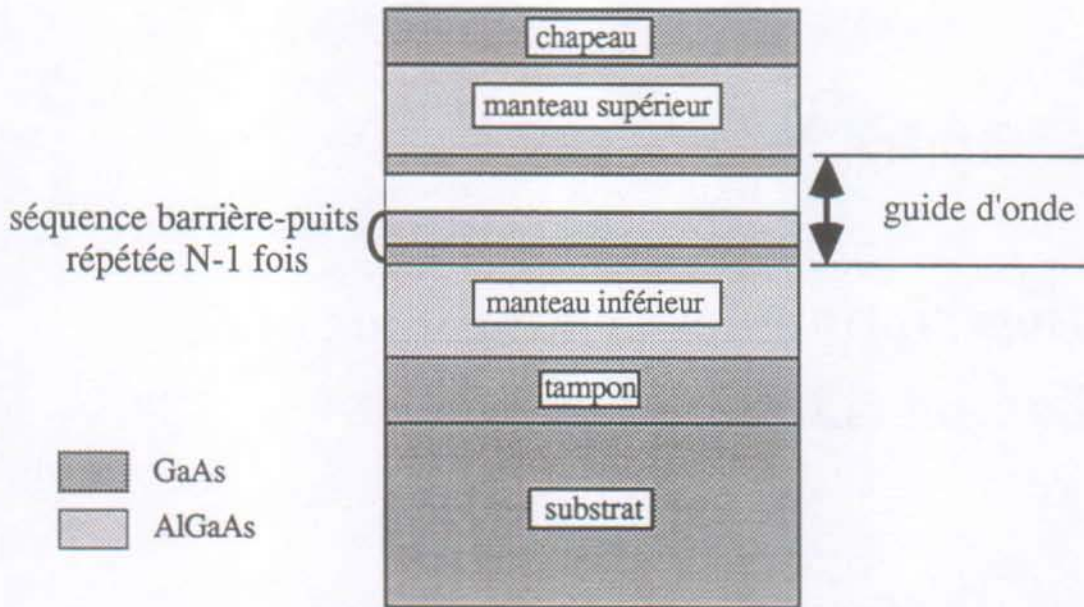


Figure 3.1 Structure typique des échantillons à multi PQs. Le GaAs est représenté en foncé, et l' $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ en plus clair. La séquence puits de GaAs / barrière d' $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ répétée N fois forme un guide d'onde entre les deux couches de confinement en $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$. La concentration d'Al est comprise entre $x=0.2$ et $x=0.5$. Les épaisseurs sont mentionnées dans le texte.

Sur le substrat sont crues dans l'ordre :

- Une couche tampon ("buffer layer") de GaAs de 0.5 à 1 μm d'épaisseur.
- la couche du manteau inférieur du guide d'onde ("lower cladding") en $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ de 1 à 2 μm d'épaisseur.
- une séquence de 5 à 30 puits de GaAs et barrières de (Al,Ga)As. L'épaisseur des puits va de 80 à 122 Å et celle des barrières de 182 à 220 Å.
- Le manteau supérieur en $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ ("upper cladding"), à nouveau de 1 à 2 μm d'épaisseur, surmonté parfois d'une dernière couche très mince ("cap layer") qui sert de contact ou de protection pour le manteau supérieur.

Les caractéristiques des divers échantillons sont reportées dans l'appendice A1.

3.1.2 PQs de (Ga,In)As/(Ga,In)(As,P)

Trois échantillons de cinq PQs de GaInAs/GaInAsP ont été mesurés au cours de ce travail. La croissance a été effectuée par épitaxie à jets chimique (CBE) sur des substrats d'InP [39]. Leur structure était identique à celle décrite dans le paragraphe précédent. Leur caractéristique complète figure dans l'appendice A2.

Un des échantillons comportait des puits en accord de maille ($\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$) avec les barrières et le substrat. Dans les deux autres échantillons, issus de la même croissance, les puits étaient contraints ($\text{In}_{0.67}\text{Ga}_{0.33}\text{As}$) et la croissance réalisée selon deux orientations différentes sur le substrat. La légère désorientation (3° dans notre cas) augmente considérablement la densité des marches et modifie la cinétique de la croissance.

3.1.3 Structure en guide d'onde et facteur de confinement

La séquence de N puits-barrières forme un milieu d'indice de réfraction effectif [34, 40]

$$n_{\text{guide}} \cong \frac{N \cdot L_p \cdot n_{\text{GaAs}} + (N-1) \cdot L_b \cdot n_{\text{AlGaAs}}}{N \cdot L_p + (N-1)L_b} \quad (3.1)$$

où n_{GaAs} , n_{AlGaAs} et L_p , L_b sont respectivement l'indice de réfraction et la largeur d'un puits, d'une barrière. Entourée des deux couches manteaux de $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ ($n_{\text{manteau}} < n_{\text{guide}}$), la zone centrale forme donc un guide d'onde pour la lumière. La largeur de ce guide dépend de N , L_p et L_b . Elle influe, avec le saut d'indice de réfraction $n_{\text{manteau}} - n_{\text{guide}}$, sur le facteur de confinement C [38], qui est le rapport entre l'intensité lumineuse à l'intérieur du guide et la somme des intensités à l'intérieur et à l'extérieur du guide. Le facteur de confinement des structures mesurées figure dans le tableau de l'appendice A1. Il a été calculé selon Casey [38] pour les modes TE et TM en résolvant numériquement l'équation aux valeurs

propres des modes de propagation lumineuse de la structure considérée ¹. Notons que la structure DM 199 ne comporte que la couche manteau inférieure (guide d'onde asymétrique).

Pour conclure ces paragraphes traitant des échantillons on relèvera la remarquable modularité qu'offrent les PQs. En effet il est possible d'influer sur les propriétés optiques des échantillons par le choix des différentes caractéristiques de la structure, tel que la largeur des puits et des barrières, leur nombre ou la concentration d'Al dans les barrières.

3.2 Montage pour la spectroscopie optique

Dans cette section nous allons décrire les dispositifs utilisés pour les mesures simples de spectroscopie optique telles que la photoluminescence (PL) (voir fig. 3.2).

Les échantillons sont montés dans un cryostat et peuvent être refroidis jusqu'à la température de 2 K. L'excitation est obtenue par un rayon laser, et le système de détection de la luminescence comprend le spectromètre, le détecteur de lumière (photomultiplicateur ou intensificateur d'images suivi d'une ligne de diodes) et l'électronique de traitement du signal. Les spectres sont enregistrés sur un analyseur multi-canal.

3.2.1 Source d'excitation : le laser

La source d'excitation utilisée est un laser Nd:YAG doublé émettant à 532 nm (2.33 eV). Ce laser, pompé par lampe flash, est équipé d'un Q-switch acousto-optique et émet des trains d'impulsions de 50 ns de durée avec un taux de répétition de 1 kHz. La puissance nominale moyenne de 250 mW donne une puissance de pic

¹ Le programme FOURLAYER calculant le confinement a été écrit par C.A. Berseth de l'Institut de Micro et Optoélectronique (EPFL).

de 4.5 kW. Elle est diminuée à l'aide de filtres atténuateurs neutres (métalliques ou verres colorés).

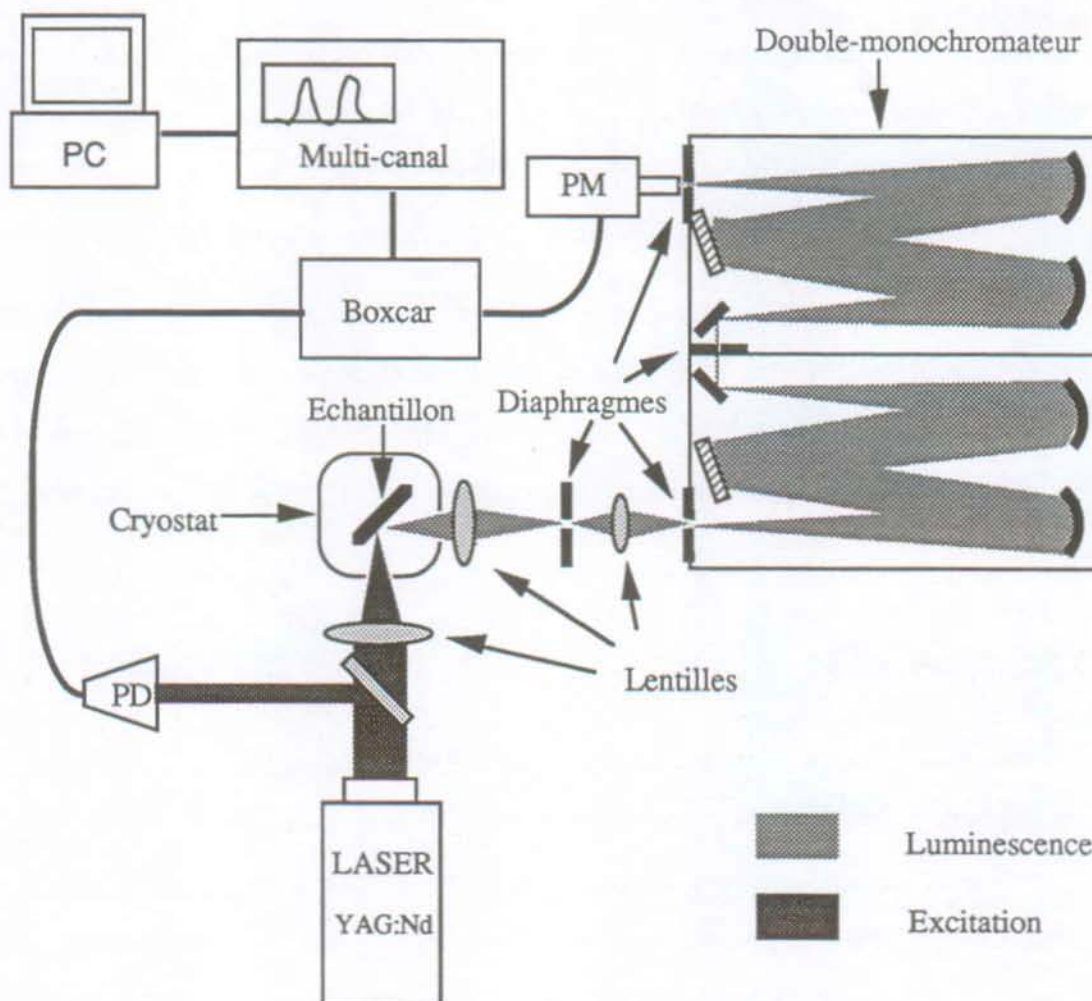


Figure 3.2 Montage optique pour les mesures de PL à basse température. Le trajet de l'excitation est représenté en foncé et celui de la luminescence en clair. Le spectromètre comporte deux réseaux (hachurés) et six miroirs (noirs). Les spectres sont visualisés sur le multi-canal et stockés sur le PC. (PD=photodiode pour trigguer le boxcar, PM=photomultiplicateur)

Pour nos mesures, trois des paramètres décrits ci-dessus sont particulièrement importants :

(i) la puissance: le gain optique n'apparaît dans un cristal que lorsque l'inversion de population est réalisée (cf. chap. 2). Peupler la bande de conduction requiert une densité d'excitation importante. Le mode $TEM_{0,0}$ du rayon laser permet de le focaliser facilement. Nous n'avons constaté l'apparition du gain qu'à des densités de puissance supérieures à 1 kW/cm^2 .

(ii) la durée des impulsions: une forte puissance d'excitation représente une charge thermique importante pour le cristal. Pour éviter de trop le chauffer, on réduit la durée des impulsions et par là-même la puissance moyenne irradiée.

Toutefois, comme nous nous intéressons aux processus stationnaires, la durée des pulses doit être suffisamment longue pour satisfaire ce critère (cf. chap. 2). Le temps de vie des processus radiatifs les plus lents étant de l'ordre de 1 ns, les paires eh créées par une impulsion de 50 ns sont donc dans un état quasi-stationnaire [4].

(iii) l'énergie des photons: elle doit être supérieure à la bande interdite du matériau pour que les photons soient absorbés. Dans notre cas, nous pompons sur les puits et les barrières ensemble pour augmenter l'efficacité de l'excitation. L'énergie du rayonnement doit donc être supérieure à la bande interdite de l' $\text{Al}_{0,5}\text{Ga}_{0,5}\text{As}$ à 2 K, soit 2.26 eV [41, 42].

3.2.2 Le cryostat

Pour les mesures à basse température, les échantillons, collés sur un support de cuivre, sont placés dans un cryostat à réserve d'Hélium. La chambre centrale où se trouvent les échantillons est remplie d'He super fluide à 2 K. Une résistance chauffante permet d'augmenter la température jusqu'à 300 K. La température est contrôlée par une résistance linéaire en température placée directement sur le support de l'échantillon. Des fenêtres en suprasil assurent l'accès optique dans le cryostat.

3.2.3 Le spectromètre

La luminescence émise par l'échantillon est collectée et dirigée vers le spectromètre par un arrangement de lentilles achromats. Le nombre F de cette optique est adapté à l'ouverture du cryostat et au spectromètre.

Le spectromètre, modèle Spex 1402, est un double monochromateur de 0.85 m. Les 2 réseaux sont choisis suivant la résolution souhaitée. En déplaçant un miroir placé avant la sortie du spectromètre, la lumière est dirigée soit vers le photomultiplicateur (PM) soit vers l'intensificateur d'image (cf. § 3.2.4). Pour les

mesures avec l'intensificateur, le choix des réseaux détermine aussi le domaine spectral amplifié par le détecteur. Nous avons utilisé des réseaux de 600 lignes/mm pour mesurer un domaine d'environ 24 nm (autour de 800 nm), et des réseaux de 150 lignes/mm pour un domaine de 99 nm.

Les fentes du spectromètre étaient ajustées pour obtenir une résolution suffisante avec un signal maximum. L'ouverture typique de 200 μm correspond à une résolution de 2 Å avec les réseaux de 600 l/mm au 1^{er} ordre. Il faut noter que la résolution ne pose pas de problèmes particuliers pour nos mesures. Du fait de la densité importante des paires excitées, les raies d'émission sont très élargies.

3.2.4 Amplification et traitement du signal lumineux

La luminescence pulsée qui sort du spectromètre est amplifiée et convertie en signal électrique. Deux dispositifs effectuent ce travail :

- une matrice de photodiodes couplées à un intensificateur d'images (avec galette à micro-canaux)
- un PM ou une photodiode suivi d'un intégrateur boxcar

Dans les deux cas, le signal électrique est enregistré et visualisé sur un analyseur à multi-canal, puis transféré vers un PC pour le stockage.

Dans la suite, nous détaillons les dispositifs utilisés :

(i) le PM est muni d'une photocathode de GaAs. Un Peltier maintient sa température à -30 °C. Son temps de montée est inférieur à 3 ns. Le signal de sortie passe par un amplificateur de pulses et est envoyé vers le boxcar.

Le boxcar est trigué à la fréquence de répétition du laser par une photodiode. Sa fenêtre de mesure avait une largeur de 10 à 15 ns. Elle était synchronisée sur le maximum du pulse du laser grâce à un générateur de retard. Typiquement 1000 pulsations assurent le moyennage pour réduire le bruit de mesure.

Pour les mesures sur les puits de GaInAs, nous avons utilisé une photodiode PIN de GaInAs pour détecter la luminescence se situant vers 1.5 μm . Malgré un pré-ampli bipolaire intégré, elle n'atteint pas le niveau de sensibilité et de gain d'un PM.

Le temps de réponse souhaité étant de l'ordre de 10 ns, la surface active de la diode est limitée à un diamètre de 0.3 mm. Une lentille, placée à la sortie du spectromètre, focalisait donc la lumière sur cette surface. Le boxcar a une fenêtre plus large (70 ns) que pour les mesures sur le GaAs, car la durée des pulses d'excitation du laser Nd:YAG à 1.06 μm est plus longue (90 ns). Les autres paramètres étaient les mêmes que décrits ci-dessus.

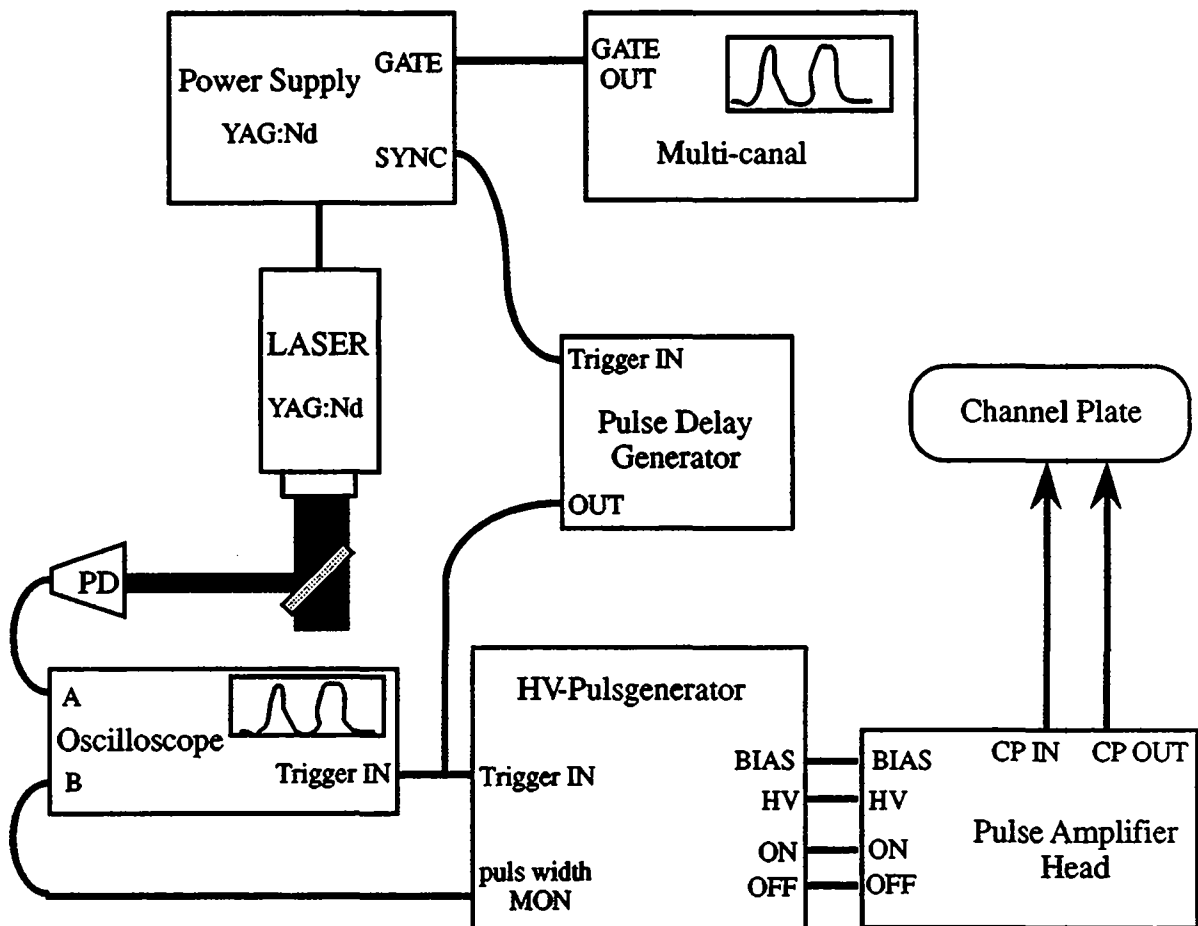


Figure 3.3 Schéma de branchement de l'intensificateur d'image en mode pulsé. Le générateur de pulses à haute tension (HV) envoie sur la "channel plate" de l'intensificateur des impulsions de 500 V pendant 10 ns. La synchronisation avec le pulse du laser est ajustée avec le générateur de retard et contrôlée sur l'oscilloscope.

(ii) La figure 3.3 décrit le schéma du montage de l'intensificateur en mode pulsé¹. La ligne de 1024 photodiodes de silicium est refroidie à - 30 °C pour réduire le bruit

¹ Ce montage a été mis au point par S. Gürtler.

noir. La photocathode a une réponse S-25. La galette à micro-canaux ("channel plate") reçoit du générateur de pulsation haute tension (HV) des impulsions de 500 V qui font passer sa tension de 400 à 900 V pendant une durée de 10 ns. Cette fenêtre détermine le temps de l'amplification maximale de l'intensificateur. Elle est synchronisée sur l'impulsion du laser. La tension de la cathode est de - 4000 V, celle de l'anode de + 4000 V, comme pour les mesures en continu.

Le générateur de pulsation est triggué par la sortie SYNC du laser qui est synchronisée avec les impulsions données par le Q-switch. Toutefois, en raison de la vitesse de propagation finie des ondes acoustiques dans le cristal du Q-switch, un retard de 3.7 μ s apparaît entre le trigger et le détecteur. Le générateur de retard digital permet de générer ce retard sur le trigger des pulsations HV. Pour nos mesures, il convenait de l'ajuster sur 3650 ± 50 ns.

Une connexion importante sur le schéma relie le "gate out" du multi-canal avec le gate du laser. En effet les pulsations courtes HV génèrent de fortes perturbations électromagnétiques qui gênent le multi-canal. Les essais pour améliorer le blindage ont été infructueux jusqu'à présent. C'est pourquoi, il est nécessaire d'interrompre toute pulsation pendant que le multi-canal lit la matrice de diodes : le câble mentionné ci-dessus amène le signal du début de la lecture au Q-switch.

Pour conclure, nous précisons que l'intensificateur d'images augmente d'une manière appréciable le "confort" des mesures. En effet, le temps de mesure est réduit par rapport aux mesures avec le PM ou la photodiode. Il ne faut plus balayer le spectromètre : les 1024 diodes de la ligne sont reliées aux 1024 canaux du multi-canal et couvrent un domaine de longueurs d'onde dépendant des réseaux utilisés (cf. plus haut). La sensibilité est comparable à celle du PM, et si l'intensité de la luminescence est faible, il suffit de prolonger le temps d'exposition. La linéarité a été vérifiée sur trois ordres de grandeur : les déviations mesurées sont inférieures à 2 %. Le seul inconvénient vient de la réponse des diodes et surtout de la photocathode, qui n'est pas totalement uniforme sur la matrice.

3.3 Montage pour les mesures de gain

La figure 3.4 détaille le montage optique utilisé pour les mesures du gain.

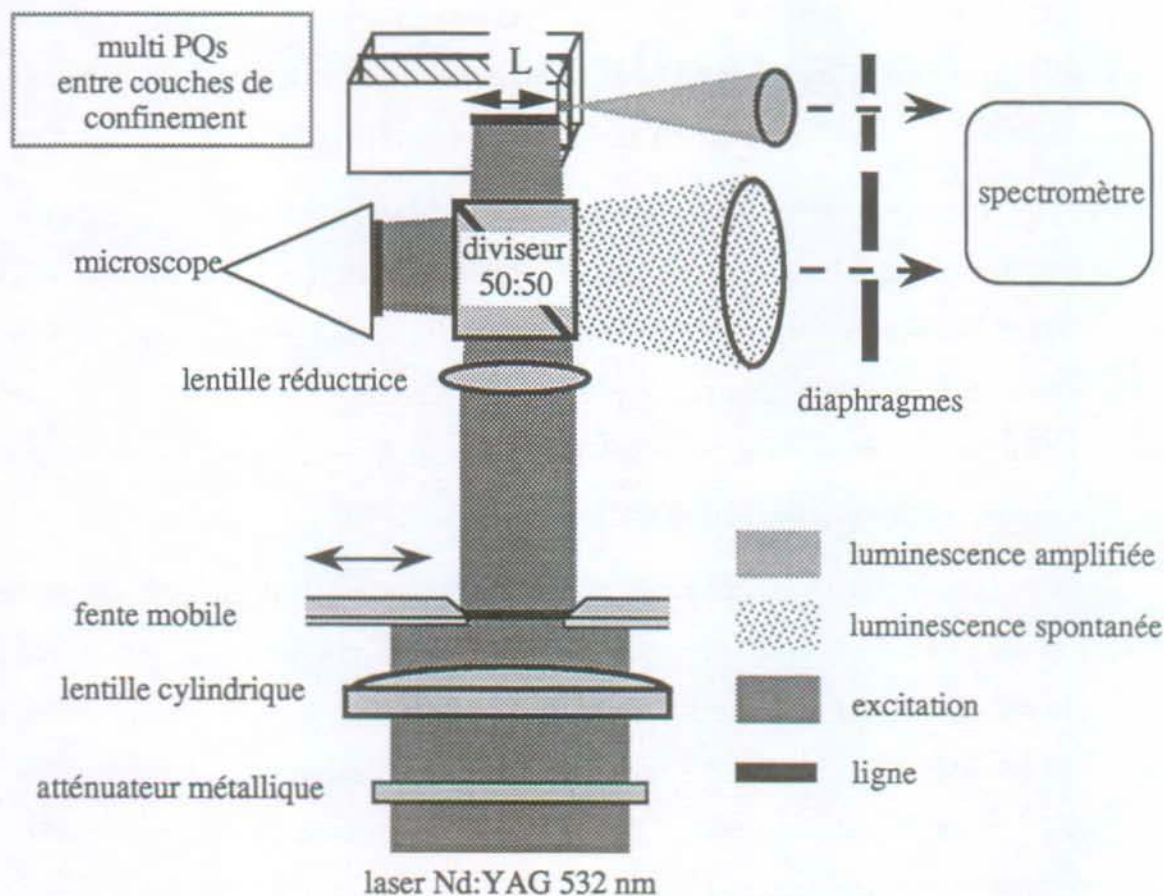


Figure 3.4 Montage optique pour les mesures du gain. L'échantillon est excité par le rayon laser focalisé en forme de ligne (représenté en sombre). La luminescence amplifiée (foncée) et spontanée (claire) est imagée sur un diaphragme et envoyée vers le spectromètre. La longueur L de la ligne sur l'échantillon est mesurée sur le microscope grâce au cube séparateur de faisceau.

Une version simplifiée de ce montage a été développée par Shaklee et al. [12] dans les années 70. Elle ne comprenait pas la partie récupérant la luminescence spontanée. Le but de ce montage est de réaliser un amplificateur optique unidimensionnel à un seul passage ("single pass").

La lentille cylindrique focalise le rayon laser incident (mode $TEM_{0,0}$) pour former une ligne sur la fente. La fente est projetée sur l'échantillon par une ou deux lentilles achromats qui réduisent ou agrandissent l'image suivant la longueur souhaitée (facteur d'agrandissement g de 0.25 à 3). Une des mâchoires de la fente est

placée sur un mouvement micrométrique afin de pouvoir régler la longueur de la ligne. L'optique est arrangée pour que l'image de la mâchoire fixe tombe sur le bord de l'échantillon, tandis que celle de la fente mobile s'éloigne du bord lorsque la largeur de la fente augmente. La longueur de la raie d'excitation L sur l'échantillon a ainsi été variée entre $L=20\ \mu\text{m}$ et $L=5\ \text{mm}$ suivant la série de mesures.

Un soin spécial est consacré à assurer l'homogénéité de la densité de puissance le long de la ligne. Nous centrons l'ouverture maximale de la fente sur rayon laser de telle sorte que la différence de puissance entre le milieu et les bords de la ligne soit inférieure à 10 %.

Avec cette géométrie d'excitation, technique dite "variation de la longueur d'excitation", l'émission spontanée émise dans la direction de la ligne stimule d'autres transitions (cf. chapitre 2). Donc, si l'excitation est assez forte pour générer une inversion de population des porteurs, la luminescence spontanée émise depuis les deux bords de la raie est amplifiée optiquement. On parle alors de luminescence amplifiée (LA) ou d'émission spontanée amplifiée (ASE) [43, 44] par opposition à la luminescence spontanée telle qu'on peut l'observer perpendiculairement à la ligne.

L'optique de collection de la lumière émise par l'échantillon se compose donc de deux parties distinctes :

- la première collecte l'ASE émise dans la direction de la ligne
 - l'autre collecte la luminescence spontanée perpendiculairement à l'échantillon.
- Cette luminescence est récupérée par le cube diviseur sur le même axe que celui de l'excitation.

Dans les deux cas, une image de l'échantillon est réalisée sur le spectromètre. Dans le plan focal intermédiaire (voir fig. 3.2), on place un diaphragme pour l'ASE (approximativement circulaire) et une fente micrométrique de forme rectangulaire pour la luminescence spontanée. De cette manière, on sélectionne la partie de l'échantillon excitée par le laser et on coupe la luminescence provenant des portions moins fortement excitées ou des porteurs diffusés. Nous sommes aidés en cela par un microscope placé à l'entrée du spectromètre. Il permet de voir la surface de l'échantillon et la ligne du laser grâce à la réflexion renvoyée par le cube diviseur. Le

cube facilite grandement l'alignement de l'optique. Lors d'essais préliminaires avec un miroir fendu, l'obtention d'une image de bonne qualité demandait un alignement fastidieux. Pour visualiser la luminescence, on place une camera CCD infrarouge sur le microscope (Si pour les puits de GaAs et PbS pour les puits de GaInAs).

3.4 Densité d'excitation

La puissance du laser est déterminée avec mètre de puissance thermopile. La durée des impulsions (FWHM) est mesurée sur un oscilloscope à l'aide d'une photodiode.

La densité de puissance d'excitation a ainsi été estimée de deux façons :

(i) En mesurant la puissance du laser avant la lentille cylindrique. Puis en divisant cette puissance par la surface de la ligne au niveau de la fente.

(ii) En mesurant la puissance directement après la fente, celle-ci étant positionnée sur une ouverture connue.

Pour calculer la densité au niveau de l'échantillon, il faut encore connaître le facteur de magnification de l'optique. On compare donc l'ouverture de la fente et la longueur de la ligne sur l'échantillon mesurée grâce, à la réflexion renvoyée par le cube diviseur. Nous atteignons une densité de puissance comprise entre 200 kW/cm^2 et 1.3 MW/cm^2 sur l'échantillon. Dans ce calcul nous avons pris en compte l'atténuation des différents composants placés entre la fente et l'échantillon, soit 10% par lentille ou miroir, et un facteur quatre pour le cube diviseur, les fenêtres du cryostat et la réflectivité de l'échantillon. Comme indiqué plus haut, nous utilisons des atténuateurs neutres pour varier la puissance au cours d'une série de mesure.

3.5 Autres méthodes expérimentales pour mesurer le gain optique

La technique de variation de la longueur d'excitation mentionnée dans la section 3.3 n'est pas la seule méthode qui permet de mesurer le gain. D'autres méthodes ont été utilisées pour obtenir des spectres de gain dans des PQs fortement excités:

(i) la mesure de spectres de transmission en utilisant la méthode pompe-sonde. Elle a été appliquée sur des PQs par [8, 45, 46]. De la transmission on déduit les spectres d'absorption et donc de gain si l'échantillon est suffisamment excité. Dans cette géométrie le gain est mesuré dans la direction perpendiculaire au plan des puits.

(ii) Hakki et Paoli [47] ont développé une méthode qui a été utilisée sur des PQs par plusieurs auteurs [36, 48, 49]. Elle consiste à mesurer la profondeur de modulation des interférences d'un Fabry-Pérot. L'échantillon forme une cavité de Fabry-Pérot avec ses deux surfaces parallèles et les interférences apparaissent donc dans l'ASE. Cette géométrie est utilisée avec un pompage électrique des porteurs.

(iii) Henry [50] a développé une méthode qui permet de déduire les spectres de gain des spectres de luminescence spontanée en utilisant la relation vRS (éq. (2.13)), qui assume un quasi-équilibre thermique des porteurs. Cette technique a été utilisée dans les PQs avec un pompage électrique [29, 51, 52].

(iv) La méthode de Shaklee [12], que nous avons utilisée pour ce travail, a déjà été appliquée sur des PQs par différents auteurs [40, 53-55]. Elle sera discutée en détail dans le chapitre 4.

(v) Finalement, une nouvelle méthode, appelée spectroscopie différentielle d'excitation de la luminescence (DPLE), a été utilisée récemment par Bongiovanni [56]. Cette méthode est une combinaison des expériences pompe-sonde avec la spectroscopie d'excitation. Elle fait partie, avec (i) et (iv), des méthodes où les PQs sont excités optiquement.

Pour conclure, nous allons procéder à un rapide comparatif des différentes méthodes. Nous mettons en évidence les avantages de la méthode de Shaklee:

- La mesure de l'intensité de la LA en fonction de la longueur de la ligne offre des conditions expérimentales similaires à celles d'une diode laser, i.e. les paramètres déterminés sont directement applicables à la situation pratique.
- Cette méthode équivaut aux expériences pompe-sonde, la sonde étant ici la luminescence spontanée. Mais, contrairement aux expériences pompe-sonde, le gain faible (et même de l'absorption) peuvent être déterminés par la technique de Shaklee sans devoir recourir à un grand nombre de puits (ce qui rend l'uniformité de l'excitation difficile). La région spectrale est cependant limitée au domaine où l'absorption n'est pas trop forte.
- Un large domaine de densité d'excitation (donc de gain) peut être investigué, simplement en ajustant la longueur de la ligne (cf. chap. 4). Tandis que la méthode d'Hakki et Paoli, par exemple, est limitée aux densités de porteurs comprises entre l'inversion et le seuil laser.
- La saturation de l'amplification optique peut être analysée (cf. chap. 5).
- Et finalement, il n'y a pas besoin de connaître l'efficacité quantique interne, ni la longueur d'onde de l'émission laser au seuil, comme avec la méthode de Henry, où le potentiel chimique et la température sont déterminés à partir de la forme des spectres spontanés et/ou de la tension appliquée.

Chapitre 4

Amplification optique non saturée

Dans ce chapitre, nous allons présenter les spectres de gain obtenus sur divers échantillons à des températures et des puissances d'excitation différentes. Ce chapitre est subdivisé en sept parties. La première développe le modèle de l'amplificateur unidimensionnel. La deuxième partie décrit les trois méthodes d'analyse utilisées pour extraire le coefficient de gain des spectres de luminescence amplifiée (LA). Les deux parties suivantes sont consacrées aux spectres de gain des PQs de GaAs et de GaInAs. La 5^e partie examine la précision des ajustements et la 6^e partie discute le largeur spectrale de la LA. Enfin, dans la dernière partie, nous comparons les résultats obtenus avec la littérature.

4.1 L'amplificateur optique unidimensionnel

Considérons le volume excité dessiné sur la figure 4.1. Ce schéma correspond à la partie excitée du cristal dans le montage expérimental de la fig. 3.4 du chapitre 3. Exprimons la variation de l'intensité lumineuse I_a à l'endroit des puits excités (couche centrale du guide d'onde) dans la direction x entre x et $x+dx$. Cette variation se compose d'une partie spontanée proportionnelle à l'angle solide et d'une partie stimulée proportionnelle à l'intensité [12, 13]:

$$dI_a(\lambda) = \Omega \cdot p_s(\lambda, x) dx + I_a(\lambda, x) [g(\lambda, x) - k] dx \quad (4.1)$$

où g et k sont les coefficients de gain et de pertes, exprimés en $[\text{cm}^{-1}]$. Les pertes sont provoquées par les imperfections du cristal et sont supposées indépendantes de x et λ . $p_s(\lambda, x)$ est la puissance moyenne de la lumière spontanée émise par unité de volume. Ω est la fraction de l'angle solide de l'émission spontanée dans la direction x .

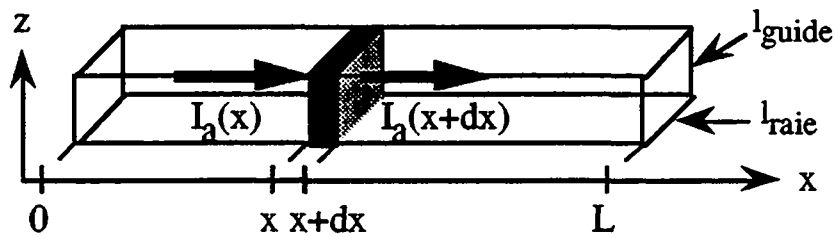


Figure 4.1 Schéma de l'amplificateur optique. Le volume excité dans l'échantillon est représenté par le parallélépipède de longueur L . Le volume infinitésimal représenté en gris a une intensité lumineuse $I_a(x)$ à l'entrée et $I_a(x+dx)$ à la sortie. La propagation de l'onde lumineuse se fait le long de l'axe x .

Guide d'onde - multi PQs:

- Pour un guide d'onde à multi PQs (voir fig. 3.1), on a:

$$p_s(h\nu) = h\nu \cdot r_s(h\nu) \cdot \frac{C \cdot N \cdot L_p}{l_{\text{guide}}} \quad (4.2)$$

où r_s est le nombre de photons émis spontanément dans un PQ par unité de temps, d'énergie et de volume (éq. (2.10)). C est le facteur de confinement du guide d'onde (cf. chapitre 3).

- L'équation (4.2) indique que $I_a(z) \neq \text{constante}$: la lumière émise dans les puits se propage dans un mode transversal dont l'étendue est supérieure à l_{guide} si $C < 1$. Dans notre cas, l_{guide} est petit et il n'y a qu'un seul mode transversal TE et TM.

- le coefficient de gain g , qui est défini par l'éq. (4.1), est petit dans le cas d'un guide d'onde avec $C < 1$ et dont les barrières sont larges. En effet, g exprime le rapport entre la puissance lumineuse émise par unité de volume et la puissance se propageant par unité de surface [57]: le volume qui émet de la lumière et l'amplifie

(les puits) est petit en comparaison du volume du guide dans lequel elle est confinée.

Aussi longtemps que les effets de saturation sont absents, c. à d. si $g(\lambda)$ et $p_s(\lambda)$ sont indépendants de x (cf. chapitre 5), l'intensité totale de la lumière observée à la fin de la raie excitée s'exprime par

$$I_a(\lambda, L) = \frac{\Omega \cdot p_s(\lambda)}{g(\lambda) - k} \{ \exp[(g(\lambda) - k)L] - 1 \} \quad (4.3)$$

L'équation (4.3), issue de l'intégration de l'équation (4.1), prend en compte les **approximations** suivantes :

- La raie est étroite : $L \gg l_{\text{raie}}$.
- L'angle solide Ω est constant sur la longueur (valable si $L \gg l_{\text{raie}}$ [58]).
- Les effets de saturation sont absents; Hvam [59] a montré empiriquement que c'est le cas si le critère suivant est vérifié: $g \cdot L < 5$. (4.4)
- La réflexion de la lumière du bord de l'échantillon vers la raie a été prévenue en évitant de placer le bord perpendiculairement à la raie.
- L'intensité lumineuse est constante dans la direction latérale du guide (direction y sur la fig. 4.1). Les modes latéraux sont discutés dans l'appendice B2.

Nous pouvons distinguer trois régimes dans les **solutions** de l'équation (4.3):

(i) pour les L courts, $I_a \cong (\Omega \cdot p_s) \cdot L + \frac{(\Omega \cdot p_s) \cdot (g - k)}{2} L^2 + \dots$ (4.5)

l'approximation (4.5) est essentiellement linéaire en L , c. à d. qu'il n'y a pas d'effet d'amplification,

(ii) pour les L moyens, $I_a \cong \frac{\Omega \cdot p_s}{g - k} \exp[(g - k) \cdot L]$ (4.6)

(iii) pour les L longs, il y a saturation: l'éq. (4.3) n'est plus valable, I_a augmente lentement ou décroît (voir chapitre 5).

4.2 Méthodes d'analyse du gain non saturé

La méthode de mesure décrite au chapitre 3 permet de d'obtenir des spectres de LA $I_a(\lambda)$ pour n différentes longueurs L de la raie d'excitation (fig. 4.2)

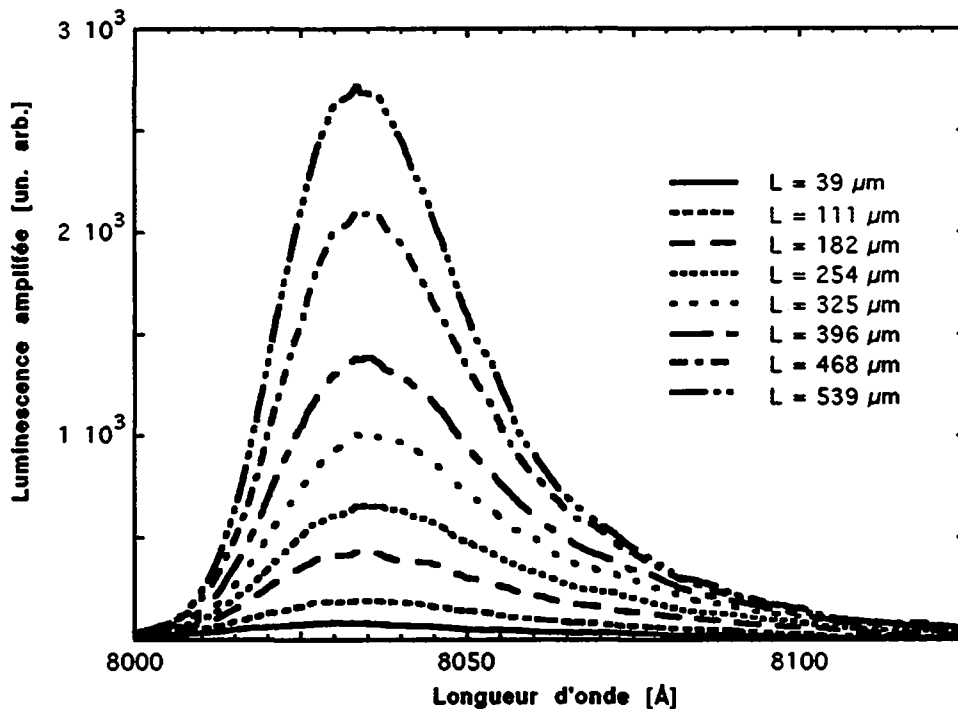


Figure 4.2 Spectres de luminescence amplifiée de l'échantillon AB 296, mesurés à une température du bain de 2 K pour différentes longueurs de raie L . Pour tous les spectres, l'intensité de l'excitation vaut 21 kW/cm^2 .

Avec l'équation (4.3), il est possible d'extraire le coefficient de gain $g(\lambda_i)-k$ (\equiv gain effectif ou gain net) à partir de la série de n intensités amplifiées $I_a(\lambda_i, L_j)$.

4.2.1 Méthode I

La méthode la plus simple, décrite et utilisée jusqu'à présent dans la littérature [12, 40, 54, 60], consiste à ajuster indépendamment à chaque longueur d'onde λ_i ($i=1, \dots, m$) un coefficient $g(\lambda_i)-k$ et un coefficient spontané $p_s(\lambda_i)$ à partir des $I_a(L_j)$ ($j=1, \dots, n$) correspondant aux différents L . Donc, avec $m \cdot n$ données $2m$ paramètres sont ajustés. Le coefficient de pertes k peut être lu sur le spectre $g(\lambda_i)-k$, car $g(\lambda) \rightarrow 0$ à grandes longueurs d'onde.

(Les détails numériques de la procédure d'ajustement sont décrits dans l'appendice B1)

Aucune supposition n'est faite concernant les coefficients spontanés $p_s(\lambda_i)$.

4.2.2 Méthode II

Avec le montage décrit au chapitre 3, il est possible de mesurer le spectre spontané $r_{\text{spont}}(\lambda_i)$ perpendiculairement à l'échantillon. $p_s(\lambda)$ de l'équation (4.3) est donc connu à la constante de proportionnalité C_p près. Dans ce cas, les $g(\lambda_i)-k$ et la constante globale C_p sont ajustés par la procédure. Cependant, pour obtenir C_p , les $m+1$ paramètres doivent être ajustés ensemble dans une procédure unique utilisant les $m-n$ équations du type (4.3). Le coefficient k est déterminé ultérieurement comme décrit dans la méthode I.

A nouveau, aucune supposition n'est faite concernant la distribution des porteurs de charge.

4.2.3 Méthode III

Si nous assumons un quasi équilibre thermique des porteurs le long de l'amplificateur, $p_s(\lambda)$ est relié au gain par la relation vRS (2.13). La distribution des porteurs, auxquels on associe une température effective T et un potentiel chimique total $\mu = \mu_e + \mu_h$, est décrite alors par une fonction de Fermi.

En introduisant (2.13) dans (4.3), on obtient

$$I_a(\lambda, L) = C_s (h\nu)^2 \frac{g(\lambda)}{g(\lambda) - k} \cdot \frac{\exp[(g(\lambda) - k)L] - 1}{1 - \exp[(h\nu - \mu)/k_B T]} \quad (4.7)$$

où $h\nu$ est l'énergie des photons et C_s la constante de proportionnalité indépendante de L .

Pour la procédure d'ajustement, on remarque que comme dans II, les coefficients $g(\lambda_i)$ doivent être fittés ensemble avec les paramètres globaux qui sont cette fois quatre: C_s , k , T et μ . On ajuste donc simultanément $m-n$ équations de type (4.7) pour obtenir $m+4$ paramètres. A chaque pas de la procédure de fit, μ est déterminé en

interpolant ou en extrapolant le passage du gain à l'absorption. La détermination de k et T par ajustement est peu précise:

- k est fortement corrélé à g dans (4.7), excepté aux grandes longueurs d'onde, lorsque $g \rightarrow 0$. Mais alors $I_a \rightarrow 0$, et la détermination de k est difficile.

- T apparaît dans le facteur de Bose. Celui-ci joue un rôle dans l'éq. (4.7) lorsque $h\nu \approx \mu$, c. à d. lorsque la LA est faible ou absorbée.

C'est pourquoi, k a été fixé d'après les résultats de la procédure I, et T a été lu sur les queues à haute énergie des spectres de luminescence (cf. chap. 2).

4.2.4 Application et comparaison des trois méthodes

Nous allons appliquer les trois méthodes décrites ci-dessus pour calculer le gain de l'échantillon AB 296 (cf. appendice A1), à partir des spectres de LA de la figure 4.2.

Les conditions expérimentales sont les suivantes :

- L'échantillon comportant cinq puits est plongé dans l'He super fluide à 2K.
- La densité d'excitation est de 21 kW/cm^2 (à 532 nm: les puits et les barrières sont pompés). La ligne a une largeur de $l_{raie}=15 \mu\text{m}$.
- Pour la LA, un diaphragme circulaire ($\varnothing 50 \mu\text{m}$) est placé au plan focal de l'image cinq fois agrandie de l'échantillon.
- La LA est détectée avec l'intensificateur d'image.

Vingt spectres de LA sont mesurés, pour des lignes de 39 à 718 μm de longueur. Ils sont ensuite lissés, et le logarithme de l'intensité est exprimé en fonction de la longueur de la ligne L (cf. figure 4.3).

Il s'agit de déterminer à partir de quelle longueur est susceptible d'apparaître l'effet de saturation. Pour cela, les spectres de LA nous donnent une première indication si la position spectrale du pic d'émission se déplace en fonction de la longueur. Une indication plus précise nous est fournie sur des graphes semblables à la fig. 4.3: on peut contrôler à chaque longueur d'onde l'augmentation de l'intensité

de la LA. La saturation se manifeste par un point d'inflexion marquant la diminution de l'intensité à partir d'un certain L (cf. chap. 5).

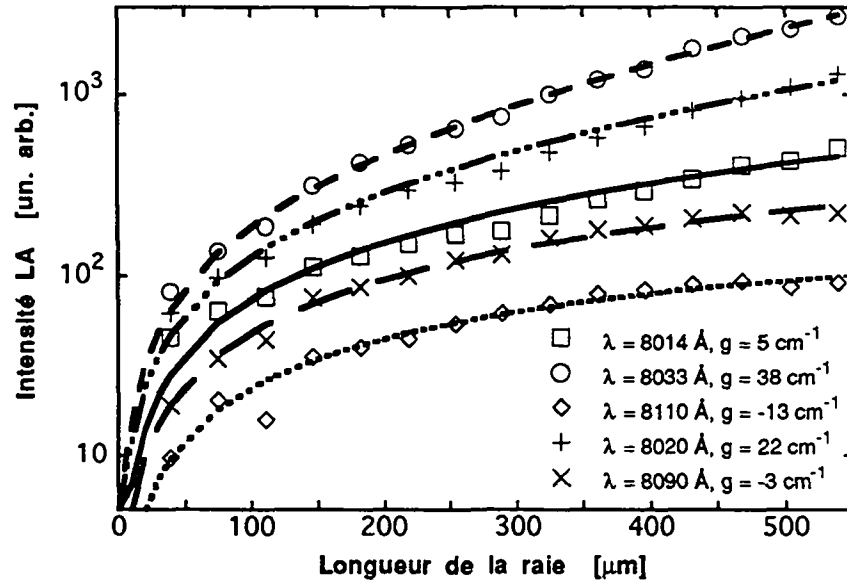


Figure 4.3 Intensités de luminescence amplifiée en fonction de la longueur de la raie L pour différentes longueurs d'onde λ . Les valeurs expérimentales (points) sont les mêmes que celles représentées sur la figure 4.2. Les courbes sont obtenues en ajustant l'équation (4.7) aux données expérimentales, et les coefficients de gain résultant sont indiqués.

Pour cette série de mesures, nous avons pu prendre les 15 longueurs qui sont dessinées sur la figure 4.3. En raison de la faible intensité de l'excitation, la LA ne sature pas en dessous de $540 \mu\text{m}$.

Nous appliquons ensuite les trois méthodes avec $n=15$ et $m=100$. Le résultat de la méthode I est représenté par le traitillé long sur la fig. 4.4. Des pertes de $k=30 \text{ cm}^{-1}$ sont extrapolées de la queue à haute longueur d'onde du spectre de gain effectif $g-k$. Le spectre spontané correspondant est sur la partie inférieure de la figure. Pour la méthode II, nous avons utilisé le spectre de LA mesuré avec $L=39 \mu\text{m}$ comme spectre spontané. Il est représenté par le traitillé court sur la figure. La méthode III est utilisée tout d'abord avec les pertes de 30 cm^{-1} et le température lue sur le spectre spontané, puis ces valeurs sont affinées et choisies selon le meilleur χ^2 de l'ajustement au moindre carré (cf. appendice B1). Le spectre de gain effectif

correspondant (gain total pour cinq puits) est représenté par le trait continu sur la figure 4.4.

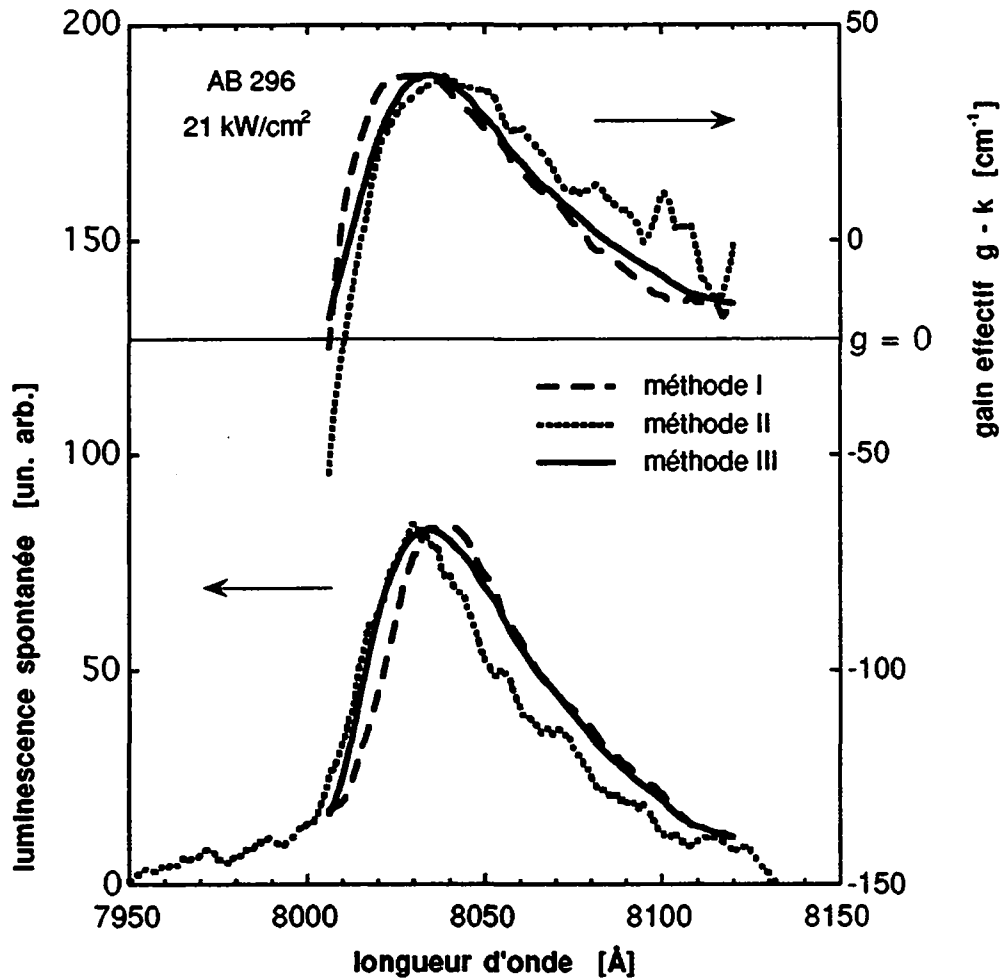


Figure 4.4 Spectres de gain effectif $g(\lambda)-k$ et spectres de luminescence spontanée $p_s(\lambda)$ obtenus en ajustant la luminescence amplifiée de la figure 4.2 pour l'échantillon AB 296 ($T_{\text{bain}} = 2 \text{ K}$), en utilisant les trois méthodes décrites dans le texte. Les traits continus viennent de la méthode III, utilisant l'équation 4.7 avec $T=10 \text{ K}$, $\mu=8005 \text{ \AA}$ et $k=23 \text{ cm}^{-1}$. Les courbes pointillées ont été obtenues avec la méthode II, selon l'équation 4.3, et en utilisant le spectre de LA à la plus courte longueur ($39 \mu\text{m}$) pour le coefficient spontané $p_s(\lambda)$. Les courbes en traitillé viennent de la méthode I avec l'éq. 4.3 en ajustant séparément à chaque longueur d'onde $g(\lambda)-k$ et $p_s(\lambda)$.

4.2.5 Discussion des trois méthodes

Les spectres de gain obtenus avec les trois différentes méthodes sont très similaires. Le meilleur fit (= plus petit χ^2) est obtenu avec la méthode I où le nombre de paramètres à ajuster est le plus grand et où il n'y a aucune contrainte dans la

forme des spectres $g(\lambda)$ et $p_s(\lambda)$. Avec la méthode II, on voit le bruit de mesure du spectre spontané qui se reporte sur le spectre de gain. C'est particulièrement sensible à grande longueur d'onde, où l'intensité mesurée est faible. Les spectres obtenus avec la méthode III sont les plus lisses à cause de la relation vRS qui introduit une contrainte sur la forme des spectres. L'erreur sur le gain $g(\lambda)$ ne doit toutefois pas être sous-estimée car le coefficient de pertes est fortement corrélé à g et ne peut être déterminé qu'avec une précision de $\pm 5 \text{ cm}^{-1}$ dans cet exemple. Il faut toutefois préciser qu'une pareille correspondance entre les trois méthodes ne peut être obtenue que si le nombre de longueurs L (15 dans cet exemple) est suffisant pour décrire les domaines donnés par les éq. (4.5) et (4.6) du §4.1 (voir aussi discussion du §4.5). De plus, dans cet exemple, la puissance d'excitation est faible, ce qui limite l'intervalle spectral et la valeur du gain effectif mesuré (env. 100 cm^{-1}). Pour une comparaison plus directe de la précision de l'ajustement avec les spectres de LA mesurés, nous avons reporté sur la figure (4.3) les valeurs de $I_a(\lambda_j)$ calculés avec l'équation (4.7) et les paramètres obtenus par la méthode III.

De la même manière, on observe une concordance raisonnable entre les différents spectres spontanés. Dans ce cas, nous avons utilisé le spectre de LA pour la méthode II et non pas le spectre collecté perpendiculairement au plan des puits, dont l'intensité était trop faible. La différence entre ces deux spectres est faible si l'amplification optique est faible à $L=39 \mu\text{m}$: le facteur $e^{(g-k)L}$ vaut au maximum 1.2 d'après la procédure d'ajustement; la différence d'intensité résultant de l'amplification est inférieure à 20 %.

4.3 Gain dans les PQs de GaAs

Ce paragraphe est divisé en trois sections, afin de présenter ensemble les spectres de gain correspondant à des conditions expérimentales comparables. Dans la première section, la température de l'échantillon est constante sur chaque figure et l'intensité de l'excitation change. Dans la 2^e partie, le gain mesuré aux différentes températures est dessiné et discuté. Dans la 3^e partie, nous comparons les résultats obtenus sur différents échantillons. Le montage expérimental utilisé pour ces

mesures est décrit dans le chapitre 3. L'excitation est faite en pulsé sur les barrières (532 nm).

4.3.1 Température constante

La figure 4.5 réunit les spectres de gain effectif ($g(\lambda) - k$) ajustés à partir de séries de spectres de LA de AB 296 mesurés à 2 K pour des intensités d'excitation comprises entre 7.5 et 42 kW/cm². Ces spectres de gain ont été obtenus avec la méthode II, excepté celui à 42 kW/cm² (pour lequel nous ne disposons pas de spectre spontané) ajusté avec la méthode III. Pour obtenir le gain électronique, il faut additionner les pertes, estimées à 30 cm⁻¹ pour cette température. L'augmentation de l'excitation engendre une augmentation du gain et un léger déplacement vers le bleu de la position du gain maximum. Cette augmentation indique que les porteurs (les h en tout cas) ne sont pas totalement dégénérés à la densité de paires atteinte à ces excitations, puisque, en présence de paires eh totalement dégénérés, le gain maximum est proportionnel à la densité d'états conjointe qui est constante. De même, nous pouvons observer sur cette figure le déplacement vers le bleu du potentiel chimique résultant du remplissage des bandes. L'intensité des deux spectres marqués par une astérisque (*) ne correspond pas à la progression des autres spectres. Ils correspondent à une autre série de mesures que les autres courbes. Une incertitude d'un facteur deux sur l'excitation entre deux séries de mesure n'est pas impossible.

Les spectres de gain à 2 K de l'échantillon GW 133 sont reproduits sur la figure 4.6. Dans cet échantillon comportant 29 PQs, le gain est plus fort que celui de AB 296, pour des intensités d'excitation similaires. Le gain par puits est toutefois comparable (voir fig. 4.10). Le gain provient des recombinaisons $e1 \rightarrow hh1$, comme l'indique la polarisation TE de la LA (voir fig. 2.7). Un autre spectre de gain de cet échantillon, mesuré à 20 kW/cm², sera présenté dans le §5.2. Nous verrons qu'à cette intensité d'excitation, l'amplification sature rapidement.

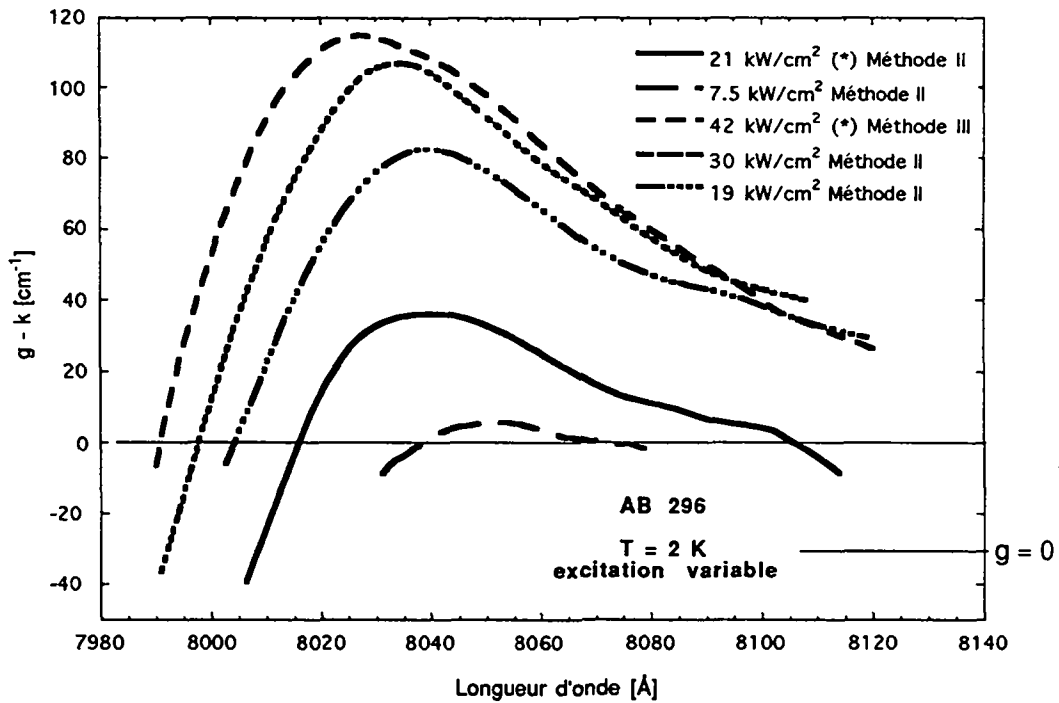


Figure 4.5 Spectres de gain effectif $g - k$ de l'échantillon AB 296 à 2 K pour différentes intensités d'excitation. La méthode d'ajustement utilisée (cf. texte) est indiquée ainsi que le niveau des pertes (30 cm^{-1}). Les intensités d'excitation marquées d'une (*) proviennent d'une autre série de mesure.

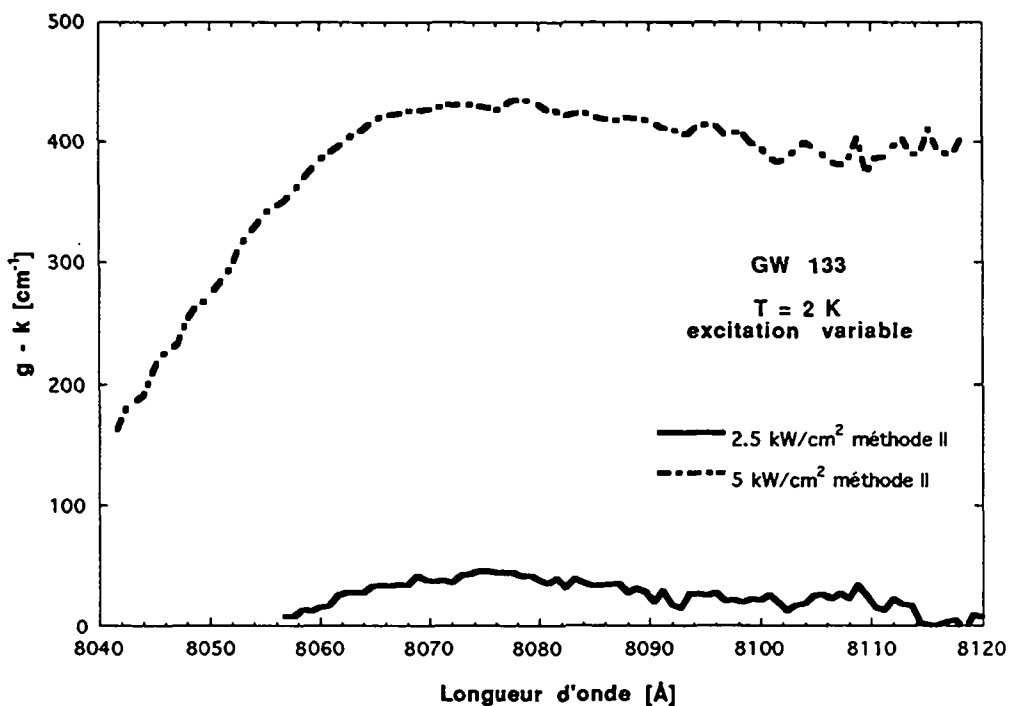


Figure 4.6 Spectres de gain effectif $g - k$ de l'échantillon GW 133 à 2 K pour deux différentes intensités d'excitation. La méthode d'ajustement utilisée est indiquée. Les pertes, lues sur un autre spectre, sont estimées à 55 cm^{-1} . La courbe traits-points est soumise à du bruit de mesure pour $\lambda > 8100 \text{ \AA}$ (voir texte).

Sur les figures 4.7 et 4.8, mesurées à 100 K et 140 K, on observe aussi le comportement typique du plasma eh dans les spectres optiques: un déplacement vers les hautes énergies du potentiel chimique dû au remplissage des bandes et un déplacement vers les basses énergies de la queue à basse énergie du spectre de gain. Le premier trait révèle le remplissage des bandes provoqué par l'augmentation de la densité de porteurs, et le deuxième est causé par la réduction de la bande interdite résultant des interactions à N-corps parmi les porteurs denses.

Remarquons que sur les spectres de gain à 140 K, le gain est très faible sur les transitions $n=2$, situées aux environs de 7700 Å. Pour une intensité de pompe de 1.3 MW/cm², et en admettant des pertes de 90 cm⁻¹ (ces pertes ont été estimées à la puissance 100 kW/cm²), le gain du 2^e niveau est de 10 cm⁻¹. Le potentiel chimique est donc situé juste aux alentours de ce niveau. Il est plus bas que sur l'ajustement du spectre de luminescence spontanée (c) de la figure 2.6 du chapitre 2, spectre qui a été mesuré avec une intensité de pompe inférieure (100 kW/cm²).

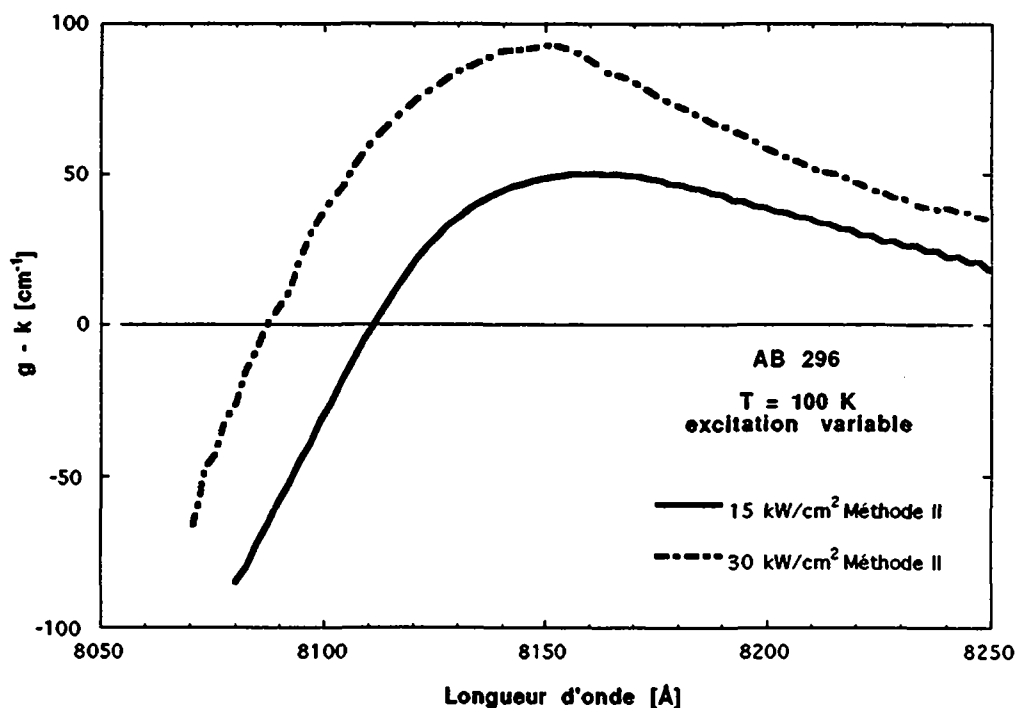


Figure 4.7 Spectres de gain effectif $g - k$ de l'échantillon AB 296 à 100 K pour deux intensités d'excitation. La méthode d'ajustement utilisée est indiquée. Les pertes sont estimées à 50 cm⁻¹.

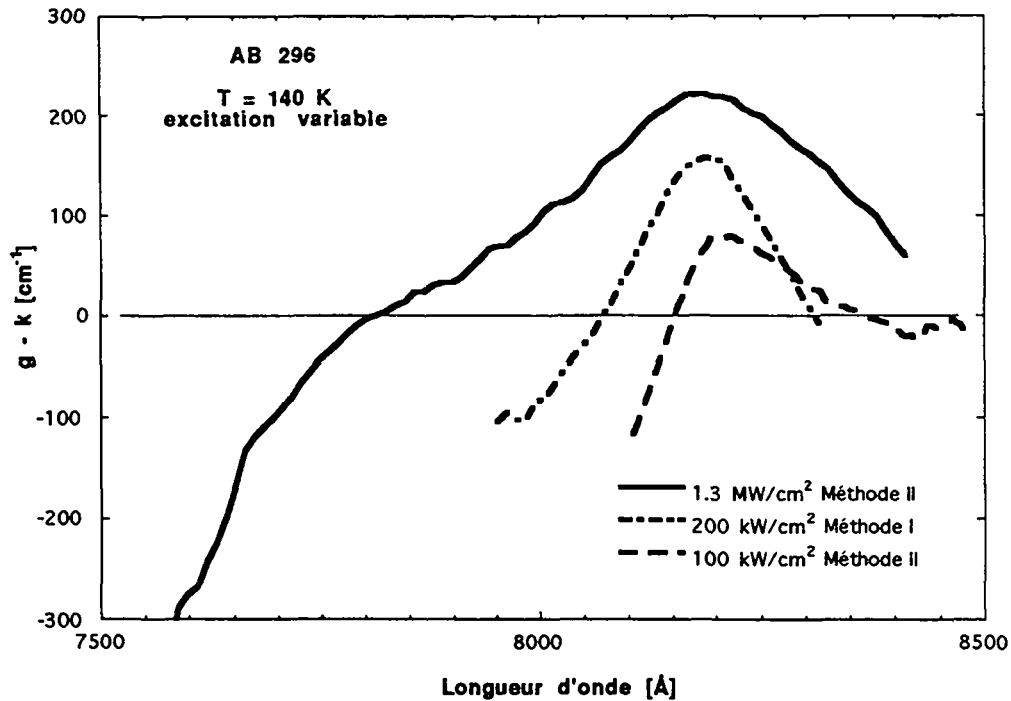


Figure 4.8 Spectres de gain effectif $g - k$ de l'échantillon AB 296 à 140 K pour trois intensités d'excitation. La méthode d'ajustement utilisée est indiquée. Les pertes sont estimées à 90 cm^{-1} .

4.3.2 Différentes Températures

La figure 4.9 réunit des courbes de gain à trois températures de bain différentes (2 K, 100 K et 140 K). Ces courbes ont été choisies du paragraphe précédent et elles ont été ajustées avec la méthode II et les spectres spontanés dessinés sur la figure 2.6 du chapitre 2. Ces spectres spontanés ont été discutés au § 2.2.4. Nous notons sur cette figure que le gain effectif décroît lorsque la température monte, même entre 100 et 140 K où l'intensité de l'excitation a été triplée. Les pertes étant estimées respectivement à 30, 50 et 90 cm^{-1} , le gain électronique augmente légèrement entre 2 et 140 K. La densité de porteurs, proportionnelle à la largeur du spectre, croît aussi, comme le montrait la luminescence spontanée. Les pentes des queues à haute et basse énergie sont aussi moins fortes lorsque la température (et la densité) augmentent, reflétant l'élargissement des états et le réchauffement des paires eh. La température effective des porteurs T_{eh} vaut respectivement 150, 170 et 230 K (voir § 2.2.4.1).

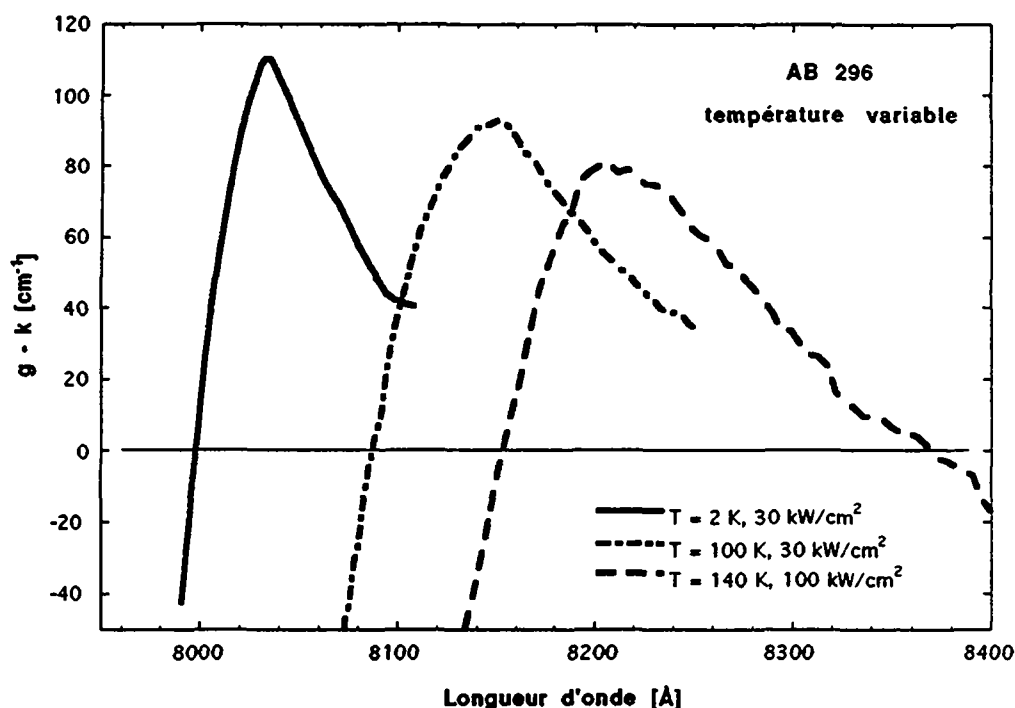


Figure 4.9 Spectres de gain effectif $g \cdot k$ de l'échantillon AB 296 à trois températures différentes. Ces trois spectres ont été ajustés avec la méthode II. Les spectres de luminescence spontanée mesurés simultanément sont reproduits sur la figure 2.6. La température effective des porteurs T_{eh} vaut respectivement 150, 170 et 230 K.

4.3.3 Différents échantillons

Les spectres de gain des trois échantillons mesurés à 2 K sont reproduits sur la figure 4.10. Le nombre de puits étant différent, le gain électronique total a été divisé par le nombre de puits, afin de pouvoir comparer le gain par puits, ajusté avec la méthode III. On remarque que dans les différents échantillons, pour des intensités de pompe pratiquement similaires, le gain a environ la même grandeur (voir aussi Tableau 4.1). Le coefficient de pertes semble augmenter avec le nombre d'interfaces: il est de 23 cm^{-1} pour AB 296 (5 puits) et de 55 cm^{-1} pour GW 133 (29 puits). Pour DM 199 (20 puits), l'absence de la couche manteau supérieure explique le haut coefficient de pertes observé (environ 130 cm^{-1}).

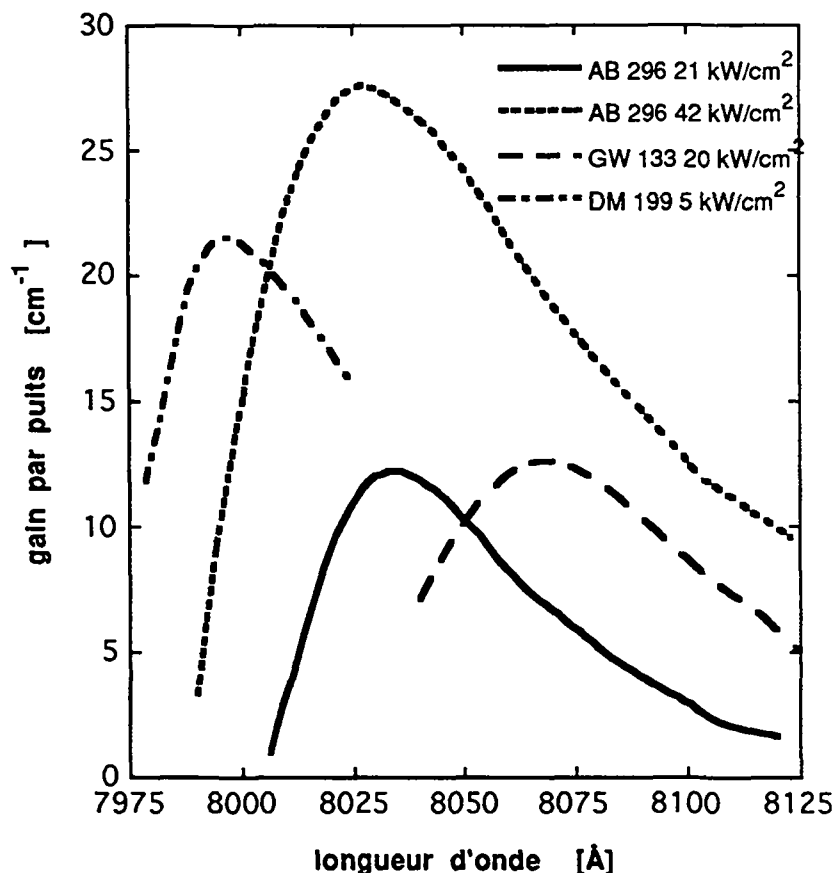


Figure 4.10 Spectres de gain électronique (par puits) de différents échantillons mesurés à 2 K. Les ajustements sont faits avec la méthode III, avec jusqu'à 15 spectres de LA dont les longueurs de raie s'échelonnent entre 40 et 360 μm . L'intensité de l'excitation est indiquée. Les paramètres globaux extraits de l'ajustement, i.e. le coefficient de pertes k , la température effective des porteurs T_{eh} et la position spectrale du potentiel chimique μ sont les suivants ; ligne continue (échantillon AB 296): $k = 23 \pm 5 \text{ cm}^{-1}$, $T_{\text{eh}} = 10 \pm 50 \text{ K}$, $\mu = 8005 \text{ \AA}$; ligne pointillée: $k = 23 \pm 5 \text{ cm}^{-1}$, $T_{\text{eh}} = 55 \pm 50 \text{ K}$, $\mu = 7986 \text{ \AA}$; ligne discontinue (GW 133): $k = 55 \pm 20 \text{ cm}^{-1}$, $T_{\text{eh}} = 140 \pm 50 \text{ K}$, $\mu = 8028 \text{ \AA}$; ligne discontinue et pointillée (DM 199): $k = 130 \pm 60 \text{ cm}^{-1}$, $T_{\text{eh}} = 10 \pm 50 \text{ K}$, $\mu = 7966 \text{ \AA}$.

4.4 Gain dans les PQs de GaInAs

Nous avons mesuré les spectres de LA à 2 K sur les échantillons de GaInAs/GaInAsP présentés dans le § 3.3. Le montage expérimental utilisé pour ces mesures est décrit dans le chapitre 3. L'excitation est faite en pulsé à 1.06 μm . Les spectres de gain ont été ajustés avec la méthode I en raison de l'intensité trop faible de la luminescence spontanée détectée avec la photodiode d'InGaAs.

La série de mesures que nous avons réalisée sur ces échantillons (spectres de PL à faible excitation et gain) tend à montrer qu'ils comportaient des impuretés. La discussion des résultats que nous donnons dans la suite est donc entachée de l'incertitude de savoir si les effets que nous décrivons proviennent des propriétés intrinsèques (plasma eh dans le GaInAs) ou extrinsèques (impuretés avec états localisés).

Les spectres de LA de la fig. 4.11 montrent un comportement bien différent par rapport à ceux mesurés sur les PQs de GaAs (voir fig. 4.2 et le § 5.1 du chapitre 5). L'amplification sature d'abord à grande longueur d'onde lorsque L augmente. Ce comportement a été observé sur les trois échantillons mesurés. Une explication possible est la présence de niveaux d'impuretés situés au-dessous du gap. De tels états localisés se dépeuplent facilement, mais se repeuplent lentement.

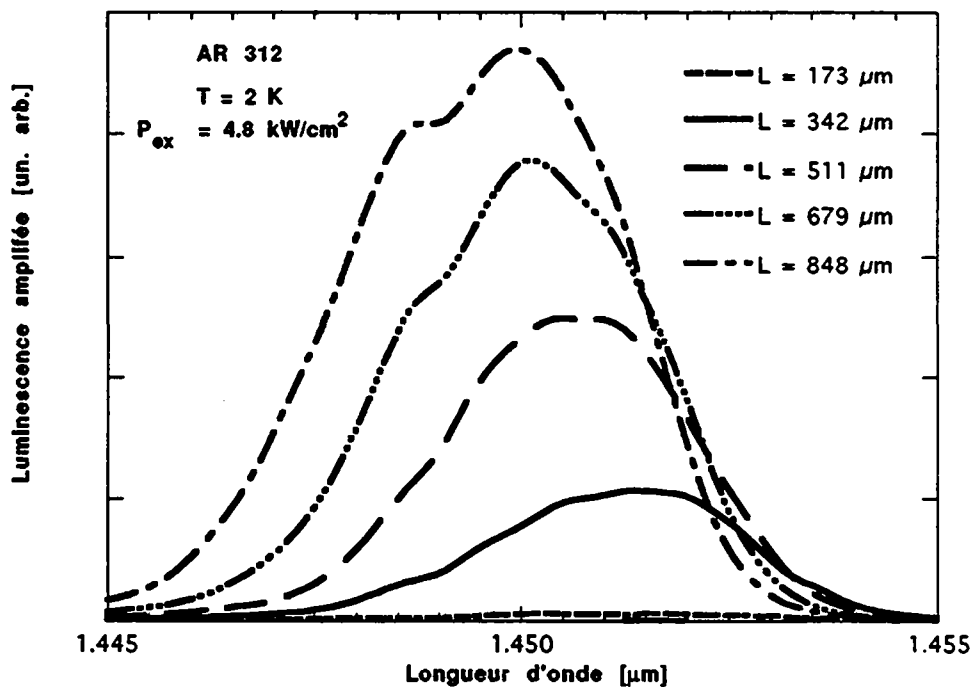


Figure 4.11 Spectres de luminescence amplifiée de l'échantillon AR 312 à la température de bain T=2 K pour différentes longueurs de raie L. Pour tous les spectres, l'intensité de l'excitation vaut 4.8 kW/cm². Pour le spectre de gain de la fig. 4.12, la longueur de la raie maximale choisie était de 426 μm.

Les spectres de gain de la fig. 4.12 montrent qu'à la même intensité d'excitation, AR 312 a un gain effectif légèrement plus élevé que l'échantillon AR 355, dont les

puits sont contraints (contrainte compressive [61]) et étroits. La saturation de l'amplification est soulignée sur ces spectres par la partie hachurée qui marque le domaine spectral où débute cette saturation. Elle commence aussi plus tôt que ne le donne le critère empirique de Hvam (4.4): le facteur $(g-k)_{\max} \cdot L$ vaut 2.2 pour AR 312 (4.8 kW/cm²), 1.6 pour AR 355-3, et il vaut 3 pour AR 355-0 (pas montré sur la figure). Ces faits tendent à prouver que l'origine de la saturation que nous observons sur ces échantillons n'est pas l'émission stimulée, mais les transitions vers des niveaux d'impuretés à temps de vie long.

D'une manière générale, nous nous attendons à une augmentation de la saturation du gain dans les PQs contraints, puisque, comme l'a calculé Willatzen pour des PQs de 50 Å [62], l'échauffement des porteurs dû au dépeuplement des niveaux à basse énergie par l'émission stimulée est 5 fois plus important si les PQs sont contraints.

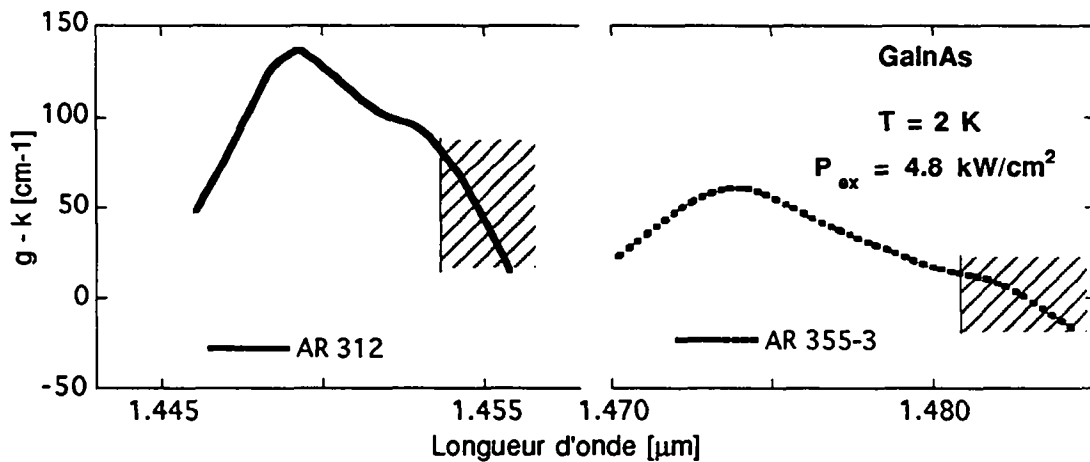


Figure 4.12 Spectres de gain effectif des PQs d'InGaAs. L'intensité de l'excitation des deux échantillons est indiquée. Les spectres sont ajustés avec la méthode I. La partie hachurée indique la partie des spectres qui est moins bien ajustée en raison de la saturation à basse énergie (cf. texte).

4.5 Précision des ajustements

Nous allons examiner dans ce paragraphe la marche à suivre pour obtenir des spectres de gain fiables et nous discuterons des exemples où les ajustements sont

moins précis, car ils ne respectent pas ces règles. Nous terminerons en mentionnant les problèmes ouverts, car inhérents à la méthode de mesures choisie.

Les trois versions du programme GFIT (décrit dans l'appendice B1), qui réalisent l'ajustement de la LA selon les méthodes développées dans le § 4.2, utilisent la même routine d'ajustement. Les paramètres à ajuster sont variés simultanément, afin de **minimiser le χ^2 total**, critère mesurant la qualité de l'ajustement:

$$\chi^2 = \sum_i^m \chi^2(\lambda_i) \quad \text{avec} \quad \chi^2(\lambda_i) \equiv \frac{1}{N_{\text{free}}} \sum_{j=1}^n (I_j(\lambda_i) - I_{\text{fit},j}(\lambda_i))^2 \quad (4.8)$$

où I_j et $I_{\text{fit},j}$ sont respectivement les intensités de la LA mesurée et ajustée à la longueur de raie L_j , et N_{free} est le nombre de degrés de liberté de l'ajustement (c. à d. $N_{\text{free}} = nm - n_{\text{par}}$, voir appendice B1). Le $\chi^2(\lambda_i)$ permet de contrôler la précision de l'ajustement à chaque λ_i .

4.5.1 Règles à suivre

Les critères de fiabilité des ajustements du gain sont:

- (i) le χ^2 de la procédure d'ajustement
- (ii) le choix des L_j pour les spectres LA (effets de saturation)
- (iii) la méthode III en comparaison avec les deux autres
- (iv) la forme spectrale de la luminescence spontanée ajustée (si le spectre spontané a été mesurée).

Les deux premiers facteurs influencent la forme du spectre de gain (voir discussion détaillée des points (i) et (ii) ci-dessous). La discussion du point (iii) nous permettra de mettre en évidence la mauvaise détermination des pertes. Quand au spectre spontané ajusté par la méthode I (critère (iv)), il doit reproduire le spectre mesuré, si l'on dispose de celui-ci.

(i) La figure 4.13 montre une comparaison des résultats obtenus avec les méthodes I et II en ajustant 8 spectres de LA. Sur l'échelle de droite sont reproduits les χ^2 (4.8) en fonction de la longueur d'onde. Afin de pouvoir comparer les deux

méthodes, dont le nombre de paramètres est différent, le χ^2 a été multiplié par N_{free} , de telle sorte que c'est le carré des différences entre les intensités mesurées et ajustées qui est reproduit ici. On remarque un maximum à 8197 Å, correspondant au maximum de l'intensité de la LA. Sur le spectre de gain ajusté avec la méthode I, on remarque une bosse signalant du bruit de mesure sur l'intensité maximale de la LA (rappelons que ce bruit augmente avec le signal en raison de la dépendance exponentielle de I_j en fonction de L). Ce bruit peut aussi provenir de l'erreur sur la longueur d'une des raies. En ajustant le gain avec la méthode II, la contrainte sur les paramètres imposée par le spectre spontané mesuré fait disparaître cette bosse, mais le χ^2 à cette longueur d'onde double. La figure montre aussi que si la différence des deux gains est importante aux extrémités de la courbe, les intensités ajustées (et donc le $\chi^2(\lambda_j)$) changent peu. Ce point sera discuté plus en détail ci-dessous.

(ii) Le choix des L_j à utiliser pour l'ajustement doit se faire en comparant les intensités de LA expérimentale et fittée (comme sur la partie inférieure de la fig. 4.13). L'apparition d'un point d'inflexion dans les intensités indique que le seuil de la saturation est atteint. Ce point sera traité en détail dans le chapitre 5, nous renvoyons donc à la discussion du § 5.1.

Néanmoins, pour un ajustement précis de p_s et g , il faut que les L_j couvrent les deux domaines de validité de l'équation de l'amplificateur:

- le domaine des $I(L_j)$ linéaires (lorsque $gL \ll 1$), donné par l'éq. (4.5) et qui détermine $p_s(\lambda)$. Cette région s'observe par ex. sur la partie inférieure de la fig. 4.13 pour $L \leq 0.03$ cm,

- et le domaine exponentiel (lorsque $gL \geq 1$) donné par l'éq. (4.6), qui détermine le coefficient de gain.

(iii) La figure 4.14 montre les résultats de la **méthode III** en comparaison avec les deux autres. Elle met en évidence la faible différence que des queues de spectres inégales engendrent sur le χ^2 total. C'est une des raisons pour laquelle k est difficile à déterminer. Entre les courbes de la méthode I et II (discutées au point (i)), nous avons rajouté sur cette figure deux courbes de la méthode III présentant des pertes différentes: 90 cm^{-1} (ligne pointillée) et 190 cm^{-1} (ligne traits-points). En les

comparant, on remarque que le gain à basse énergie baisse lorsque les pertes augmentent, et qu'il se rapproche de celui ajusté par la méthode I.

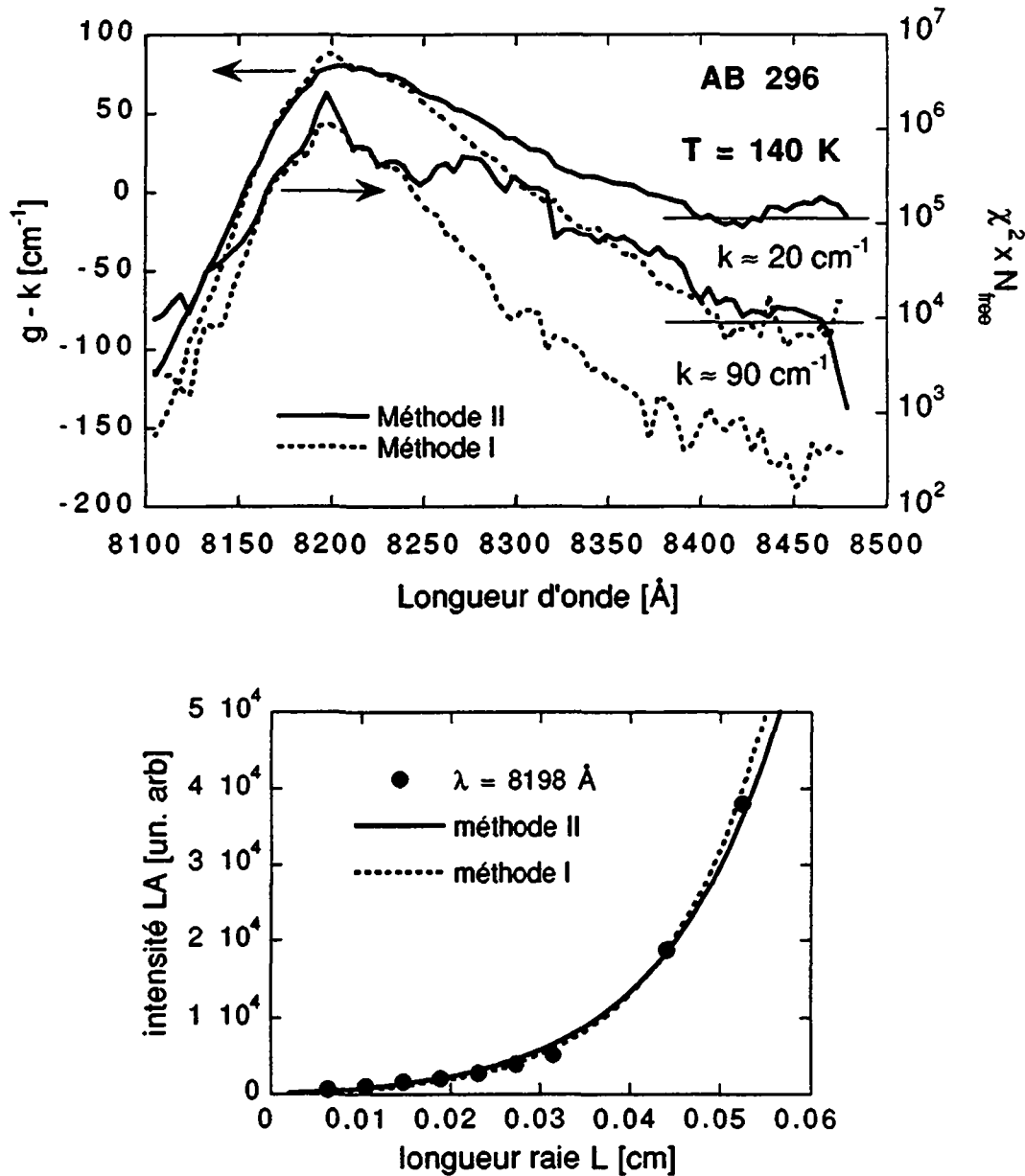


Figure 4.13 Comparaison du gain ajusté avec deux méthodes et des χ^2 résultants. **Partie supérieure:** le nombre de paramètres $N_{\text{free}} = 573$ pour les lignes continues (méthode II) tandis que pour les lignes pointillées (méthode I, ajustement indépendant) $N_{\text{free}} = 6$. Le maximum du χ^2 à 8197 Å se trouve au maximum de l'intensité de la LA, qui correspond aussi au maximum du gain. **Dans la partie inférieure,** le comportement de l'intensité de la LA en fonction de L est reproduit à la longueur d'onde du gain maximum. Les points représentent les intensités mesurées et les courbes les intensités ajustées (le 9^e point n'a pas été utilisé pour l'ajustement).

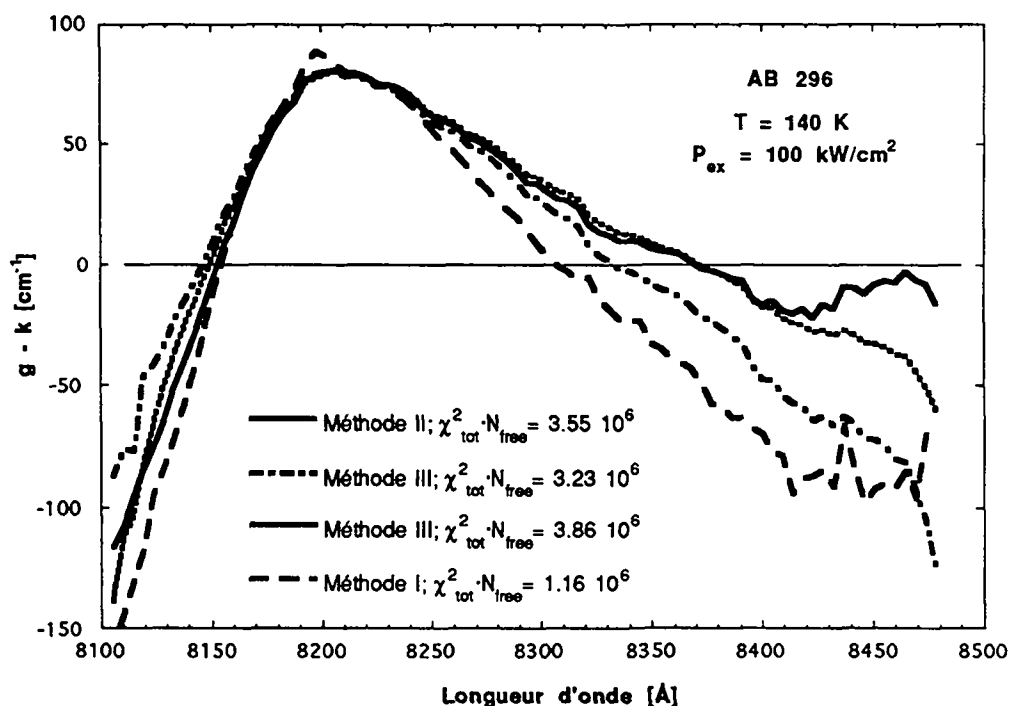


Figure 4.14 Comparaison du gain calculé avec les trois méthodes du §4.2. La méthode III est dessinée pour $k = 90 \text{ cm}^{-1}$ (ligne pointillée) et pour $k = 190 \text{ cm}^{-1}$ (ligne traitillée-pointillée). Dans les deux cas la température est de 230 K. La valeur du χ^2 total (voir éq. (4.8)) est indiquée sur la figure pour chaque courbe.

L'explication que nous fournissons vient de l'information contenue dans ces ajustements. La méthode I, ajustée avec la LA, ne contient que de la lumière qui se propage dans le plan des puits (les pertes extrapolées sont de 90 cm^{-1}). Si nous utilisons ces pertes comme paramètre pour la méthode III, nous trouvons une queue quasiment identique à celle de la méthode II. La méthode II utilise le spectre spontané mesuré perpendiculairement au plan des puits, elle est plus fiable car elle contient plus d'information que les deux autres. Pour se rapprocher de la courbe de la méthode I, il faut augmenter les pertes dans la méthode III.

Pour terminer, nous relèverons que si l'on observe la queue à haute énergie sur la fig. 4.14, le potentiel chimique déterminé à partir de la condition $g(\lambda) = 0$ change peu avec ces différents ajustements, car g décroît rapidement à haute énergie. Sur la figure on peut lire $\mu = 8110 \pm 10 \text{ \AA}$. Nous pensons donc que nous atteignons la limite de la précision possible avec ces ajustements. Les spectres de gain seront aussi discutés dans le chap. 5 (voir § 5.5 et 5.6).

4.5.2 Résumé

Les exemples du paragraphe précédent montrent la procédure à suivre pour obtenir de bons ajustements des spectres de gain, mais certains problèmes inhérents à la méthode subsistent:

- Le problème majeur demeure la détermination de la valeur des pertes. Dans la solution (4.6) de l'équation de l'amplificateur unidimensionnel (voir § 4.2), le facteur prépondérant de l'ajustement est $e^{(g-k)L}$. C'est donc $(g-k)$ qui est bien ajusté, et les pertes ne sont déterminées que dans la région où g est nul (à basse énergie) et où l'intensité est aussi faible.
- Pour la méthode I, quand on ne mesure pas $p_s(\lambda)$, la détermination du **coefficient spontané** dans l'ajustement est difficile si l'intensité de l'excitation est forte. En effet, il faut mesurer un nombre de spectres de LA suffisant aux courts L pour couvrir le domaine qui dépend seulement du coefficient $p_s(\lambda)$ (donné par l'approximation (4.5) de l'éq. (4.3)). Quand l'approximation (4.5) est valable, $I(L)$ dépend exponentiellement de $(g-k)$, et une grande erreur sur $p_s(\lambda)$ peut être compensée par un petit changement de $(g-k)$ lors de la procédure d'ajustement. Dans le cas des fortes excitations et quand le gain est fort, le domaine de validité de l'éq. (4.5) est réduit: sur la partie inférieure de la fig. 4.13 par exemple, ce sont les $L < 100 \mu\text{m}$ qui déterminent le coefficient spontané.
- Un autre problème vient de l'augmentation exponentielle de l'intensité amplifiée avec la longueur de la raie: la dynamique de l'électronique de détection de la LA doit être importante. Dans notre cas, comme elle n'est que de 3.5 ordres de grandeur, nous utilisons des filtres atténuateurs. De ce fait, le **bruit** augmente sur les queues des spectres de LA, là où l'intensité est plus faible.

4.6 Largeur spectrale de la luminescence amplifiée

Le processus d'amplification de l'émission spontanée le long de la raie s'accompagne d'un rétrécissement de la largeur de ligne de la luminescence amplifiée lorsque l'on augmente la longueur de l'amplificateur. Sur la LA de la

figure 4.2, par exemple, la largeur de ligne à mi-hauteur Δ_{LA} passe de 47 Å pour la ligne de 39 μm à 34 Å pour la ligne de 539 μm . Yariv et Leite [63] ont montré que ce rétrécissement provient de l'augmentation exponentielle de l'intensité lumineuse le long de la raie (cf. équation 4.6). Leur calcul simple montre que pour un amplificateur unidimensionnel non-saturé, si $(g-k)\cdot L > 1$, Δ_{LA} décroît en $1/\sqrt{(g-k)\cdot L}$, et ceci indépendamment de la forme de raie de l'émission spontanée initiale [64]. Nous avons donc dessiné sur la figure 4.15 Δ_{LA} en fonction de $(g-k)\cdot L$, et ceci pour les différents échantillons mesurés, à différentes températures et intensités d'excitation. Pour $(g-k)$, nous avons pris le gain maximum obtenu lors de l'ajustement. Les lignes représentent l'ajustement avec la formule de Yariv et Leite: nous constatons une correspondance raisonnable entre les deux comportements.

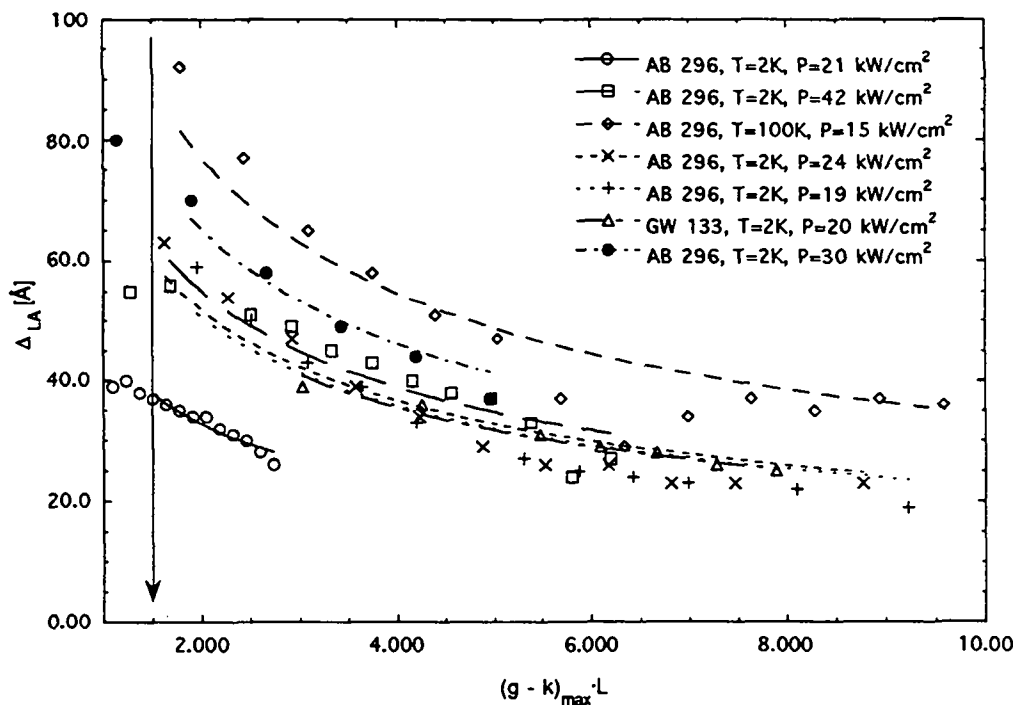


Figure 4.15 Largeur de ligne à mi-hauteur Δ_{LA} des spectres de LA en fonction de $(g-k)_{\text{max}} \cdot L$. Chaque symbole correspond à une série de LA. Les lignes sont les ajustements avec la formule de Yariv et Leite [63].

4.7 Comparaison des résultats avec la littérature

Les gains maxima mesurés sur les différents échantillons, réunis sur la figure 4.10, s'échelonnent entre 10 et 30 cm^{-1} par puits pour des intensités d'excitation de quelques dizaines de kW/cm^2 . Ces valeurs sont relativement faibles si nous les comparons avec la littérature. Ceci est dû aux modestes intensités de pompe utilisées pour éviter les effets de saturation à basse température et à courtes longueurs d'onde. Avec des excitations de plusieurs MW/cm^2 (et la méthode de Shaklee), des coefficients de gain supérieurs à 100 cm^{-1} ont été mesurés dans des PQs (cf. tableau 4.1 ci-dessous). Dans des structures à PQs excitées électriquement cependant, le gain par puits observé a toujours été inférieur à 100 cm^{-1} à notre connaissance. Différentes valeurs que nous avons pu réunir dans la littérature et dans nos mesures figurent sur le tableau comparatif qui suit. Dans le paragraphe 5.4 du chapitre 5, nous donnerons aussi des valeurs théoriques du gain tirées du modèle numérique de l'amplificateur optique que nous avons développé.

Auteur	$L_p[\text{Å}]$ et N	Pompe [cm^{-2}]	$T_{\text{éch}}$ [K]	$g\text{-}k/N$ [cm^{-1}]	g/N [cm^{-1}]	Méthode	Remarque
Ce travail	100 x 5	21 kW	2	8	12	Shak (o)	
	"	42 kW		23	28	Shak (o)	
	"	30 kW	100	19	29	Shak (o)	
	"	100 kW	140	16	34	Shak (o)	
	122 x 29	20 kW	2	11	13	Shak (o)	
	80 x 20	20 kW	2	15	21	Shak (o)	1 mant.
Borenstain	40 x 1	7 MW	5	115		Shak (o)	sous bar. [54]
Cingolani	100 x 200	2 MW	10	8		Shak (o)	0 mant.
	106 x 25	"	10	320		Shak (o)	[55]
Weber	100 x 100	11 MW	6		45	p & p (o)	(C=1)[45]
	"	2.3 MW	6		25	p & p (o)	"
Kesler	80 x 1	I_{thr}	300		90	Hen (e)	gain sur $n=2$ [29]
Blood	25 x 2	I_{thr}	300		27	Hen (e)	[51]
	58 x 2	I_{thr}	300		28	Hen (e)	"
Kobayashi	104 x 8	I_{thr}	293	25		Hak (e)	mode TE [48]
Yamada	120 x 5	$0.9 I_{\text{thr}}$	291		34	Hak (e)	[49]
Bongiovan ni	122 x 6	900 W	20		200	DPLE (o)	(C=1)[56]
	"	2.8 kW	20		333	DPLE (o)	"

Tableau 4.1 Comparatif des gains mesurés dans des PQs de GaAs dans notre travail et dans la littérature. La largeur et le nombre de puits sont indiqués (L_p et N). L'intensité de l'excitation est donnée par cm^2 ou par le courant (I_{thr} =courant de seuil de l'émission laser). La température du bain est notée $T_{\text{éch}}$. Le gain effectif ou le gain électronique (si k est connu) sont exprimés par puits. La méthode de mesure est aussi indiquée (cf. § 3.5): Shak = Shaklee [12]; p & p = pompe-sonde [45]; Hen = Henry [50]; Hak = Hakki [47]; DPLE = Differential Photoluminescence Excitation [56]. (o) ou (e) dénote si les pompes sont optiques ou électriques. Dans la remarque figure aussi le nombre de couches de barrières s'il n'est pas égal à deux, ou le pompage sous les barrières, ainsi que la référence bibliographique.

Chapitre 5

Saturation de l'amplification optique

Ce chapitre est consacré au modèle de la saturation de l'amplification optique dans les PQs de GaAs. Dans la première partie, nous exposerons le problème de la saturation, marqué par une stagnation ou même une décroissance de l'intensité de la luminescence amplifiée (LA) à certaines énergies, lorsque la raie d'excitation s'allonge. Différents modèles développés dans la littérature traitent la saturation en rajoutant un terme dans l'équation de l'amplificateur unidimensionnel. Nous montrerons que ces modèles ne parviennent pas à décrire les mesures observées. Nous développerons un nouveau modèle, tiré de Goebel et al. [14], qui explique la saturation de l'amplificateur par le dépeuplement des porteurs. Le dépeuplement, provoqué par l'émission stimulée qui peut devenir comparable à la pompe, se produit avant l'apparition du hole-burning (i.e. le quasi-équilibre des porteurs se maintient). Notre modèle parvient à décrire correctement les mesures des profils de l'émission spontanée et stimulée le long de la raie, en particulier grâce à l'inclusion des pertes dans l'équation de l'amplificateur. L'accord avec l'expérience est semi-quantitatif. En ce qui concerne la puissance de la LA et la longueur de raie à laquelle débute la saturation, l'accord est même quantitatif.

La saturation dans les PQs de GaInAs a déjà été évoquée dans le § 4.4, nous n'y reviendrons pas dans ce chapitre.

5.1 Saturation de la luminescence amplifiée

Nous avons mentionné dans les chapitres 3 et 4 que la longueur L de l'amplificateur optique devait être adaptée en fonction de la puissance de l'excitation: c. à d. si la règle (4.4) du § 4.1 est vérifiée, on peut s'attendre à voir apparaître des effets de saturation. La figure 5.1 illustre le comportement de la LA de l'échantillon GW 133 lorsque l'amplificateur commence à saturer. Lorsque L atteint $200 \mu\text{m}$, le maximum du pic se déplace vers le rouge et les intensités baissent aux courtes longueurs d'onde ($< 8055 \text{ \AA}$). Pour $L = 770 \mu\text{m}$ (pas montré sur la figure) le maximum se situe à 8093 \AA , alors que pour $L < 200 \mu\text{m}$, il est à 8065 \AA . La figure 5.2 montre les intensités de la LA tirées de la figure 5.1 à deux différentes longueurs d'onde pour des raies allant jusqu'à $400 \mu\text{m}$. A 8046 \AA , l'intensité diminue pour $L > 200 \mu\text{m}$, tandis qu'à 8065 \AA , elle reste à peu près constante dès $275 \mu\text{m}$.

La dépendance en longueur d'onde de la saturation que nous observons sur les figures 5.1 et 5.2 est typique du comportement des SCs (transitions interbandes [12, 14, 34, 65, 66]). La saturation se produit plus rapidement aux petites qu'aux grandes longueurs d'onde.

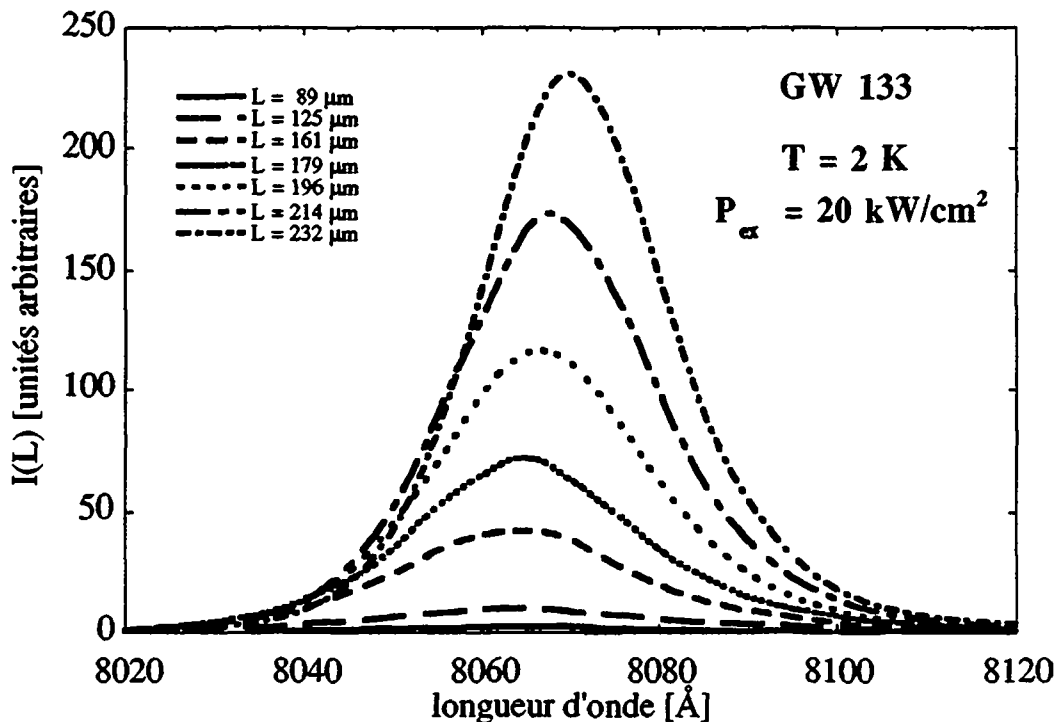


Figure 5.1 Saturation de la LA de GW 133 à 2 K. L'intensité de l'excitation P_{ex} est mentionnée sur la figure.

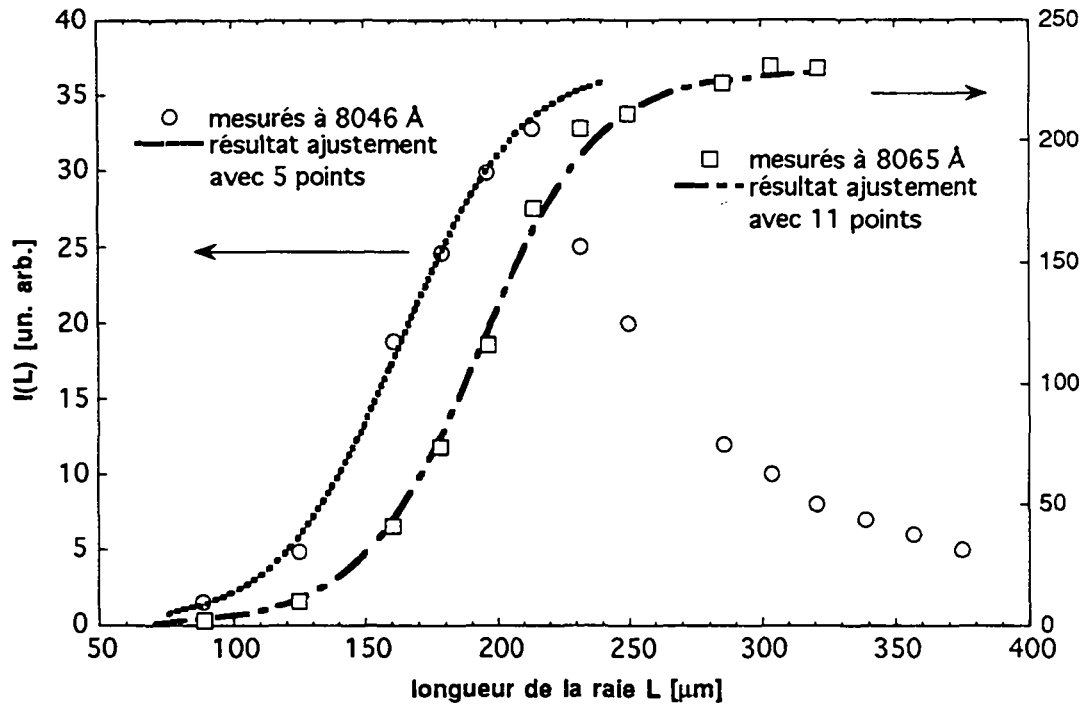


Figure 5.2 Intensités de la LA mesurée en fonction de L à deux longueurs d'onde: 8046 Å (cercles, échelle de gauche) et 8065 Å (carrés, échelle de droite). Ces intensités sont tirées de la figure 5.1 pour 14 et 11 longueurs (échantillon GW 133). Les lignes correspondent aux ajustements décrits dans le § 5.3.1 (ii). Les paramètres ajustés sont, pour 8046 Å: $g - k = 437 \text{ cm}^{-1}$, $g \cdot \alpha = 11.8$, $p_s = 12.9$; pour 8065 Å: $g - k = 439 \text{ cm}^{-1}$, $\alpha = 0.0029$, $p_s = 20.4$.

5.2 Mécanismes de saturation: nomenclature

Ce paragraphe rappelle et définit le vocabulaire utilisé pour décrire la saturation de l'amplification optique dans les SCs.

Par **amplification optique** (par unité de longueur de la matière traversée) nous entendons le renforcement d'un rayonnement électromagnétique incident d'intensité I par l'émission stimulée d'un matériau. La grandeur de l'amplification est donnée par le **coefficient de gain** (voir chap. 2) multiplié par I . Le coefficient de gain dépend de l'inversion de population (générée par la pompe) décrite par le quasi-potentiel chimique μ présent dans le facteur de Bose (voir l'éq. (2.13)), car plus l'inversion est forte, plus μ est élevé et donc le coefficient de gain grand. Il arrive toutefois qu'à partir d'une certaine intensité de lumière I présente dans la matière, l'amplification, vue à travers les processus stationnaires, commence à baisser. Cela se produit par

exemple si la pompe n'arrive pas à compenser le dépeuplement par l'émission stimulée, et l'inversion baisse. C'est ce phénomène que nous appelons **saturation de l'amplification optique**, et donc par extension, **saturation du coefficient de gain**. La saturation du gain est donc liée au dépeuplement provoqué par l'émission stimulée.

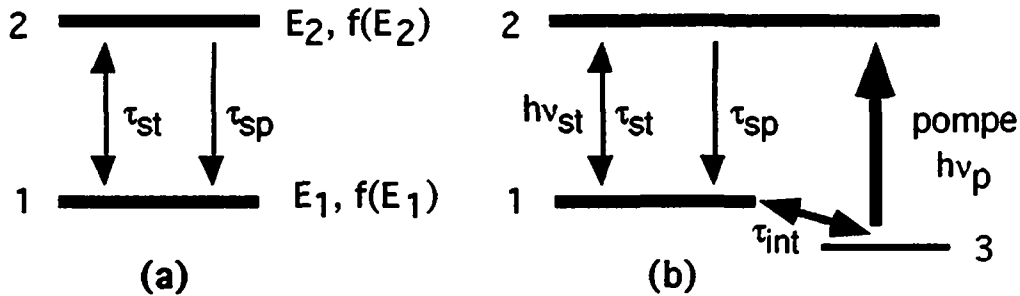


Figure 5.3 Représentation schématique d'un système à deux (a) et à trois (b) niveaux. Le niveau i est situé à l'énergie E_i et sa fonction d'occupation est $f(E_i)$. Les temps de vie des transitions stimulées et spontanées sont notés τ_{st} et τ_{sp} . τ_{int} est le temps de vie d'interaction entre les niveaux 1 et 3 (voir texte).

Saturation des transitions optiques entre deux états

Nous considérons pour commencer un système à deux niveaux (voir fig. 5.3 (a)), ayant les énergies E_1 et E_2 , et un rayonnement électromagnétique en résonance avec ceux-ci, c. à d. $h\nu = E_2 - E_1$. La probabilité de transition stimulée, qui détermine le coefficient de gain (ou d'absorption), est $\propto \langle 2|M|1 \rangle^2 [f(E_2) - f(E_1)]$, où M est l'élément de matrice liant les états 1 et 2 et $f(E_i)$ est la fonction décrivant la probabilité d'occupation de ces états.

Si l'intensité du rayonnement augmente, on assiste à une saturation de l'amplification lorsque les deux niveaux sont peuplés d'une manière égale: le système est alors transparent au rayonnement incident, et en particulier la condition d'inversion de population ($f(E_2) - f(E_1) > 0$) n'est pas réalisée. La saturation de l'amplification optique est provoquée par la saturation des transitions entre les deux états, et elle est marquée par la transparence, c. à d. que l'intensité de la lumière incidente reste constante. On ne peut donc pas créer une inversion de population dans un système à deux niveaux par une excitation électromagnétique.

Système à trois niveaux

Si nous considérons maintenant un système à trois niveaux (voir fig. 5.3 (b)), les interactions entre le 3^e niveau et les deux autres peuvent permettre d'établir et de maintenir l'inversion entre les niveaux 1 et 2. Par exemple, si les interactions sont fortes entre le niveau 3 et le niveau 1 ($\tau_{int} \ll \tau_{st}, \tau_{sp}$), elles peuvent "vider" le niveau 1 de sa population. Ce sont les équations de bilan du système qui nous permettent d'analyser ce comportement [34, 67].

Ce qui caractérise les interactions entre deux états c'est le **temps de vie** d'interaction, qui est proportionnel à l'inverse de la probabilité de transition (entre ces états). La population stationnaire des niveaux dépend donc des temps de vie respectifs entre les différents niveaux, la saturation des transitions sera donc aussi influencée par ces temps de vie.

De la même manière, la modélisation d'un système nécessitera parfois la prise en compte de quatre niveaux suivant les interactions avec l'environnement. La population d'un état dans ces systèmes à plusieurs niveaux (solution des équations de bilan) est une fonction non linéaire du taux de la pompe [67]. Le coefficient de gain définissant l'amplification est donc qualifié de **non-linéaire** par certains auteurs [34]. D'autres [68, 69] parlent de suppression du gain.

SC

La situation est plus compliquée dans un SC (PQ), car nous n'avons plus à faire à des niveaux discrets, mais à des bandes d'énergie (voir chap. 2 et fig. 2.4). Un SC forme donc un ensemble de systèmes à deux niveaux, dans lesquels il faut prendre en compte les interactions à l'intérieur d'une bande d'énergie (interactions e-e, h-h, e-phonons). Cette **relaxation intrabande** maintient le quasi-équilibre thermique des porteurs, qui est perturbé par les transitions stimulées. Si le taux de recombinaisons stimulées (τ_{st}^{-1}) est supérieur au taux d'interaction intrabande (τ_{int}^{-1}), on assiste à un dépeuplement (**hole burning**), qui est caractéristique de l'établissement d'une distribution non thermique des porteurs dans le SC.

5.3 Différentes approches de la saturation

La saturation du gain dans l'amplificateur unidimensionnel a été également observée dans les SCs massifs [12, 14, 65, 66]. Trois manières de la traiter apparaissent dans la littérature:

1) par l'introduction d'un paramètre empirique supplémentaire dans l'équation de l'amplificateur (voir point (i) et (ii) ci-dessous) ou avec le remplacement du coefficient de gain décrivant l'équation de l'amplification non saturée par un terme de gain dépendant de l'intensité de la lumière (gain non linéaire, voir point (iii) et (iv))

2) avec des modèles simples de relaxation intrabande

3) en considérant le dépeuplement par l'émission stimulée en fonction de la position le long de l'amplificateur.

Dans la suite du paragraphe nous reprenons, en les développant, les trois points exposés ci-dessus.

1) Le gain est séparé communément en deux régimes: le régime des petits signaux ("small signal gain") et des forts signaux ("strong signal gain"). Dans l'amplificateur optique, ces deux régimes correspondent aux approximations (ii) et (iii) de l'éq. (4.3) du § 4.1. Le régime des petits signaux (eq. (4.6)) a été traité dans le chapitre 4: l'amplification est une fonction linéaire de l'intensité du champ de radiation. Le régime des forts signaux, caractérisé par la dépendance non-linéaire de l'amplification par rapport à l'intensité du champ, a été traité de différentes manières dans la littérature:

(i) Shaklee [12] a ajouté empiriquement un terme de saturation dans l'équation de l'amplificateur (à comparer avec (4.3)):

$$g \cdot L = \alpha I + \log(\beta I + 1) \quad (5.1)$$

α est le paramètre de saturation système et $\beta = g/\Omega p_s$. Pour la limite $\alpha \cdot I \ll 1$, cette équation redevient l'éq. (4.3) de l'amplification non saturée (sans pertes).

(ii) Y. Burki [70] a décrit la saturation du gain dans le ZnTe:O avec la formulation de P. Schwendimann [71] :

$$\frac{dI}{dx} = \frac{gI(x)}{1 + \alpha I(x)} - kI(x) + \Omega p, \quad (5.2)$$

Le terme de saturation α dans cette équation de l'amplificateur est tiré d'un modèle microscopique à deux niveaux électroniques couplés aux phonons (acoustiques et optiques) et au champ électromagnétique. Ce modèle parvient à décrire la saturation du gain dans les recombinaisons des excitons liés à l'oxygène piégé dans le ZnTe [72].

Nous avons utilisé la formule (5.2) intégrée numériquement pour ajuster intensités expérimentales $I(L)$ (carrés, $\lambda=8065 \text{ \AA}$) de la figure 5.2. L'ajustement des 11 points est représenté par la ligne traits-points et les paramètres sont donnés dans la légende. Pour ajuster les cinq premiers cercles ($\lambda=8046 \text{ \AA}$) de la figure 5.2, pour lesquels la saturation de l'amplification est moins forte que pour les carrés, nous avons utilisé la linéarisation de l'équation (5.2) (valable pour $\alpha I \ll 1$):

$$\frac{dI}{dx} \cong (g - k)I(x) - g\alpha I^2(x) + \Omega p, \quad (5.3)$$

Cette expression peut être résolue analytiquement et l'ajustement des $I(L)$ est indiqué sur la figure 5.2 par la ligne traitillée. Précisons que pour $\lambda=8046 \text{ \AA}$, nous n'avons ajusté que les cinq premiers L, car le modèle (cf. éq. (5.2)) ne décrit pas la décroissance de $I(L)$ qu'on observe pour $L > 200 \text{ \mu m}$.

Sur la figure 5.4 nous avons reporté le spectre de gain de l'échantillon GW 133 ajusté avec (5.3) pour sept longueurs de raie (ligne traitillée). La ligne continue représente l'ajustement (avec les cinq premiers L) sans tenir compte de la saturation. En comparant les deux courbes, nous constatons une fois de plus l'importance du choix des longueurs de raie dans la détermination de la grandeur du gain effectif. Même avec cinq longueurs, l'amplification sature, comme l'indique aussi le léger déplacement vers le rouge du pic de LA observé sur la figure 5.1. Sur la fig. 5.2, le point d'inflexion marquant le début de la saturation se trouve vers $L=180 \text{ \mu m}$ pour $\lambda=8046 \text{ \AA}$. La grandeur du gain ajusté sans tenir compte de la saturation (ligne

continue sur la fig. 5.4) est trop faible. Nous notons aussi que $(g-k)_{\max} \cdot L \cong 6$ avec cinq L , nous sommes donc bien en dehors du domaine de validité de la règle empirique de Hvam (éq. (4.4) du § 4.1).

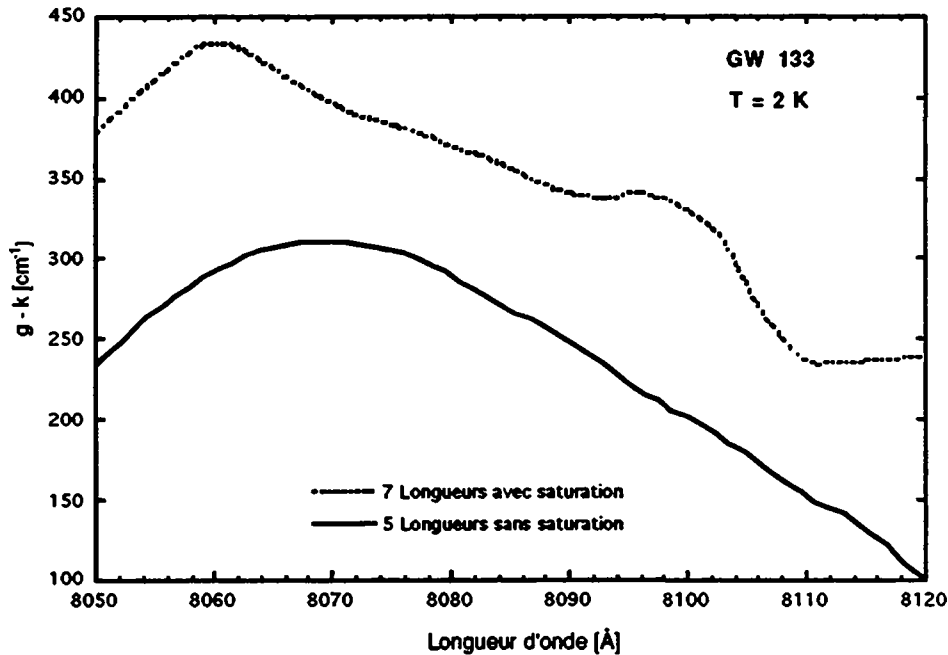


Figure 5.4 Gain de GW 133 ajusté avec 5 longueurs de raie sans tenir compte de la saturation (ligne continue) et avec 7 longueurs en tenant compte de la saturation par la formule (5.3) (ligne discontinue). Les oscillations de la courbe discontinue au dessus de 8090 Å viennent de l'ajustement.

(iii) Dans l'AlGaAs massif, Sarfaty [66] a remplacé le coefficient de gain non saturé (indépendant de l'intensité de la LA) dans l'équation de l'amplificateur par:

$$g(I) = \frac{g_0}{1 + \frac{I}{I_0}} \quad (5.4)$$

où g_0 est le gain non saturé (= small signal gain) et I_0 l'intensité de saturation (traité comme un paramètre ajustable). L'expression (5.4) est utilisée pour décrire la saturation dans les laser à gaz. Elle correspond à l'amplification qui est calculée à partir des équations de bilan pour un système à trois niveaux avec un élargissement homogène [67, 73]. I_0 est alors l'intensité pour laquelle g est tombé à la valeur $g_0/2$. Ce modèle, identique à celui du point (ii) ci-dessus si $k=0$, ne parvient cependant pas

à décrire correctement le gain des signaux forts dans le régime saturé pour un SC, puisque la décroissance de la LA ne peut pas être retracée avec (5.4).

(iv) Dankner [53] a utilisé dans les PQs et les superréseaux l'expression du gain donnée par Agrawal [74]:

$$g(I) = \frac{g_0}{1 + \frac{I}{I_0}} \cdot \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{I}{I_S}}} \quad (5.5)$$

où I_0 et I_S sont les intensités de saturation des transitions interbandes et intrabandes respectivement. Pour ces intensités, Dankner utilise $I_0 = I_S \equiv I_{SAT}$ où I_{SAT} est l'intensité à laquelle se produit le point d'inflexion marquant le début de la saturation dans les courbes $I(L)$ (I_{SAT} est donc différent à chaque longueur d'onde ajustée). L'expression (5.5) découle d'une approche utilisant les matrices de densité pour des lasers à SCs opérant à haute puissance. La dépendance spectrale du coefficient de gain non linéaire g_{NL} a une forme identique à celle d'un système à deux niveaux élargis inhomogènement puisque [74]:

$$g(I) = g_L + g_{NL} = \frac{g_L}{\sqrt{1 + \frac{I}{I_S}}} \quad (5.6)$$

Le gain linéaire g_L est réduit de g_{NL} lorsque l'intensité augmente. Cet effet est similaire au "hole burning" qui se produit dans les laser à gaz. Dans un SC (avec la formule (5.4)), cependant, la largeur du trou spectral provoqué par la saturation est comparable (en raison du temps de relaxation intrabande extrêmement court ≤ 0.1 ps [68, 75, 76]) à la largeur spectrale du spectre de gain. Il en résulte que la saturation du gain est pratiquement homogène dans les SCs, i.e. le gain est réduit dans la même proportion sur toute sa largeur spectrale [77], il y a dépeuplement mais toujours une distribution quasi-thermique des porteurs.

2) Les modèles décrits ci-dessus parviennent à rendre compte de la saturation dans l'augmentation exponentielle de la LA avec la longueur de la raie, mais ils ne peuvent pas retracer la baisse d'intensité observée sur la figure 5.2 à 8046 Å pour $L > 200 \mu\text{m}$. Ces modèles s'appliquent à des systèmes à plusieurs niveaux dilués (i.e.

qui interagissent faiblement). Dans ces systèmes c'est chacune des transitions qui sature séparément, et ils peuvent parvenir au plus à la transparence (voir § 5.2). Tandis que dans le plasma eh des SCs, les paires interagissent plus fortement entre elles, et la saturation des transitions doit être traitée d'une manière globale.

Deux auteurs ont adopté un chemin différent pour modéliser la saturation de l'amplification: ils ont introduit des modèles simples de relaxation intrabande.

(i) Oudar [78] a décrit ainsi le "dynamical spectral hole burning" observé dans l'absorption interbande du GaAs massif excité par une pulsation laser de 100 fs étroite (FWHM: 5 meV) et très intense (100 MW/cm^2). En effet l'excitation par ces impulsions presque résonnantes (19 meV au dessus du gap) crée une distribution des paires eh fortement non thermique. Le temps de relaxation de ces paires eh est déterminé par l'ajustement de la largeur du trou spectral ("spectral hole") induit par la pompe dans le spectre d'absorption et vaut 0.3 ps.

(ii) Ron [65] a utilisé des probabilités de transition dépendantes de l'énergie dans la relaxation intrabande de l'AlGaAs. Il est ainsi parvenu à modéliser le déplacement vers le rouge de la LA lorsque la raie d'excitation s'allonge. Les temps de relaxation intrabande utilisés dans son modèle ($\approx 1 \text{ ps}$) sont toutefois nettement plus longs que ne l'indiquent les mesures récentes ainsi que les modèles théoriques ($\leq 0.1 \text{ ps}$ [68, 75, 76]).

3) Une autre alternative, spécifique à la description de la saturation de l'amplificateur unidimensionnel, a été développée par Goebel [14]. Il considère les ondes lumineuses se propageant symétriquement depuis les deux bords de la raie excitée. Pour des raies longues, l'intensité de ces ondes amplifiées devient comparable à la pompe et provoque un fort dépeuplement des porteurs. Il en résulte une variation de la densité de paires et du potentiel chimique le long de la raie qui expliquent la saturation de l'amplification et le déplacement du pic de LA. Ce traitement de la saturation par les deux ondes a aussi été utilisé par Casperson dans les lasers à gaz [64] et par Ganiel pour la saturation de l'ASE dans les lasers à colorants [79]. Notre modèle s'inspire de cette description.

5.4 Notre modèle de la saturation

Les deux mécanismes responsables de la saturation du gain dans l'amplificateur optique unidimensionnel sont:

- Le hole burning dans la distribution des porteurs, en raison du temps de relaxation intrabande fini des porteurs dans le plasma et des SCs. Dans les PQs s'ajoute encore une limitation physique au gain: la densité d'état conjointe est en forme de marche (cf. figure (2.3)). Elle est donc constante pour un sous-niveau donné.
- La saturation de l'amplification qui préserve le quasi-équilibre thermique des porteurs, puisque la puissance lumineuse maximale de la LA à la sortie de l'amplificateur est limitée par la puissance de pompe fournie par le laser d'excitation (conservation de l'énergie à l'état stationnaire).

Notre modèle suit le 2^e point et s'inspire du modèle de Goebel: nous supposons que la relaxation intrabande est assez forte pour qu'une distribution quasi-thermique soit toujours présente. Nous considérons la structure en guide d'onde schématisée sur la figure 5.5. Elle correspond à une diode laser sans miroirs. L'échantillon à multi PQs est illuminé depuis le dessus par un rayon laser focalisé en forme de raie ayant l'intensité I_{exc} . A la différence du § 4.1 nous considérons les deux ondes amplifiées guidées qui se propagent symétriquement dans les directions $+x$ et $-x$. Si nous tenons compte du nombre fini de paires eh générées par le laser de pompe, nous devons résoudre deux types d'équations différentielles couplées: le premier type pour les photons (exprimés ici par la puissance lumineuse P) et l'autre pour les porteurs (n). Le couplage entre les deux équations vient des transitions optiques stimulées, qui créent ou détruisent des paires eh, et dont la probabilité est proportionnelle à la puissance lumineuse.

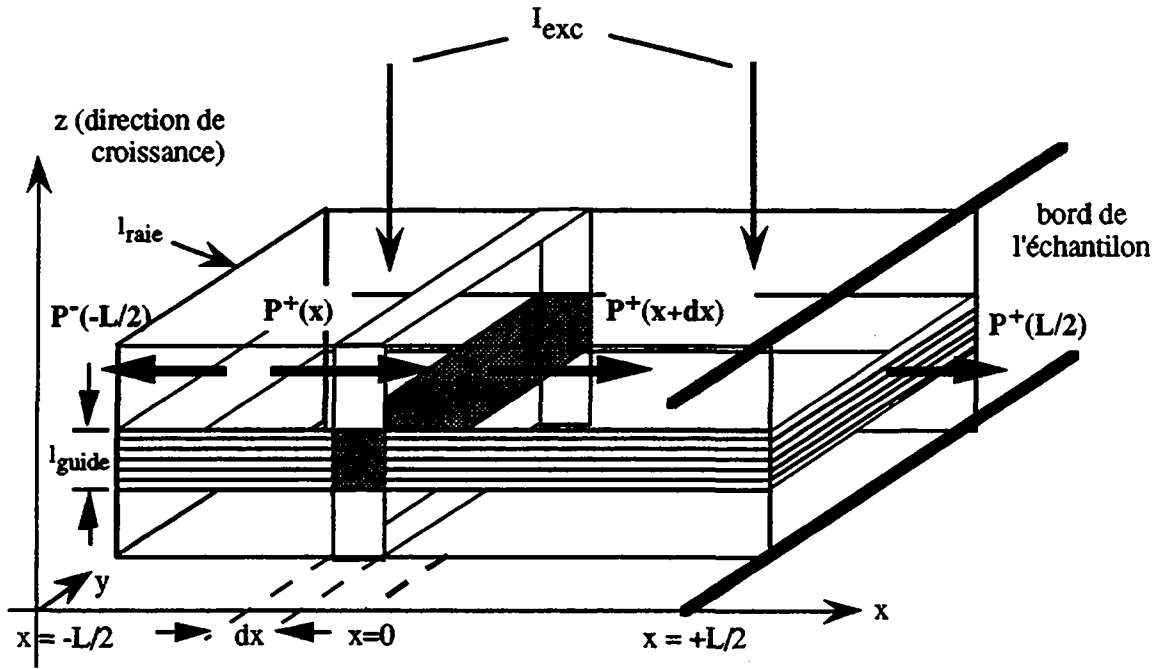


Figure 5.5 Schéma de l'échantillon excité par un rayon laser (I_{exc}) focalisé en forme de raie rectangulaire. Les PQs, formant le volume actif du guide d'onde, sont représentés par les traits horizontaux au milieu de l'échantillon. La propagation de la LA $P^+(x)$ à travers un élément de longueur dx est aussi indiquée.

La puissance (par unité d'énergie) $P_M^+(\hbar\omega, x)$ de l'onde se propageant dans la direction $+x$ est solution de l'équation

$$dP_M^+(\hbar\omega, x) = \Omega_M \cdot p_{s,M}(\hbar\omega, x) \cdot dx + [g_M(\hbar\omega, x) - k_M] \cdot P_M^+(\hbar\omega, x) \cdot dx \quad (5.7)$$

où $M = TE, TM$ est le mode de l'onde lumineuse, $\hbar\omega$ est l'énergie des photons et $\Omega_M \cdot p_{s,M}(\hbar\omega, x)$ la puissance par unité de longueur (et d'énergie) de la luminescence spontanée émise dans le mode M contribuant à l'onde amplifiée. L'équation (5.7) définit le gain optique $g_M(\hbar\omega, x)$ et les pertes k_M pour la structure dessinée sur la figure 5.5.

Si nous assumons des conditions stationnaires, la densité de paires $n(x)$ (par unité de surface) dans chaque puits à la place x est donnée par l'équation de bilan suivante:

$$\frac{\partial n(x)}{\partial t} = 0 = -\frac{n(x)}{\tau_s} - \frac{1}{N \cdot l_{raie}} \int \sum_M \frac{g_M(\hbar\omega, x) \cdot P_M(\hbar\omega, x)}{\hbar\omega} d(\hbar\omega) + G \quad (5.8)$$

où $P(\hbar\omega) \equiv P^+(\hbar\omega) + P^-(\hbar\omega)$.

La densité $n(x)$ et les spectres de luminescence (spontanée $p_{s,M}(\hbar\omega, x)$ et amplifiée $P_M(\hbar\omega, x)$) dépendent de la position x sur la raie. Leurs profils sont symétriques par rapport au centre de la raie ($x = 0$):

$$\begin{aligned} P_M^+(x) &= P_M^-(-x) \\ P_M^-(x) &= P_M^+(-x); \quad \text{et } p_{s,M}(x) = p_{s,M}(-x) \end{aligned} \quad (5.9)$$

Les approximations sont les suivantes:

- La réflexion aux deux extrémités de la raie est nulle. Le cas de la réflexion non nulle est traité au § 5.6.3.
- La distribution de la densité de photons est supposée constante dans la direction perpendiculaire à la propagation de l'onde amplifiée et dans le plan des puits (mode transverse, voir appendice B2).

Remarques:

- Afin d'établir la correspondance entre l'équation (5.7) et l'autre équation (4.1) de l'amplificateur donnée au chap. 4, nous notons que selon la fig. 5.5, l'intensité lumineuse $I(\hbar\omega)$ pour un mode donné (par unité d'énergie) qui induit les transitions des paires eh dans les puits vaut

$$I(\hbar\omega) \cong \frac{P(\hbar\omega) \cdot C}{l_{raie} \cdot l_{guide}} \quad (5.10)$$

où l_{raie} et l_{guide} sont respectivement la profondeur et la hauteur du parallélépipède indiquées sur la figure 5.5.

- $p_s(\hbar\omega)$ est calculé avec $r_s(\hbar\omega)$ de l'équation (2.10) et $p_s(\hbar\omega) = N \cdot l_{raie} \cdot \hbar\omega \cdot r_s(\hbar\omega)$. De même $g(\hbar\omega)$ est relié à $p_s(\hbar\omega)$ par la relation vRS (2.13). Nous prenons en compte des effets de forte excitation (réduction du gap et élargissement des états) comme dans le chap. 2 (§ 2.1.3 et 2.2.3.1). De plus, nous tenons compte de la dépendance de l'élargissement des états Γ_{eh} par rapport à la densité de porteurs n avec la relation empirique $\Gamma_{eh} \propto n^{1/2}$ [29, 80].

- Si l'on connaît $n(x)$ et τ_s , le coefficient de génération G peut être calculé grâce à la formule (5.8) car $P_M(\hbar\omega, x)$ et ainsi le taux d'émission stimulée (deuxième membre du terme de droite de (5.8)) $R_{stim} \rightarrow 0$ lorsque $L \rightarrow 0$.

- A la limite des faibles excitations et/ou des raies L courtes, R_{stim} est plus petit que le taux des transitions spontanées ($n(x)/\tau_s$), et g et p_s ne dépendent plus de x . Dans ce cas, l'équation (5.7) intégrée donne la formule (4.1) utilisée pour les ajustements du gain non saturé au chapitre 4.

- Pour la résolution des équations suivant les différents modes, nous avons utilisé les simplifications suivantes :

$$k_{TE} \approx k_{TM} \approx k; \quad C_{TE} \approx C_{TM}; \quad \Omega_{TE} \approx \Omega_{TM} \quad (5.11)$$

La première approximation est une simplification (par manque d'information). La deuxième approximation est justifiée par le calcul de C_M (voir Tableau A1 de l'annexe), qui montre que les C_M ne diffèrent pas beaucoup pour les modes TE et TM dans notre guide d'onde. La troisième approximation découle de la deuxième avec les éqs. (5.7) et (5.10).

- Pour nos échantillons et les excitations présentes, la force oscillatoire des lh est beaucoup plus petite que celle des hh. L'intensité de l'onde TM voyageant le long du guide est presque négligeable (cf. figure 5.16). Les solutions numériques des équations (5.7) et (5.8) démontrent que l'onde TM n'est pas amplifiée. Nous avons également montré expérimentalement au chap. 2 sur la fig. 2.7 que la LA polarisée TM est très faible (voir aussi discussion au § 5.6.2). C'est pourquoi dans la suite nous considérons l'approximation suivante:

$$P_{TE}^+ + P_{TM}^+ \approx P_{TE}^+ \equiv P^+ \quad (5.12)$$

Pour la LA mesurée sans polariseur, le gain observé est donc le gain TE et nous définissons la relation suivante:

$$P_{TE}^+ \cdot (g_{TE} - k) + P_{TM}^+ \cdot (g_{TM} - k) \approx P_{TE}^+ \cdot (g_{TE} - k) \equiv P^+ \cdot (g - k) \quad (5.13)$$

Avec les approximations mentionnées ci-dessus, nous avons résolu numériquement d'une manière auto-consistante les équations (5.7) et (5.8) pour différents taux de génération G et longueurs de raie L (cf. appendice B2). La température T et la largeur spectrale Γ_{eh} sont prises sur les queues à haute et respectivement basse énergie des spectres expérimentaux, comme indiqué dans le chapitre 2. Les profils (c. à d. les dépendances spatiales le long de l'amplificateur) de la puissance lumineuse et de la densité de porteurs sont comparés aux profils expérimentaux dans le paragraphe suivant. L'influence des différents paramètres expérimentaux du modèle sur les solutions est discutée dans le § 5.6.1.

5.5 Comparaison entre le modèle et l'expérience

Nous avons enregistré les spectres de LA et d'émission spontanée de AB 296 à trois températures de bain (2, 100 et 140 K). Les spectres de gain tirés de la LA non saturée ont été présentés dans le chapitre 4. Nous allons commenter ici les profils (c.à d. la dépendance spatiale) des spectres spontanés mesurés (à 2 et 140 K) perpendiculairement à l'échantillon à différentes positions x le long de la raie. Les mesures aux trois températures présentent des caractéristiques similaires.

La luminescence du plasma $p_s(\hbar\omega)$ à 140 K montre une évidente dépendance spatiale (cf. figure 5.6). En accord avec la symétrie (5.9), les spectres expérimentaux sont pratiquement égaux s'ils sont pris à la même distance x du centre de la raie excitée. Le pic étroit ($P_{stim}(\hbar\omega)$) sur la partie à basse énergie de $p_s(\hbar\omega)$ est dû à la diffusion de la LA intense se propageant dans le plan des couches par les défauts du cristal. En fait, la largeur spectrale et l'énergie de ce pic correspondent à celle de la LA collectée dans la direction de la raie. Plus long est le chemin parcouru par la lumière le long de la raie, plus intense est la LA. C'est pourquoi l'intensité lumineuse dans le plan des couches est la plus forte aux deux extrémités de la raie. Pour la même raison, le pic étroit augmente aussi avec L (figure 5.6b).

Empiriquement, nous observons sur la figure 5.7 que la puissance de la LA intégrée sur $\hbar\omega$ détectée au bord augmente exponentiellement avec la longueur de la raie:

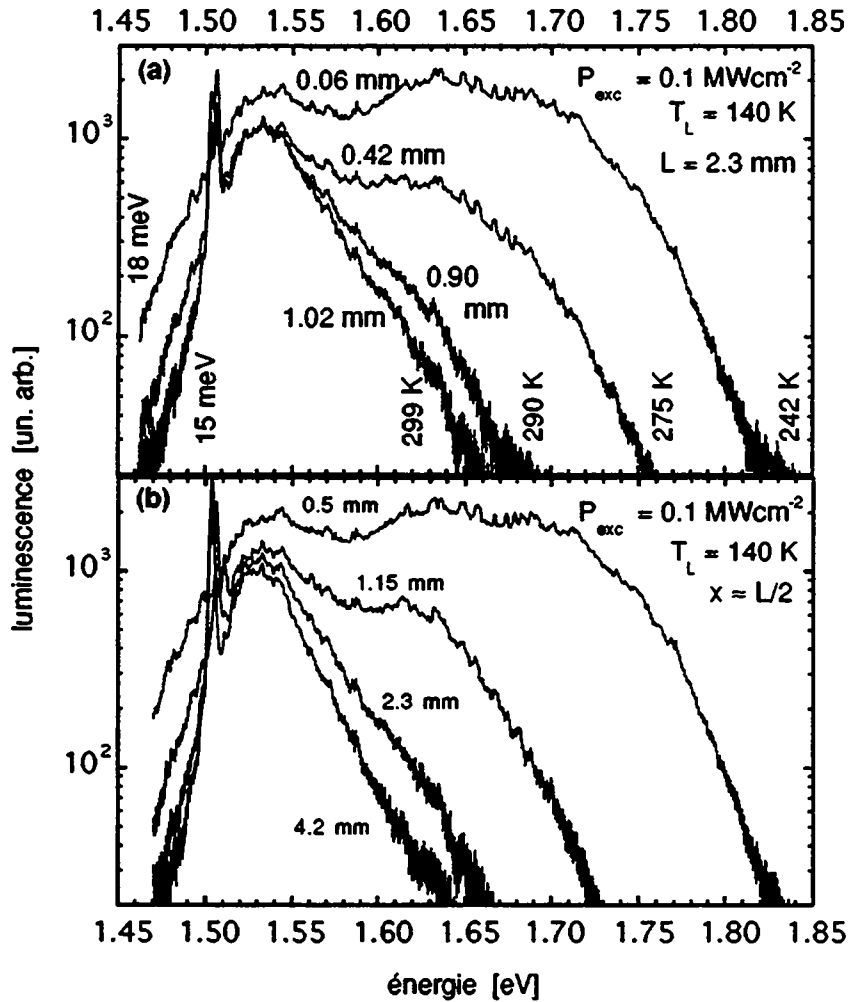


Figure 5.6 (a) Spectres d'émission spontanée $p_S(\hbar\omega)$ à différentes positions x (donné en mm) sur la raie excitée de longueur $L = 2.3$ mm. Les pentes logarithmiques réciproques à haute et basse énergie, T et T^* , sont indiquées en K et en meV, respectivement. (b) $p_S(\hbar\omega)$ proche de l'extrémité de la raie, $x \approx L/2$, pour différentes longueurs L (données en mm). Le pic étroit dans les spectres est dû à l'émission stimulée diffusée par les imperfections du cristal. Tous les spectres ont été mesurés à une température de bain $T_L = 140$ K et avec une intensité d'excitation de 100 kW/cm^2 .

$$P^{tot}(L/2) \equiv \int (P^+(\hbar\omega, L/2)) \cdot d(\hbar\omega) \propto \exp[(g_{int} - k) \cdot L] \quad (5.14)$$

où L est la distance parcourue par la lumière à travers le volume excité et $(g_{int} - k)$ le coefficient de gain effectif intégré (qui est normalement pas beaucoup plus petit que le gain effectif maximum, voir fig. 5.14). Cependant, la saturation de l'amplification optique est observée pour $(g_{int} - k) \cdot L > 3$ (c. à d. que (5.14) n'est plus vérifiée), et ceci d'une manière similaire pour les différentes températures de bain et intensités d'excitation.

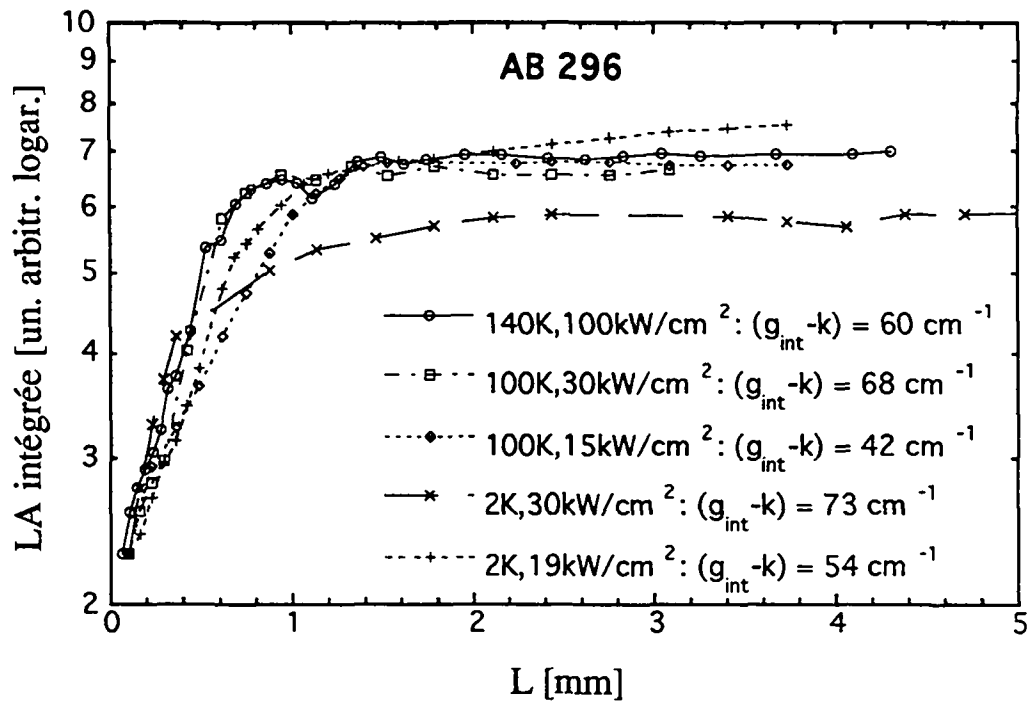


Figure 5.7 Graphe logarithmique des intensités de LA intégrée P^{tot} en fonction de la longueur de la raie L pour trois températures et différentes intensités d'excitation. Les lignes servent à faciliter la lecture. Les coefficients de gain effectif intégré non saturé respectifs sont indiqués sur la figure.

Pour une discussion plus quantitative de la densité de porteurs et des intensités de luminescence le long de la raie, nous montrons sur les figures 5.8 et 5.9 les profils des intensités d'émission spontanée et stimulée intégrées ($p_s^{tot}(x)$ et $P^{tot}(x)$), ainsi que la largeur de la bande d'émission spontanée, pour différentes longueurs de raie L . Pour des fortes densités de porteurs, ces largeurs $\Delta_s(x)$ sont en bonne approximation proportionnelles à la densité de paires $n(x)$ tant qu'un sous-niveau est occupé [31].

On observe trois différents régimes sur ces figures. Près du centre de la raie, i.e. pour des x petits, P est faible et l'amplification optique n'est pas saturée, i.e. P^{tot} augmente exponentiellement. Plus loin du centre, la saturation commence et l'augmentation de P^{tot} ralentit. Près des bords de la raie, tant que $L > 0.5$ mm, P^{tot} demeure pratiquement constant. Autour du centre, P^{tot} est faible et la partie qui est diffusée par les imperfections de l'échantillon est difficilement détectée. C'est pour cela que les points autour de $x = 0$ ont tous $P^{tot} = 0$ sur les figures 5.8(a) et 5.9(a).

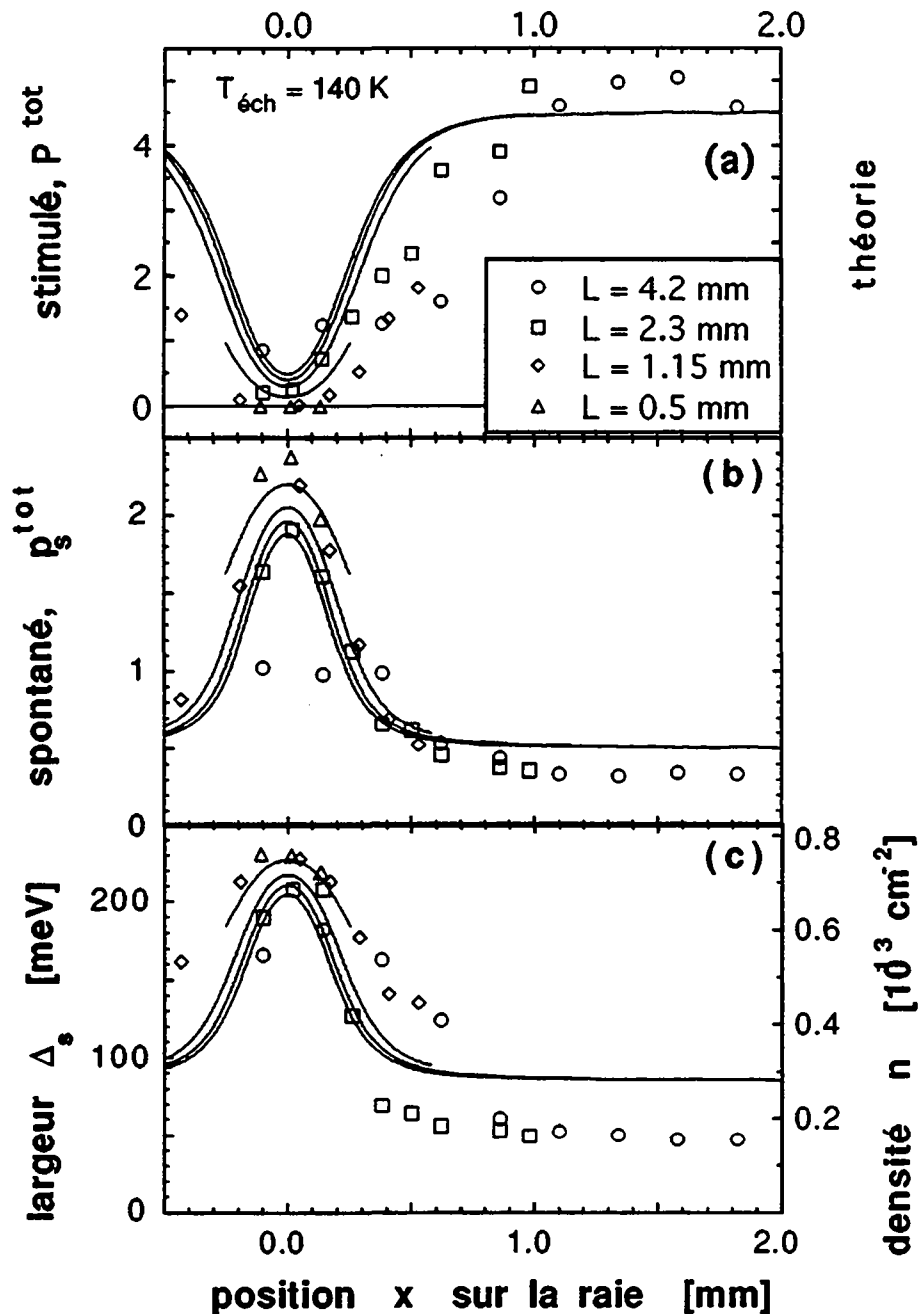


Figure 5.8 Profils (a) de la LA intégrée P^{tot} , (b) de la luminescence spontanée intégrée p_s^{tot} , et (c) de la largeur spectrale expérimentale Δ_s de l'émission spontanée, pour quatre longueurs de raie L . Les intensités de luminescence sont en unités arbitraires. La largeur Δ_s de la luminescence est approximativement proportionnelle à n [31], la constante de proportionnalité vaut $2.8 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-2}/\text{meV}$ par sous-bande occupée. Les points (échelle de gauche) représentent les valeurs expérimentales, obtenues à la température de bain de 140 K avec une intensité d'excitation de $100 \text{ kW}/\text{cm}^2$. Les courbes (échelle de droite) ont été calculées pour des pertes de 90 cm^{-1} et une température effective des porteurs $T_{\text{eh}} = 277 \text{ K}$, et en assumant un taux de génération des eh de $1.5 \cdot 10^{22} \text{ cm}^{-2}/\text{s}$ par puits. Cette génération correspond à une densité de porteurs stationnaire $n_0 = 9 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ en l'absence de recombinaison stimulée.

La densité de porteurs a un profil $n(x)$ qui correspond à $P^{\text{tot}}(x)$: au centre de la raie nous trouvons la plus forte densité de paires et les spectres spontanés de la fig. 5.6 montrent que la seconde sousbande (cf. chap. 2) est peuplée. Sur les profils de la figure 5.8c (correspondant à la fig. 5.6a), n décroît continûment (rapidement près du centre et plus lentement vers les bords). Cette décroissance se fait en faveur de la puissance de luminescence stimulée P^{tot} . Avec l'augmentation de L et de x (figure 5.6b et 5.8), la décroissance de n sature et la densité devient pratiquement constante pour les longs L et x . De même pour l'émission spontanée p_s^{tot} , qui est proportionnelle à la densité de paires n aussi longtemps que les e et les h sont dégénérés (à plus faible densité, seul les e sont dégénérés, et p_s^{tot} est proportionnel à n^2). Le profil spontané est donc très similaire à celui de la densité n : il décroît pour les petits x , et il reste constant pour $x > 0.6$ mm. Les dépendances spatiales de la densité de paires eh , des spectres d'émission spontanée et de l'intensité de la lumière stimulée totale montrent donc une corrélation systématique qui reflète une continuité partielle de $P^{\text{tot}} + p_s^{\text{tot}}$ le long de la raie.

A la fin de la raie la LA est très intense, et si le taux de recombinaison stimulé devenait trop grand les processus de relaxation intrabande pourraient être trop lent pour maintenir l'équilibre quasi-thermique à l'intérieur du plasma eh . Cependant, en observant les spectres de la figure 5.6 aux énergies légèrement plus hautes que l'énergie $\hbar\omega_{\text{stim}}$ de l'émission stimulée où le dépeuplement devrait être visible en premier, il n'y a pas d'évidence d'une telle dépopulation. De plus, le fait que les queues à haute énergie de l'émission spontanée sont exponentielles indique que les déviations de l'équilibre quasi-thermique sont, au moins dans cette région spectrale, peu importantes. Les spectres peuvent donc être ajustés pour déterminer les températures des porteurs à partir de la pente logarithmique de $p_{\text{sp}}(\hbar\omega)$. Ces températures sont seulement légèrement plus basses au centre de la raie excitée que sur les bords où la LA est très intense (cf. figure 5.6). C'est une indication que l'émission stimulée n'a pas un effet important sur la température du plasma. De plus, nous notons qu'une légère augmentation de la température du plasma avec une excitation en augmentation est consistante avec l'observation que l'émission stimulée touche principalement les paires eh ayant une faible énergie cinétique.

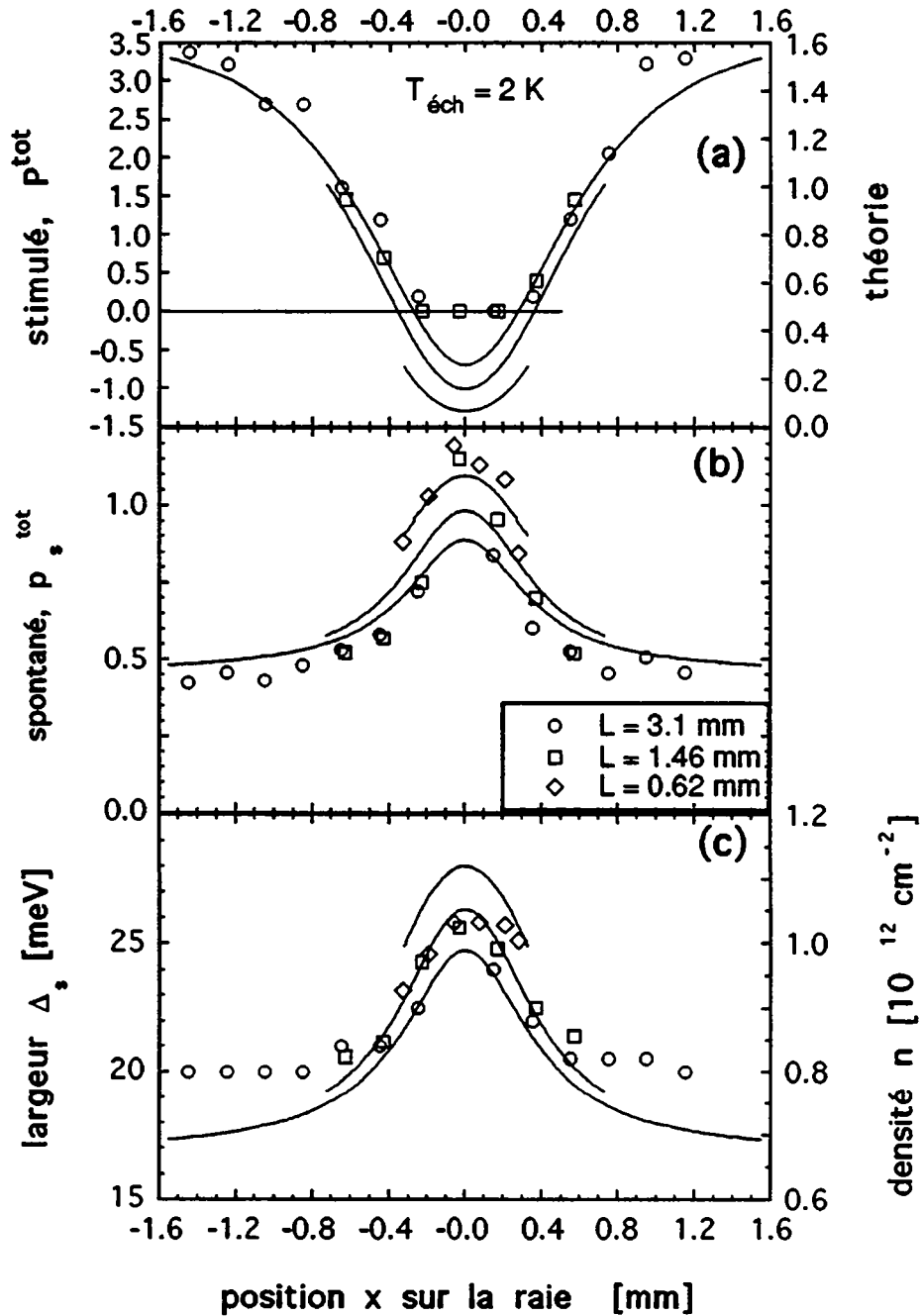


Figure 5.9 Profils (a) de la LA intégrée P^{tot} , (b) de la luminescence spontanée intégrée p_s^{tot} , et (c) de la largeur spectrale expérimentale Δ_s de l'émission spontanée, pour trois longueurs de raie L (les courbes s'étendent de $x = -L/2$ à $x = +L/2$). Les intensités de luminescence sont en unités arbitraires. Les points (échelle de gauche) représentent les valeurs expérimentales, obtenues à la température de bain de 2 K avec une intensité d'excitation de 30 kW/cm^2 . Les courbes (échelle de droite) ont été calculées avec le modèle décrit dans le texte. Les calculs ont été effectués avec les valeurs numériques suivantes: $k = 32 \text{ cm}^{-1}$, $T_{\text{eh}} = 115 \text{ K}$, $n_0 = 1.17 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$, $G = 6.5 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-2}/\text{s}$ par puits, $\tau_{\text{hh}} = 0.56 \text{ ns}$ et $\tau_{\text{lh}} = 1.7 \text{ ns}$, $\Gamma_{\text{eh}} = 6 \text{ meV}$ (constant dans cet exemple).

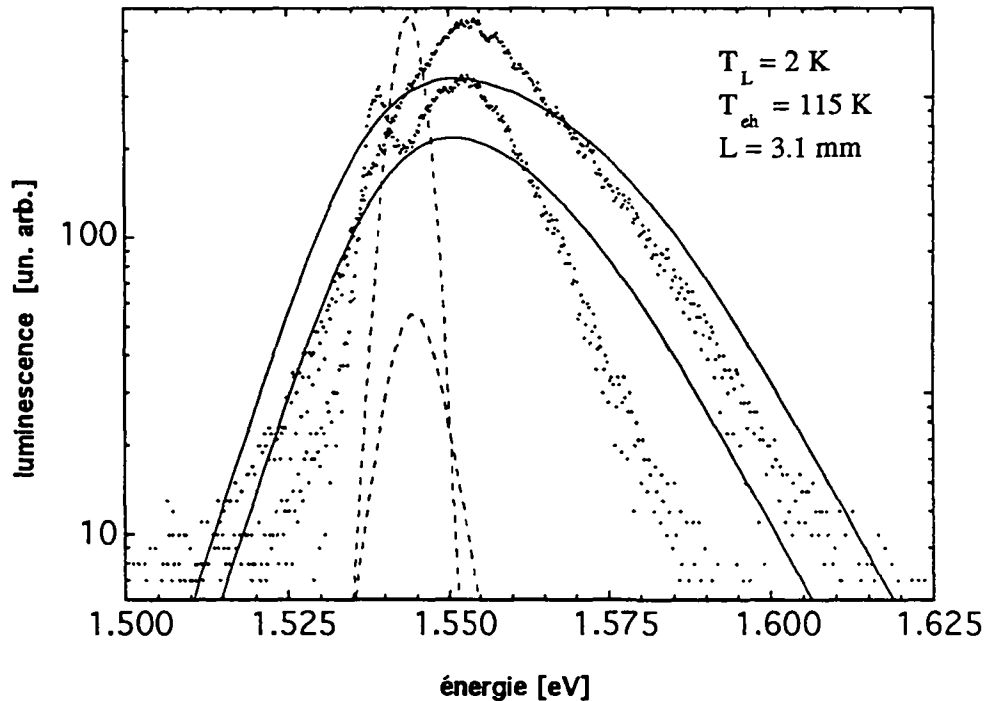


Figure 5.10 Spectres de luminescence spontanée mesurée (points), calculée (lignes), et de LA calculée (lignes discontinues), pour une longueur de raie $L = 3.1 \text{ mm}$. Les spectres larges viennent de $x \equiv 0$ (centre de la raie) et les spectres étroits de $x \equiv 1.5 \text{ mm}$ (bord de la raie). Le pic étroit observé expérimentalement à environ 1.54 eV est provoqué par la diffusion par les imperfections du cristal de la LA intense voyageant dans le guide d'onde. Les paramètres utilisés pour le calcul sont donnés dans la légende de la figure 5.9.

Les spectres de luminescence des plasma eh denses ont aussi des queues exponentielles à basse énergie ("queues de Urbach", voir fig. 5.6) [28, 29]. Ce phénomène est discuté dans la littérature en termes de processus de relaxation non Markovien [30, 81] qui reflètent directement la distribution des porteurs impliqués dans les diffusions intra-sousbandes [82]. Nous observons ces queues de Urbach dans les spectres spontanés et dans les spectres stimulés. Sur la figure 5.6, la pente logarithmique réciproque T^* de la queue de Urbach diminue de 18 à 15 meV en déplaçant du centre vers les bords de la raie. Une décroissance de T^* liée à une décroissance de la densité de paires a déjà été observée par Kesler [29]. Nous trouvons que T^* dépend principalement de la densité du plasma, mais pas de la présence d'émission stimulée.

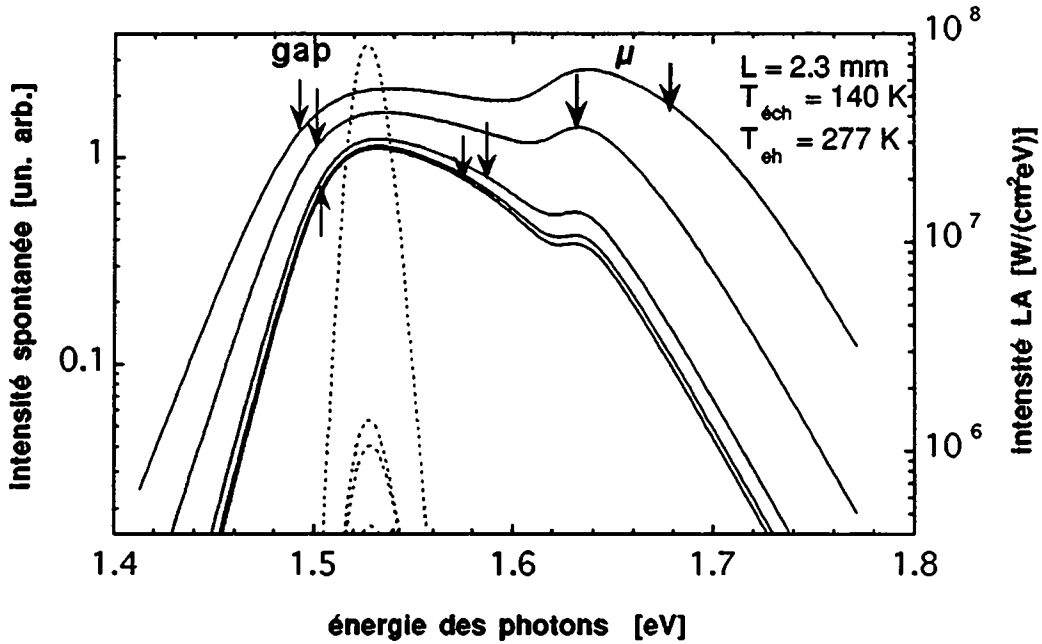


Figure 5.11 Spectres calculés de luminescence spontanée $p_{sp}(\hbar\omega)$ (lignes continues) et amplifiée $P(\hbar\omega)$ (lignes discontinues), à différentes positions x sur la raie excitée de longueur totale $L = 2.3$ mm. Les positions x sont 0 mm (centre de la raie), 0.23, 0.46, 0.70 et 1.15 mm (bord de la raie). Avec l'augmentation de x les spectres spontanés deviennent plus étroits et la pic de LA devient plus fort. Les valeurs numériques utilisées dans le calcul sont données dans la légende de la figure 5.8. Le gap réduit et le potentiel chimique μ sont indiqués par les flèches.

Nous avons comparé les résultats expérimentaux aux solutions numériques du modèle décrit dans le § 5.4. Comme expliqué dans le § 2.2.3.1, nous avons utilisé des temps de recombinaison spontanée constants $\tau_{hh} = 0.6$ ns à 140 K, $\tau_{hh} = 0.56$ ns à 2 K et trois fois plus long pour τ_{lh} . L'élargissement des paires Γ_{eh} et la réduction du gap (respectivement la partie réelle et imaginaire de l'auto-énergie dans la théorie à N-corps) sont proportionnelles à $n^{1/3}$ et $n^{1/2}$, comme mentionné dans le chapitre 2. Dans les mesures à 2 K, comme le changement de densité est plus faible, Γ_{eh} est considéré indépendant de n . Les profils des figures 5.8 et 5.9 montrent une correspondance semi quantitative avec les points expérimentaux. Précisons à nouveau que notre modèle ne comporte aucun paramètre ajustable, bien que certains paramètres sont moins bien connus et peuvent être légèrement variés (voir discussion dans § 5.6.1).

Notre modèle montre que la saturation observée sur P^{tot} n'est pas provoquée par un "spectral hole burning" dans la distribution des porteurs (puisque les calculs

assument un quasi-équilibre thermique), mais qu'elle est due au dépeuplement des porteurs et à la présence des pertes. A l'énergie $\hbar\omega_{\text{stim}}^{\text{max}}$ du pic de l'émission stimulée, le gain $g(x=0, \hbar\omega_{\text{stim}}^{\text{max}})$ atteint sa valeur maximale (cf. figures 5.12 et 5.13), mais le potentiel chimique du plasma eh (à $x=0$) est plus grand que $\hbar\omega_{\text{stim}}^{\text{max}}$. En approchant des bords de la raie excitée, le potentiel chimique des paires décroît vers $\hbar\omega_{\text{stim}}^{\text{max}}$. Dans tous les cas, nous devons mentionner que la constance de n et de P^{tot} près de la fin de la raie excitée ne peut pas être expliquée si nous omettons les pertes dans le modèle. Ceci se passe une fois que la puissance perdue par diffusion devient comparable à la puissance fournie par la pompe pour générer des nouvelles paires eh, i.e. quand

$$k \cdot P^{\text{tot}} \cong N \cdot l_{\text{raie}} \cdot G \cdot \overline{E_{eh}} \quad (5.15)$$

où $\overline{E_{eh}}$ est l'énergie moyenne d'une paire eh. G est estimé lorsque la raie est courte (cf. § 5.4) avec $G \cong n_0(x=0)/\tau_s$. Donc, à la saturation complète et pour une température de bain de 140 K

$$P^{\text{tot}} \cong \frac{N \cdot l_{\text{raie}} \cdot n_0(x=0) \cdot \overline{E_{eh}}}{k \cdot \tau_s} \cong 0.5W \quad (5.16)$$

où dans notre cas $N = 5$, $l_{\text{raie}} = 25 \mu\text{m}$, $n_0 = 10^{13} \text{ cm}^{-2}$, $k = 90 \text{ cm}^{-1}$ et $\tau_s = 0.6 \text{ ns}$.

De même, l'intensité intégrée qui induit les transitions dans les puits à la saturation vaut (avec (5.10) et (5.16)) $I^{\text{tot}} \approx 5 \text{ MW/cm}^2$ (la même intensité, lue sur le spectre calculé de la figure 5.11, vaut 1.6 MW/cm^2). La perte d'intensité lumineuse s'élève à 20 kW/cm^2 , i.e. 50 W/cm pour notre raie large de $25 \mu\text{m}$.

Un estimation similaire pour la température de bain de 2 K, en assumant une densité $n_0 = 10^{12} \text{ cm}^{-2}$, $l_{\text{raie}} = 50 \mu\text{m}$ et $k = 30 \text{ cm}^{-1}$, donne $P^{\text{tot}} \approx 0.3 \text{ W}$.

L'absence de "spectral hole burning" peut être comprise comme suit: si l'équilibre thermique des porteurs prévaut, la probabilité moyenne de recombinaison stimulée $1/\tau_{st}$ par unité de temps doit être substantiellement plus petite que les taux de relaxation intrabande $1/\tau_e$ et $1/\tau_h$ des e et des h. I.e. (pour $T_{\text{éch}}=2 \text{ K}$)

$$\frac{1}{\tau_{st}} \approx \frac{g_{\text{sat}} P^{\text{tot}} \Delta_{sp}}{N l_{\text{raie}} \hbar\omega_{st} n_{\text{sat}} \Delta_{st}} \approx \frac{g_{\text{sat}} n(x=0) \Delta_{sp} \overline{E_{eh}}}{k \tau_{sp} n_{\text{sat}} \Delta_{st} \hbar\omega_{st}} \approx 1.1 \cdot 10^{10} \text{ s}^{-1}$$

où nous utilisons l'éq. (5.8) avec l'approximation $\rho_{eh} \approx n_{sat}/\Delta_{sp}$ et l'éq. (5.16). g_{sat} est le gain maximum à la saturation (indépendant de x): $g_{sat} \approx 35 \text{ cm}^{-1}$ (cf. figure 5.13), la densité $n_{sat} \approx 7 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$, les largeurs spectrales de l'émission spontanée et stimulée, $\Delta_{sp} \approx 20 \text{ meV}$ et $\Delta_{st} \approx 6 \text{ meV}$, et $\hbar\omega_{st} \approx \overline{E_{eh}}$. Ce "temps de vie stimulé" τ_{st} d'environ 90 ps est considérablement plus long que le temps de collision typique du plasma eh. Ce temps $\tau_{e(h)}$ est de l'ordre de 0.1 ps (cf. discussion du § 5.3 avec les références), excepté dans les plasmas dégénérés à basse température pour les porteurs proches du potentiel chimique où il est plus long [78]. Cependant dans notre expérience l'émission stimulée apparaît toujours sur la queue à basse énergie du spectre d'émission spontanée, et vers les bords de la raie les trous ne sont pas dégénérés, donc dans notre cas $\tau_{e(h)} \ll \tau_{st}$ aussi à basse température.

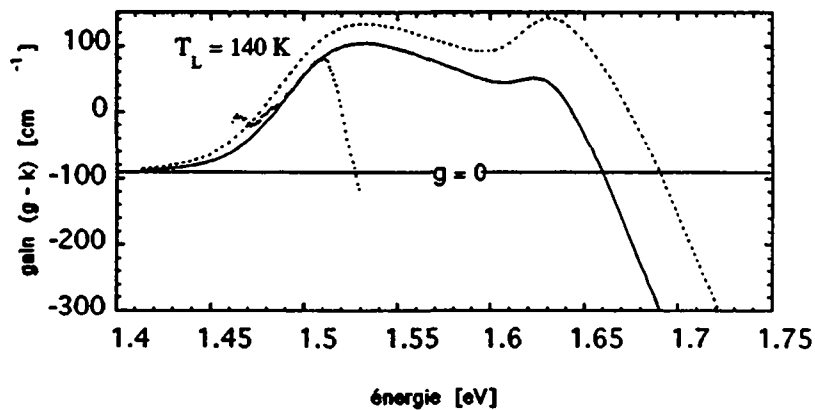


Figure 5.12 Spectres de gain: les points ont été obtenus en ajustant les spectres de LA (avec la méthode II) pour des longueurs de raies $L \leq 0.44 \text{ mm}$ et pour intensité d'excitation de 100 kW/cm^2 . Les courbes ont été calculées pour $L = 0.5 \text{ mm}$ à $x = 0.25 \text{ mm}$ (ligne discontinue), et $x = 0$ (ligne continue). Les paramètres utilisés pour le calcul sont donnés dans la légende de la figure 5.8.

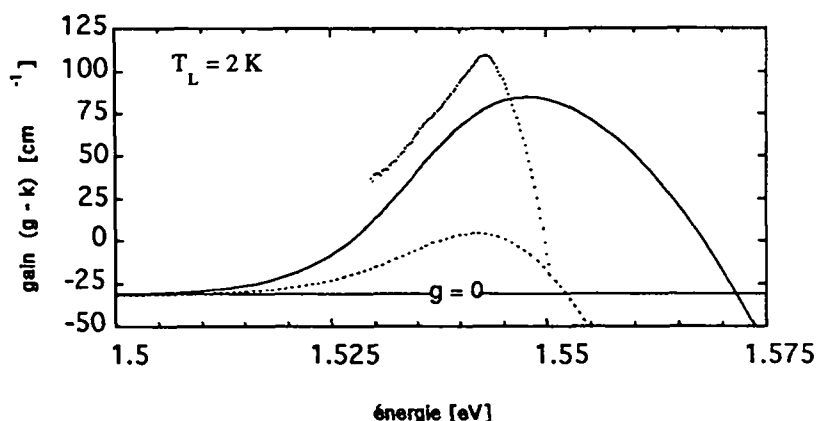


Figure 5.13 Spectres de gain: les points ont été obtenus en ajustant les spectres de LA (avec la méthode II) pour des longueurs de raies $L \leq 0.3$ mm et pour intensité d'excitation de 30 kW/cm^2 . Les courbes ont été calculées pour $L = 3.1$ mm à $x \approx 1.5$ mm (ligne discontinue), et pour $L = 0.3$ mm à $x = 0$ (ligne continue). Les paramètres utilisés pour le calcul sont donnés dans la légende de la figure 5.9.

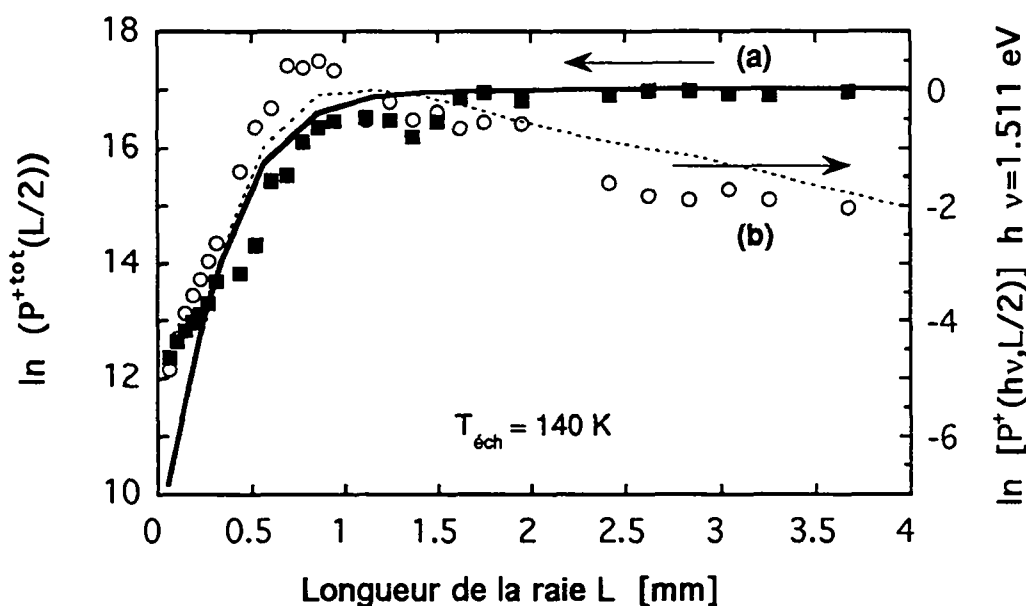


Figure 5.14 Comparaison de la puissance de la LA expérimentale (points) et théorique (lignes) (a) $P^{tot}(L/2)$, échelle de gauche (b) $P^+(h\nu, L/2)$ avec $h\nu = 1.511 \text{ eV}$ (\cong maximum du gain non saturé, voir fig. 5.12), échelle de droite. On remarque que le modèle décrit correctement (a) la constance et (b) la décroissance de la LA lorsque la longueur de la raie L augmente (saturation de l'amplificateur). L'ajustement de la partie non saturée des deux courbes théoriques donne: $(g_{int}-k) \cong (g-k)(h\nu = 1.511 \text{ eV}) \cong 85 \text{ cm}^{-1}$.

Finalement nous devons mentionner les différences qui existent entre les résultats expérimentaux et les prédictions de notre modèle. Si nous regardons les profils à 140 K de la figure 5.8, nous constatons que pour la raie la plus longue, les maxima dans

les profils de p_s^{tot} et Δ_s observés expérimentalement sont plus larges que ceux prédits par le modèle, et que la différence entre les $p_s^{tot}(x=0)$ pour différents L est plus prononcée dans les mesures que dans la théorie. Ces différences apparaissent également, dans une moindre mesure, sur les profils mesurés et calculés à 2K (figure 5.9). D'une manière générale, la largeur spectrale de l'émission stimulée calculée est plus grande que celle observée expérimentalement. L'amplification optique se produit à une énergie inférieure à celle donnée par le modèle, les deux étant situées aux environs ou juste en dessous du maximum de l'émission spontanée. Par contre, les courbes des intensités de la LA intégrées $P^{tot}(L/2)$ et de la LA $P(L/2)$ pour des énergies jusqu'à la puissance maximale émise sont bien reproduites par le modèle (voir fig. 5.14).

La différence la plus importante entre les mesures et le modèle théorique se manifeste sur les spectres de gain mesurés et calculés (figures 5.13 et 5.12). Le gain ajusté à partir de la LA mesurée est coupé sur sa partie à haute énergie (même pour les L courts!). A la température de bain de 140 K, aucune émission stimulée n'est observée pour les transitions entre les 2^{es} sous-bandes, même aux courtes longueurs de raie où la densité de porteurs déterminée à partir des spectres de luminescence spontanée avoisine 10^{13} cm^{-2} (et où le potentiel chimique calculé est plus grand que E_{hh2e2}).

5.6 Discussion du modèle

Nous discutons dans ce paragraphe l'influence de différents paramètres expérimentaux sur les profils calculés par le modèle. Nous essayons aussi de déterminer les raisons de la différence qui existe entre les spectres de gain mesurés et prédits par la théorie.

5.6.1 Influence des différents paramètres expérimentaux sur le modèle

Les profils de l'amplificateur unidimensionnel saturé montrent trois régions: la région centrale ($x=0$), où les valeurs des profils $n(x=0)$ et $P^{tot}(x=0)$ dépendent

principalement du taux de l'émission spontanée; la région des deux extrémités de la raie, où les profils sont constants (et donc où l'amplification est saturée), et où $n(x \approx L/2)$ et $P^{\text{tot}}(x \approx L/2)$ dépendent surtout de l'importance de l'émission stimulée et des pertes; enfin la région autour du centre, où le changement des profils est plus ou moins rapide suivant le comportement à la saturation de l'amplificateur.

Pour chacune des ces régions, nous allons discuter l'influence sur les profils de deux types de paramètres: ceux qui sont ajustables dans certaines limites parce que mal connus (l'angle solide effectif Ω , les pertes k et le temps de vie spontané τ_s), et ceux qui sont variables en changeant les conditions expérimentales (le taux de génération G (qui augmente si l'on augmente l'intensité de l'excitation) et la température des porteurs T_{eh} (qui augmente si l'on augmente la température du bain))

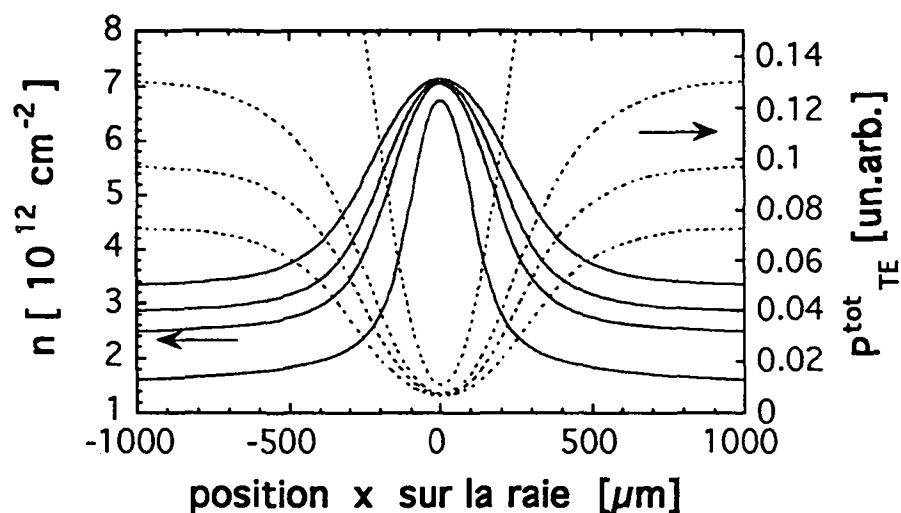


Figure 5.15 Profils de la densité de porteurs n (lignes continues) et la puissance de la LA $P^{\text{tot}}_{\text{TE}}$ (lignes discontinues) pour trois valeurs du coefficient de pertes k : 110, 90, 70 et 0.1 cm^{-1} (de haut en bas pour n , resp. de bas en haut pour $P^{\text{tot}}_{\text{TE}}$). Les autres paramètres du calcul sont les mêmes que sur la figure 5.8 avec $L = 2.3 \text{ mm}$.

- Nous avons vu que le maximum de la densité de porteurs $n(x=0)$ et de l'émission spontanée $p_s^{\text{tot}}(x=0)$ au centre de la raie est accompagné d'un minimum de la puissance stimulée $P^{\text{tot}}(x=0)$. La densité au centre augmente si le taux de génération G augmente (c. à d. la densité de porteurs non saturée n_0 augmente, selon

la formule (2.7) de l'appendice). Il est possible de compenser cette augmentation (c. à d. de réduire $n(x=0)$):

- en réduisant la température effective des porteurs T_{eh}
- en réduisant le temps de recombinaison spontanée τ_s
- en réduisant les pertes k
- en augmentant l'angle solide effectif Ω (car $p_s^{tot}(x=0)$ augmente et ainsi le taux de recombinaison spontanée augmente par rapport au taux de recombinaison stimulées, voir équation (5.7)).

- Dans la région située **autour du centre** de la raie, la pente des profils de n et P^{tot} est liée à l'importance de leur dépendance spatiale. Une pente élevée dénote une amplification importante, car l'influence prépondérante sur cette dépendance spatiale est constituée par le coefficient de gain effectif $(g-k)$. En effet nous sommes dans la région où la LA croît exponentiellement (régime des petits signaux, solution (4.6) de l'éq. de l'amplificateur). Les facteurs augmentant la pente de n sont:

- l'augmentation de G
- la diminution de k

- Le changement des paramètres noté ci-dessus a aussi pour effet de diminuer n (respectivement d'augmenter de P^{tot}) **aux bords**, alors que la diminution de Ω rend la région du maximum de $n(x)$ plus étroite en laissant les valeurs aux extrémités inchangées.

Au contraire de $n(x)$, qui ne change pas beaucoup avec les pertes, $P^{tot}(x)$ change radicalement (cf. figure 5.15). La saturation de l'amplification est atteinte lorsque la puissance lumineuse stimulée P^{tot} compense la puissance lumineuse perdue par diffusion sur les imperfections de l'échantillon (cf. figure 5.16). n ne peut alors plus baisser (i.e. P^{tot} ne peut plus augmenter) car le seuil de l'absorption fixé par les pertes est atteint. Si les pertes sont nulles (figure 5.15), P^{tot} augmente linéairement sans jamais saturer vers les extrémités de la raie.

Le rôle de l'élargissement Γ des états de paires (qui dépend de la racine carrée de la densité n (voir remarque du § 5.4)) se fait sentir sur les extrémités de la raie. La densité aux bords serait moins forte si l'on utilisait des Γ constants. Quand au facteur de confinement, si C est plus petit (c'est le cas pour la propagation de l'onde TM par rapport à l'onde TE), l'intensité de la LA dans le guide baisse, et l'amplification est plus faible. Dans l'exemple de la fig. 5.16, si C passe de 0.32 à 0.29, $P^{\text{tot}}_{\text{TE}}(L/2)$ baisse d'environ 10%. $P^{\text{tot}}_{\text{TM}}(x)$ est donc plus faible que $P^{\text{tot}}_{\text{TE}}(x)$ en raison du facteur de confinement plus faible (d'autres raisons sont discutées dans le paragraphe suivant).

5.6.2 Mode TM

Notre modèle indique que le mode TM, qui est beaucoup plus faible que le mode TE, n'est pas amplifié pour des raies suffisamment longues. Son profil est l'inverse de celui de l'onde TE: la puissance lumineuse la plus grande est au centre de la raie, et elle décroît vers les bords (cf. fig. 5.16). La faible densité d'états des lh impliqués dans les transitions optiques du mode TM (les hh sont interdits dans la polarisation TM) et l'énergie plus élevée de la bande des lh expliquent ce comportement. Lorsque la raie dépasse une certaine longueur (c. à d. pour un amplificateur saturé), la densité de porteurs est plus basse vers les extrémités de la raie et la population de la bande des lh (donnée par le potentiel chimique) se trouve au-dessous du seuil de l'amplification définit par les pertes: l'onde TM est absorbée.

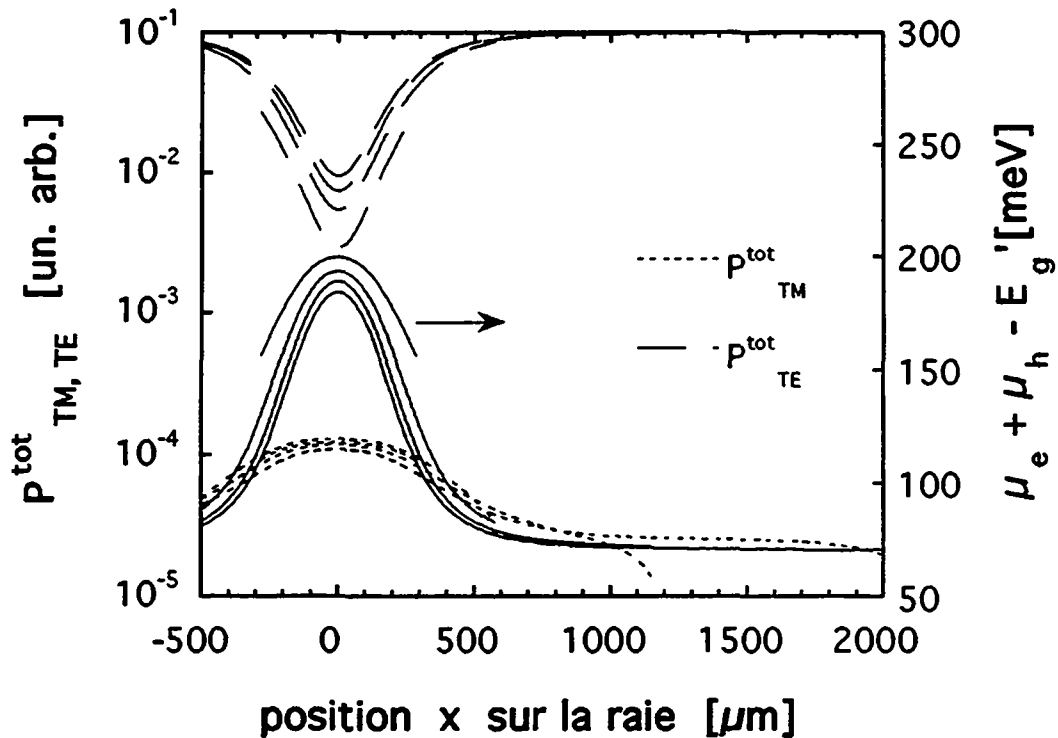


Figure 5.16 Profils de la puissance de la LA P_{TM}^{tot} P_{TE}^{tot} des modes TM et TE (lignes discontinues) et du potentiel chimique total ($\mu_e + \mu_h$) au-dessus du gap réduit (lignes continues) pour différentes longueurs L de la raie d'excitation. Les différents L ainsi que les paramètres du calcul sont les mêmes que sur la figure 5.8. La puissance maximale de l'onde TM est comparativement 700 fois plus faible que celle de l'onde TE (voir aussi la figure 5.8).

5.6.3 Réflexion au bord de l'échantillon

L'effet de la réflexion d'une partie de la LA à une extrémité de la raie a été analysé. Nous avons mesuré la dépendance spatiale des spectres spontanés et stimulés intégrés p_s^{tot} et P^{tot} aussi lorsque la raie est placée exactement perpendiculairement au bord de l'échantillon. Les conditions sont pratiquement identiques à celles utilisées pour les spectres de la figure 5.6 (a), excepté la réflexion de la lumière (environ 30 %) à l'interface échantillon-air. Nous pouvons constater sur ces profils (figure 5.17 (a)) qu'ils ne sont plus symétriques par rapport au centre de la raie ($L/2$).

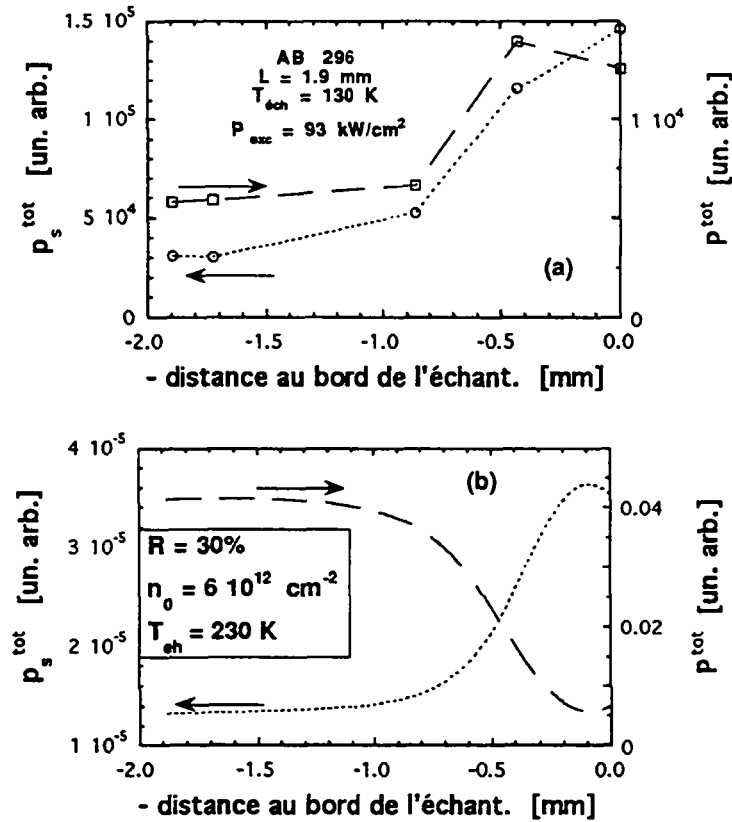


Figure 5.17 Profil de l'émission spontanée p_s^{tot} (traitillé court) et stimulée intégrée P^{tot} (traitillé long) en fonction de la distance au bord de l'échantillon ($=0$) pour $L = 1.9$ mm. (a) Les points indiquent les mesures avec une intensité d'excitation de 93 kW/cm², les lignes servent uniquement à guider les yeux. (b) Profils calculés avec notre modèle pour une réflexion de 30% de la LA au bord de l'échantillon. Notons le comportement différent de P^{tot} , alors que le profil de p_s^{tot} concorde bien avec l'expérience.

Avec une version simplifiée du modèle, sans tenir compte des deux modes de propagation, nous avons calculé le profil théorique pour une réflexion de 30% de la LA au bord de l'échantillon. Les résultats sont reproduits sur la figure 5.17 (b). Nous constatons que le profil de p_s^{tot} reproduit correctement les mesures, alors que pour P^{tot} , le comportement est très différent. Nous n'avons pas trouvé la raison de cette discrédance, que nous pouvons seulement expliquer par un problème expérimental, par exemple si la raie n'est pas tout à fait perpendiculaire au bord de l'échantillon, la LA pourrait ne pas être bien réfléchiée en direction de la raie. De plus, il est probable que la diffusion de la LA soit aussi perturbée par la présence du bord de l'échantillon (où la diffusion de lumière est très forte). Malgré cela le profil de p_s^{tot} (qui suit celui de la densité n), se comporte comme si la réflexion était normale, et produit les résultats attendus.

5.6.4 Coupure des spectres de gain du côté des énergies élevées

La divergence la plus importante entre les mesures expérimentales et les prédictions de notre modèle concerne les spectres de gain. En effet nous avons vu sur les figures 5.12 et 5.13 que si le gain issu de l'ajustement de la LA non saturée chute brusquement à partir d'une certaine énergie, le gain prédit par le modèle s'étend sur une région spectrale plus grande (qui peut englober les transitions entre les secondes sous-bandes) avant de tendre vers l'absorption. Nous ne sommes pas parvenus à déterminer les causes de la coupure des spectres de LA à haute énergie, nous nous bornerons donc à émettre des hypothèses.

Il pourrait s'agir d'un problème d'absorption par les porteurs libres, par exemple de l'absorption à deux photons ou de la réabsorption. Pour l'absorption à deux photons, nous pensons plus particulièrement à des transitions vers le point critique d'énergie E_1 , situé à 3.07 eV à 2 K (d'après les mesures d'Aspnes [83], et sans tenir compte de l'énergie de confinement qui est de l'ordre de 40 meV). Cette énergie correspond grossièrement à $2\hbar\omega_c$, où $\hbar\omega_c$ est l'énergie à laquelle nous observons le début de la coupure spectrale du coefficient de gain (1.54 eV). Il pourrait également se produire des processus de réabsorption à trois particules (i.e. avec l'assistance de phonons). Toutefois, la probabilité de ces deux types de processus, même si elle est mal connue, est probablement trop faible pour expliquer la coupure nette que nous observons.

Afin de déterminer l'origine des désaccords, il paraît judicieux de passer en revue les *approximations* utilisées dans le modèle du § 5.4. Les principales sont:

- Le spectre d'émission spontané est calculé avec la formule approximée (2.10), qui est valable pour les faibles densités de porteurs. Le calcul du taux d'émission spontanée avec la formule complète ne se justifie pas, car le temps de calcul deviendrait trop important, tandis que la différence avec le formule simplifiée (2.10) est faible [23], puisque ce taux est intégré sur l'énergie dans l'équation de bilan.
- Le facteur de confinement C transversal (perpendiculaire aux couches) est indépendant de l'énergie. Cette approximation semble raisonnable pour l'onde

lumineuse se propageant dans le guide d'onde, car elle est guidée par la différence de l'indice de réfraction dans l'hétérostructure, c. à d. $n_{\text{guide}} - n_{\text{manteau}} \gg \Delta n_{\text{guide,eh}}$, où $\Delta n_{\text{guide,eh}}$ est la variation de l'indice de réfraction du guide d'onde induite par la présence du plasma eh (voir aussi l'appendice B2).

- Le coefficient de pertes k et la fraction de l'angle solide Ω sont supposés indépendants de l'énergie, par souci de simplification. D'une part les effets des transitions interbandes sur l'indice de réfraction sont donc négligés, et d'autre part on suppose que l'onde lumineuse se propage dans un volume bien délimité et excité d'une manière homogène, c. à d. que les guidages latéral et transversal sont bons (nous rappelons que le guidage latéral se fait par $\Delta n_{\text{guide,eh}}$ uniquement, voir appendice B2). Si l'onde rencontre une région moins excitée, lors d'une réflexion au bord de la raie, l'absorption par la présence d'une densité de porteurs plus faible peut devenir forte sur la partie à haute énergie du spectre de l'onde amplifiée (réabsorption de l'onde amplifiée). Ceci se traduit par un coefficient de pertes dépendant de l'énergie des photons et plus grand pour les photons d'énergie élevée.

En vue de la troisième approximation énoncée ci-dessus, la coupure des spectres de gain pourrait donc provenir d'un mauvais **guidage latéral** des photons à haute énergie de l'onde lumineuse se propageant dans le guide (cf. appendice B2). Le confinement de la radiation dans la région active d'un laser à SC a été examiné par Stern [84]. Il discute le mécanisme qui induit le changement d'indice de réfraction $\Delta n_{\text{guide,eh}}$ de la couche active (pompée) d'un laser. Il analyse plus particulièrement la dépendance de $\Delta n_{\text{guide,eh}}$ par rapport à l'énergie. De cette discussion, nous tirons les enseignements suivants:

(i) La coupure de la LA (et donc du gain mesuré) à haute énergie ne provient pas du changement d'indice de réfraction associé à la **présence de porteurs excités** dans la couche centrale. Comme l'ont mesuré Henry [85] et Kesler [86], la présence de gain réduit l'indice de réfraction du matériau actif à basse énergie et l'augmente à haute énergie. C. à d. le guidage par le changement d'indice de réfraction associé au gain ($\Delta n_{\text{guide,eh}}$) serait meilleur pour les énergies supérieures à celle du pic d'émission de la LA.

(ii) Sur les bords de la raie, dans la direction latérale autour de la région excitée, l'absorption de la lumière à énergie élevée est forte, tandis qu'au centre de la raie, il y a réduction du gap et gain optique. L'utilisation d'un diaphragme pour la détection de la LA diminue les effets d'absorption aux bords de la raie, mais ne les élimine pas complètement. En outre le changement d'indice de réfraction associé à ce changement d'absorption n'occasionne qu'un confinement latéral partiel de l'onde lumineuse, ce qui entraîne d'autres pertes de lumière (modes "fuyants" [34]). Finalement, de l'absorption peut aussi se produire si l'excitation n'est pas très homogène le long de la raie ou si l'échantillon présente des défauts. Ces deux traits n'ont toutefois pas été observés. Pour une estimation réaliste des pertes $k(\hbar\omega)$, il faudrait évidemment tenir compte de tous ces faits.

5.7 Conclusion du chapitre 5

Les spectres de luminescence collectés parallèlement à l'axe de croissance des PQs nous ont permis d'observer l'émission spontanée mais aussi l'émission stimulée le long de l'amplificateur optique. Grâce à la dépendance spatiale de ces spectres, nous avons pu mettre en évidence **expérimentalement** pour la première fois le comportement de la densité de lumière stimulée et de la densité de porteurs à l'endroit même où se produit la saturation de l'amplification.

Notre **modèle** de la saturation, qui résout numériquement les équations de l'amplificateur optique unidimensionnel et l'équation de bilan pour les porteurs, présente des résultats dont la concordance avec les mesures varie suivant les cas :

(i) Sont décrits *quantitativement* par notre modèle

- La longueur L à laquelle débute la saturation (voir fig. 5.14).
- La constance de la LA intégrée (fig. 5.14 a) lorsque l'amplification sature.
- La décroissance de l'intensité de la LA pour les énergies plus petites que celle du gain maximum lorsque l'amplification est saturée (voir fig. 5.14 b).

(ii) Sont décrits *semi-quantitativement* par notre modèle

- Les profils de la densité lumineuse, qui sont symétriques par rapport au centre de l'amplificateur (voir fig. 5.8 et 5.9).

- L'amplification optique pour les énergies plus petites que celle du gain maximum (voir fig. 5.14 a et b).

(iii) Le modèle est en *désaccord* avec les mesures expérimentales sur :

- L'ampleur de la diminution de la densité de porteurs vers les extrémités de l'amplificateur et pour les L longs au centre de la raie. Le modèle prévoit une baisse de densité inférieure à celle qui est observée expérimentalement (voir fig. 5.8 et 5.9 c).

- Les spectres de LA pour les L courts, qui sont différents des spectres de luminescence spontanée: l'effet de l'absorption se remarque déjà sur les spectres de LA pour $L \approx 0.06$ mm, qui sont coupés sur leur partie à haute énergie. La lumière du second niveau est absente pour ces L courts, alors qu'elle est présente sur le spectre spontané.

- Sur les spectres de gain électronique calculés, ceci entraîne que la position du potentiel chimique est différente si on la compare avec celle déduite des spectres de gain mesurés, déterminée par le passage à zéro du gain (voir figures 5.12 et 5.13).

(iv) Néanmoins, le modèle numérique nous a permis, grâce aux correspondances observées avec les résultats expérimentaux ((i) et (ii) plus haut), de montrer que la *saturation* de l'amplification provient:

- du dépeuplement dû à l'émission stimulée de paires eh. Aux extrémités de l'amplificateur optique, là où l'intensité des ondes amplifiées est forte, le taux des recombinaisons stimulées devient en effet comparable au taux de génération des porteurs par la pompe;

- des pertes lumineuses le long de la structure en guide d'onde. Ces pertes empêchent l'amplification de la lumière à une intensité suffisante pour obtenir une distribution non thermique des porteurs (le taux de la relaxation intrabande demeure toujours nettement supérieur au taux des recombinaisons stimulées).

Nous allons terminer en proposant dans quelles *directions* les travaux devraient continuer:

(v) Expériences :

Mesure de l'amplification optique sur des structures en guide d'onde présentant un confinement de la lumière par l'indice de réfraction dans les directions transversales ET latérales. Ceci permettrait de déterminer dans quelle mesure la coupure des spectres de gain à haute énergie est due au mauvais guidage latéral de la LA.

Détermination des pertes k par une méthode indépendante. Ceci permettrait une détermination plus précise de la valeur du gain électronique alors que maintenant c'est surtout le gain effectif qui est connu avec précision.

(vi) Modélisation théorique :

Estimation de la valeur des pertes $k(\hbar\omega)$ en fonction de l'énergie des photons (1) à travers le calcul de la variation de l'indice de réfraction $\Delta n_{\text{guide,eh}}(\hbar\omega)$ induite par la présence du plasma eh et (2) en utilisant $\Delta n_{\text{guide,eh}}(\hbar\omega)$ pour le calcul de l'importance des modes "fuyants".

En conclusion, l'accord semi-quantitatif entre notre modèle simple et les observations expérimentales est suffisamment bon pour comprendre les mécanismes de l'amplification optique et de la saturation dans le plasma eh confiné.

Chapitre 6

Conclusion et perspectives

Nous avons mesuré des spectres de luminescence amplifiée (LA) sur des structures à puits quantiques (PQs) multiples avec la technique dite "de variation de la longueur d'excitation". Le coefficient de **gain optique** (g), ajusté à partir de ces spectres pris sur différents échantillons pour des températures de bain de 2 à 140 K, s'échelonne entre 10 et 30 cm^{-1} par puits, pour des intensités d'excitation comprises entre 20 et 100 kW/cm^2 . Le gain augmente lorsque l'intensité de l'excitation augmente et lorsque la température diminue. Il est relativement faible car la majeure partie de la lumière voyage en dehors des puits et n'est donc pas amplifiée. Par contre, pour une vingtaine de puits, il devient comparable à celui d'un semiconducteur massif. Le coefficient de pertes (k), qui provient de la diffusion de la lumière sur les imperfections du cristal, semble augmenter avec la température et le nombre d'interfaces. Nous avons montré expérimentalement et théoriquement que le mode de l'onde qui se propage dans le guide d'onde formé par les PQs multiples est polarisé TE. Dans nos conditions expérimentales, le mode TM n'est pas amplifié.

Nous avons appliqué et comparé deux **nouvelles méthodes** d'ajustement de la LA. Elles nous permettent de réduire le nombre de paramètres à ajuster en utilisant le spectre de luminescence spontanée mesurée et de vérifier la présence d'un quasi-équilibre thermique des porteurs dans le plasma électron-trou (eh). Nous avons

montré que des ajustements fiables exigent que les intensités de la LA mesurée (I_a) couvrent les deux régions de la solution linéaire (4.3) de l'équation de l'amplificateur unidimensionnel, soit la région des longueurs de raie (L) courtes, où I_a est proportionnelle à l'émission spontanée, et, lorsque les L sont plus longues, la région où I_a augmente exponentiellement avec $(g-k)\cdot L$. Dans tous les cas la queue à basse énergie des spectres de gain ne peut être mesurée avec précision, par manque de luminescence d'une intensité suffisante. Il s'ensuit que les pertes k aussi sont difficiles à estimer (il faudrait les mesurer à part).

Nous avons aussi observé expérimentalement que dès que le produit $(g-k)\cdot L$ dépasse environ 5, l'amplification sature (règle empirique (4.4)): l'intensité de la LA décroît (surtout à haute énergie). Cette **saturation** de l'amplification optique est accompagnée d'une dépendance spatiale caractéristique des émissions spontanées et stimulées le long de la raie. Nous avons pu mesurer ces profils, qui sont symétriques par rapport au centre de la raie, et qui sont reproduits semi-quantitativement par notre modèle numérique relativement simple de l'amplificateur optique. Ce modèle démontre que la saturation est provoquée par le dépeuplement dû à la recombinaison stimulée des porteurs ET par les pertes lumineuses. Le long de la raie, la position du potentiel chimique n'est plus fixée seulement par le niveau de la pompe, mais elle dépend de la densité des photons présents dans le guide d'onde, et ainsi du taux de recombinaison stimulée des paires eh . En outre, ce sont les pertes qui limitent l'intensité de la LA dans le guide d'onde.

Nous n'avons pas observé de **hole burning** pour nos intensités d'excitation (≤ 100 kW/cm²). Les porteurs suivent une distribution quasi-thermique. Une estimation grossière du temps de recombinaison stimulée quand l'amplification optique est saturée donne 90 ps, soit beaucoup plus que le temps de collision des paires eh à l'intérieur d'une bande (< 0.1 ps). Oudar [78] a pu mettre en évidence un comportement non thermique dans le plasma eh du GaAs massif, mais avec une excitation quasi résonante très intense (100 MW/cm²).

Dans notre modèle nous calculons aussi la **forme spectrale** de la luminescence (spontanée et amplifiée) et du gain. La correspondance avec les résultats expérimentaux est satisfaisante pour la luminescence. Les queues à haute et basse

énergie des spectres expérimentaux de luminescence spontanée et amplifiée sont exponentielles. Nous l'avons décrit dans notre modèle en utilisant des fonctions d'élargissement des états des paires eh en tangente hyperbolique, ce qui arrondit les marches abruptes de la densité d'états conjointe du gaz parfait. De même la valeur du gain maximum est décrite correctement par le modèle. Une importante divergence entre le modèle et l'expérience apparaît toutefois sur la forme spectrale du gain. Les coefficients de gain issus de l'ajustement des données expérimentales chutent brusquement à partir d'une certaine énergie, alors que le gain prédit par le modèle s'étend sur un domaine spectral plus large. Nous ne pouvons qu'avancer des hypothèses pour expliquer ce désaccord.

Les perspectives pour la suite passent par l'étude de l'amplification optique dans les filaments quantiques, quand il sera possible d'en réaliser avec une qualité suffisante. De plus, le fait d'obtenir un meilleur guidage latéral de l'onde lumineuse, que se soit dans ces structures quantiques ou dans des structures lasers à confinement latéral, pourrait peut-être permettre de résoudre le problème de la coupure spectrale du gain mesuré. Il serait également intéressant d'étudier les profils de l'intensité lumineuse le long des cavités lasers, car la présence de réflexion modifie ceux-ci, comme nous l'avons montré dans le § 5.5.

Un autre point intéressant à étudier serait la saturation dans les PQs de GaInAs. Ce sujet n'a été qu'effleuré dans ce travail, et aucune conclusion définitive n'a pu être tirée, principalement en raison d'un doute sur la qualité des échantillons disponibles. Il nous semblait néanmoins que leur comportement était différent de celui observé dans les PQs de GaAs vis-à-vis de la saturation, probablement en raison de la présence d'impuretés.

Enfin nous devons retenir que pour la conception des diodes lasers, il est préférable de limiter leur longueur pour s'affranchir des problèmes de saturation de l'amplification optique. Dans nos conditions expérimentales et pour une densité de paires eh excitées de l'ordre de 10^{13} cm^{-2} (soit à peu près le maximum que l'on peut atteindre sans endommager le cristal), la puissance lumineuse sature complètement pour une longueur de l'amplificateur de 2 mm.

Appendice A: échantillons

A1 PQs de GaAs/(Ga,Al)As

ÉCHANTILLON	AB 296	GW 133	DM 199
Largeur des puits L_p [Å]	100	122	80
Largeur des barrières L_b [Å]	200	182	220
% Al dans les barrières	50	23	40
Nombre de puits	5	29	20
Nombre de couches manteaux	2	2	1
Largeur des couches manteaux	1 μm	2 μm	1.5 μm
confinement C mode(s) TE	0.32	0.93-0.64	0.86
Fraction active du guide	0.38	0.41	0.28
C · Fraction active	0.12	0.38-0.26	0.24
confinement C mode(s) TM	0.29	0.93-0.63	0.85
Substrat	GaAs	GaAs	GaAs

Tableau A.1. Caractéristiques des PQs de GaAs/(Al,Ga)As. Le facteur de confinement C des modes TE et TM du guide d'onde est indiqué. Pour l'échantillon GW 133, C est donné pour les deux modes de propagation possibles dans le guide. Dans les autres structures, il n'y a qu'un seul mode possible. La fraction active du guide est calculée selon [40].

A2 PQs de (Ga,In)As/(Ga,In)(As,P)

ÉCHANTILLON	AR 355-0	AR 355-3	AR 312
Largeur des puits L_p [Å]	30	30	100
Largeur des barrières L_b [Å]	97	97	90
Composition des barrières et des couches manteaux	InGaAsP	InGaAsP	InGaAsP
Nombre de puits	5	5	5
Composition des puits	$\text{In}_{0.67}\text{Ga}_{0.33}\text{As}$	$\text{In}_{0.67}\text{Ga}_{0.33}\text{As}$	$\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$
Largeur des couches manteaux	1500 Å	1500 Å	1500 Å
Couche supérieure InP	1.5 µm	1.5 µm	1.5 µm
Contrainte	oui	oui	non
Orientation	exacte (001)	désorienté 3°	dés. vers (111)
Substrat	InP	InP	InP

Tableau A.2. Caractéristiques des PQs de InGaAs/InGaAsP. Les couches manteaux en quaternaire (InGaAsP) sont en accord de maille avec les puits. La désorientation du substrat lors de la croissance a pour effet d'augmenter la densité de marches (cf. chap. 3).

Appendice B: codes numériques

Deux séries de codes numériques ont été développées dans le courant de ce travail. La première série (programmes GFIT*) est destinée à traiter les données expérimentales pour ajuster le coefficient de gain optique. La deuxième série de codes (programmes SAT*) modélise la saturation de l'amplificateur unidimensionnel et calcule les spectres de gain, de luminescence amplifiée et d'émission spontanée. Ces codes ont été écrits en FORTRAN et tournent sur Silicon Graphics et Cray-YMP.

B1 Programmes GFIT*

Les programmes GFIT* ajustent les intensités expérimentales de la luminescence amplifiée pour déterminer les coefficients de gain selon les trois méthodes décrites dans le § 4.2 du chapitre 4. L'ajustement est réalisé par la routine CURFIT tiré de Bevington [87]. Cette routine utilise l'algorithme de Marquardt [88] pour réaliser un ajustement aux moindres carrés d'une fonction quelconque, qui n'a pas besoin d'être linéaire dans ses paramètres. L'algorithme de Marquardt combine la recherche selon le gradient avec une solution analytique développée de la linéarisation de la fonction à ajuster. La recherche par le gradient de l'espace des paramètres permet d'approcher le minimum de très loin mais converge lentement aux alentours du minimum. La méthode analytique du développement de la fonction à ajuster quand elle converge elle rapidement autour du minimum. Le critère mesurant la qualité de l'ajustement est le χ^2 défini par la relation

$$\chi^2 \equiv \frac{1}{N_{\text{free}}} \sum \left\{ \frac{1}{\sigma_i^2} [y_i - y(x_i)]^2 \right\} \quad (\text{B.1})$$

où y_i et x_i sont les données expérimentales dépendantes et indépendantes, $y(x)$ est la fonction à ajuster et σ_i est l'incertitude de la donnée expérimentale x_i . N_{free} est le nombre de degrés de liberté de l'ajustement: le nombre de points mesurés N moins le nombre de paramètres n_{par} : $N_{\text{free}} = N - n_{\text{par}}$. La fonction à ajuster est l'équation de l'amplificateur unidimensionnel qui exprime l'intensité de la LA $y(x_i) \rightarrow I(\lambda_j, L_i)$ (variable dépendante) en fonction de la longueur de la raie excitée L_i (variable indépendante), avec ou sans paramètre de saturation [éqs. (4.3), (4.7), (5.2) et (5.3)].

Les programmes GFIT* calculent le χ^2 selon la formule (B.1) avec $\sigma_i = 1$ (cf. équation 4.8). Des essais ont été faits avec des poids en $1/y_i$ (Poisson), mais le χ^2 n'est pas plus petit. La distribution des $\chi^2(\lambda)$ est plus uniforme, mais en contrepartie le gain dans la région du gain maximum est nettement moins bien ajusté, le poids des fortes intensités étant moindre.

La détermination de l'incertitude sur les paramètres ajustés est rendue difficile par le type de recherche utilisé: puisque la solution de l'ajustement est le résultat d'une recherche le long de l'hyper-surface du χ^2 plutôt que d'une solution analytique exacte, il n'y a pas non plus de forme analytique pour les incertitudes dans la valeur finale des paramètres. Nous avons estimé les déviations standards σ_a des paramètres ajustés à partir de la variance expérimentale s^2 en utilisant $\chi^2 = s^2$. Dans un exemple typique, tiré de l'ajustement avec la méthode III de la figure 4.4 du chapitre 4, l'erreur estimée minimale était de 2% pour la constante de proportionnalité spontanée C_s , et elle se montait à 13 % sur le coefficient de gain au $\chi^2(\lambda)$ maximum.

B2 Programmes SAT*

Les programmes SAT* modélisent la saturation de l'amplificateur unidimensionnel pour les PQs en résolvant d'une manière auto-consistante les équations (5.7) et (5.8) du chapitre 5. La structure du programme est la même que celle décrite par Goebel et al [14]. Les principales améliorations sont l'inclusion des pertes dans l'équation de l'amplificateur et la formulation utilisée pour le calcul des

coefficients d'émission spontanée et stimulée (cf. chapitre 2). Les intégrations numériques sont effectuées par les routines de la librairie NAG (voir par exemple [89]).

Transitions optiques

Pour le calcul des transitions optiques, les approximations principales sont les suivantes:

- Nous considérons deux sous-niveaux et six bandes paraboliques et isotropes (deux hh, lh et e). Pour les dispersions de ces bandes nous avons pris les masses effectives du GaAs massif [90] ($m_{hh} = 0.45 m_0$, $m_{lh} = 0.08 m_0$ et $m_e = 0.0665 m_0$ où m_0 est la masse de l'électron libre).
- Les transitions optiques calculées sont les quatre transitions entre les sous-bandes $n=1$ et $n=2$. Elles obéissent à la règle de sélection du vecteur d'onde \mathbf{k} , c.à d. que le vecteur d'onde dans le plan des puits \mathbf{k}_\perp est conservé (voir chap. 2).
- Comme mentionné dans le chapitre 2, et afin de réduire le temps de calcul, les probabilités de transition sont prises constantes par rapport à la densité de porteurs et au vecteur \mathbf{k} . Cette approximation est valide pour les fortes densités et les basses températures (cas dégénéré). Elle est discutée par [37].

Génération

Dans le calcul des profils, le taux des porteurs générés par la pompe (G) est calculé à partir d'une densité non saturée n_0 (donnée comme paramètre d'entrée dans le programme) par la relation suivante:

$$G = \frac{\lim_{L \rightarrow 0} (n(L))}{\tau_s} = \frac{n_0}{\tau_s} \quad (\text{B.2})$$

où L est la longueur de la raie d'excitation et τ_s est le temps de vie de recombinaison spontanée. n_0 est déterminée à partir de la largeur spectrale des spectres spontanés mesurés (voir chap. 2) pour des L courts. Ceci revient à supposer que l'émission stimulée est négligeable pour les raies courtes.

Angle solide et guidage de la lumière

La détermination de la valeur de l'angle solide effectif Ω utilisée dans l'équation de l'amplificateur est difficile. Cross [58] a calculé Ω pour le GaAs massif en fonction de la longueur de la raie L à partir de considérations géométriques.

Dans notre cas, les couches forment un guide d'onde (voir fig. 3.1) dans la direction transversale (perpendiculaire au plan des puits) et dans cette direction Ω est déterminé par les modes de la lumière qui se propage le long de la raie excitée et non pas par ses dimensions. L'angle de réflexion totale dû au changement d'indice de réfraction $n_{\text{guide}} - n_{\text{manteau}}$ (voir § 3.1.3) peut être calculé facilement [38].

Dans la direction latérale (parallèle au plan des puits), le guidage est assuré par le gain (c. à d. par $\Delta n_{\text{guide,eh}}$, la variation de l'indice de réfraction du guide induite par la présence d'une densité élevée de porteurs; et on a $\Delta n_{\text{guide,eh}} \ll n_{\text{guide}} - n_{\text{manteau}}$) ou par la faible structure que peuvent produire des défauts de croissance (p. ex. des marches) [34, 38].

Différents essais que nous avons réalisés avec des angles solides dépendants de L ou incluant un guidage semblent confirmer l'existence d'un confinement de la lumière par l'indice et/ou le gain. Des résultats raisonnables ont été obtenus en considérant un guidage transverse de l'onde par l'indice de réfraction (angle de réflexion totale 14°), et un très faible guidage latéral (4°). La valeur de Ω ainsi obtenue et qui a été utilisée pour les calculs du chapitre 5 vaut $1.8 \cdot 10^{-3}$.

Références

1. Nathan, M.I., W.P. Dumke, B. Burns, F.H. Dill, and G. Lasher. "*Stimulated emission of radiation from GaAs p-n junctions.*" Appl. Phys. Lett. **1**, 62 (1962).
2. Quist, T.M., R.H. Rediker, R.J. Eyes, W.E. Krag, B. Lax, A.L. McWhorter, and H.J. Zeiger. "*Semiconductor maser of GaAs.*" Appl. Phys. Lett. **1**, 91 (1962).
3. Hall, R.N., G.E. Fenner, J.D. Kingsley, T.J. Soltys, and R.O. Carlson. "*Coherent light emission from GaAs p-n junction.*" Phys. Rev. Lett. **9**, 366 (1962).
4. Klingshirn, C. and H. Haug. "*Optical properties of highly excited direct gap semiconductors.*" Phys. Reports **70**, 317 (1981).
5. Rice, T.M. "*The electron-hole liquid in semiconductors : theoretical aspects.*" Solid State Phys. **32**, 1 (1977).
6. Haug, H. and K. Schmitt-Rink. "*Electron theory of the optical properties of laser excited semiconductors.*" Prog. Quant. Electr. **9**, 3 (1984).
7. Esaki, L. and R. Tsu. "*Superlattice and negative differential conductivity in semiconductors.*" IBM J. Res. Develop. **14**, 61 (1970).
8. Schmitt-Rink, K., D.S. Chemla, and D.A.B. Miller. "*Linear and nonlinear optical properties of semiconductor quantum wells.*" Adv.in physics **38**, 89 (1989).
9. Bastard, G. "*Wave mechanics applied to semiconductor heterostructures.*" Les Hulis: Les éditions de Physique, 1990.
10. Weisbuch, C. "*Fundamental properties of III-V semiconductor 2d quantized structures : the basis for optical and electronic device applications.*" in Semiconductors and Semimetals, Vol. 24, ed. R.K. Willardson and A.C. Beer. London: Academic Press, 1987.
11. Van der Ziel, J.P., R. Dingle, R.C. Miller, W. Wiegmann, and W.A. Nordland. "*Laser oscillation from quantum states in very thin GaAs-AlGaAs multilayer structures.*" Appl. Phys. Lett. **26**, 463 (1975).
12. Shaklee, K.L., R.E. Nahory, and R.F. Leheny. "*Optical gain in semiconductors.*" J. Luminescence **7**, 284 (1973).
13. Butty, J., J.L. Staehli, A. Bosacchi, and S. Franchi. "*Optical gain measurements in multiple quantum wells at 2 K.*" Solid State Commun. **86**, 155 (1993).

14. Goebel, E.O., O. Hildebrand, and K. Loehnert. "Wavelength dependence of gain saturation in GaAs lasers." *IEEE J. Quantum Electron.* QE-13, 848 (1977).
15. Butty, J., G. Bongiovanni, and J.L. Staehli. "Optical amplification and its saturation in semiconductor quantum wells." in *3rd International Conference on Optics of Excitons in Confined Systems*. 1993, Montpellier: to be published in *Journal de Physique*.
16. Butty, J., G. Bongiovanni, and J.L. Staehli. "Photon and carrier density profiles in a semiconductor optical amplifier." *Solid State Commun.* 88, 623 (1993).
17. Mathieu, H. "Physique des semiconducteurs et des composants electroniques." in livre, Paris: Masson, 1987.
18. Altarelli, M. "Envelope function approach to electronic states in heterostructures." *Interfaces, Quantum Wells and Superlattices* 43 (1988).
19. Bastard, G. and J.A. Brum. "Electronic states in semiconductor heterostructures." *IEEE J. Quantum Electron.* QE-22, 1625 (1986).
20. Andreani, L.C. "Theory of exciton and polariton in semiconductor QW." Thèse Pisa (1989).
21. Andreani, L.C. and A. Pasquarello. "Effect of subband coupling on exciton binding energy and oscillator strength in QW." *Europhys. Lett.* 6, 259 (1988).
22. Schmitt-Rink, K. and C. Ell. "Excitons and Electron-hole plasma in quasi two dimensional systems." *J. Luminescence* 30, 585 (1985).
23. Bongiovanni, G. and J.L. Staehli. "Spontaneous emission of highly excited GaAs/GaAlAs QW." *Solid State Commun.* 84, 307 (1992).
24. Landsberg, P.T., M.S. Abrahams, and M. Osinski. "Evidence of no k-selection in gain spectra of QW AlGaAs laser diodes." *IEEE J. Quantum Electron.* QE-21, 24 (1985).
25. Miller, R.C., D.A. Kleinman, O. Monteanu, and W.T. Tsang. "New transitions in the photoluminescence of GaAs QW." *Appl. Phys. Lett.* 39, 1 (1981).
26. Asada, M., A. Kameyama, and Y. Suematsu. "Gain and intervalence band absorption in QW lasers." *IEEE J. Quantum Electron.* QE-20, 745 (1984).
27. Bongiovanni, G., J.L. Staehli, and C. Bosio. "The influence of temperature on the single-particle self-energy in a quasi-two dimensional electron-hole plasma." *Superlattices Microstruct.* 8, 81 (1990).
28. Deveaud, B., F. Clerot, A. Regreny, and K. Fujiwara. "Radiative properties of a highly excited QW." *Superlattices Microstruct.* 8, 85 (1990).
29. Kesler, M.P. and C. Harder. "Spontaneous emission and gain in GaAlAs QW lasers." *IEEE J. Quantum Electron.* QE-27, 1812 (1991).

30. Tran Thoai, D. and H. Haug. "*Band-edge quantum kinetics for coherent ultrashort-pulse spectroscopy in polar semiconductors.*" Phys. Rev. B **47**, 3574 (1993).
31. Bongiovanni, G. and J.L. Staehli. "*Electron-hole plasma decay time in GaAs/AlGaAs QW.*" Phys. Stat. Sol. (b) **173**, 365 (1992).
32. Lasher, G. and F. Stern. "*Spontaneous and stimulated recombination radiation in semiconductors.*" Phys. Rev. **133**, A553 (1964).
33. Bebb, H.B. and E.W. Williams. "*Semiconductors and Semimetals.*" Vol. 8, ed. R.K. Willardson and A.C. Beer. New York: Academic Press, 1972.
34. Agrawal, G.P. and N.K. Dutta. "*Semiconductor Lasers.*" New York: Van Nostrand Reinhold, 1993.
35. Sugimura, A. "*Structure dependent threshold current density in InGaAsP QW laser.*" Appl. Phys. Lett. **42**, 17 (1983).
36. Dutta, N.K., R.L. Hartman, and W.T. Tsang. "*Gain and carrier lifetime measurements in AlGaAs single QW lasers.*" IEEE J. Quantum Electron. **QE-19**, 1243 (1983).
37. Bongiovanni, G. and J.L. Staehli. "*Density dependence of electron-hole plasma lifetime in semiconductor quantum wells.*" Phys. Rev. B **46**, 9861 (1992).
38. Casey, H.C. and M.B. Panish. "*Heterostructure Lasers.*" New York: Academic Press, 1978.
39. Carlin, J.F., A. Rudra, R. Houdre, J.L. Staehli, and M. Ilegems. "*Growth of GaInAs by CBE.*" J. Crystal Growth **107**, 1057 (1991).
40. Zielinski, E., H. Schweizer, S. Hausser, R. Stuber, M.H. Pilkuhn, and G. Weimann. "*Systematics of laser operation in GaAs/AlGaAs multiple QWs heterostructures.*" IEEE J. Quantum Electron. **QE-23**, 969 (1987).
41. Bosio, C., J.L. Staehli, M. Guzzi, G. Burri, and R.A. Logan. "*Direct-energy-gap dependence on Aluminium concentration in AlGaAs.*" Phys. Rev. B **38**, 3263 (1988).
42. Proctor, M.J. "*Investigation of AlGaAs/GaAs QW sublevels, exciton binding energies and interface roughness.*" Thèse EPFL, Lausanne (1993).
43. Siegman, A.E. "*Lasers.*" Oxford: University Press, 1986.
44. Allen, L. and G.I. Peters. "*Superradiance, coherence brightening and amplified spontaneous emission.*" Phys. Letters **31A**, 95 (1970).
45. Weber, C., C. Klingshirn, D.S. Chemla, D.A.B. Miller, J.E. Cunningham, and C. Ell. "*Gain measurements and band gap renormalization in GaAs/AlGaAs M QW structure.*" Phys. Rev. B **38**, 12748 (1988).
46. Schlaad, K.H., C. Weber, J. Cunningham, C.V. Hoof, G. Borghs, G. Weimann, W. Schlapp, H. Nickel, and C. Klingshirn. "*many-particle effects and non-linear optical*

- properties of GaAs/AlGaAs M QW structures under quasi-stationary excitation conditions.*" Phys. Rev. B **43**, 4268 (1991).
47. Hakki, B.W. and T.L. Paoli. "*Gain spectra in GaAs double-heterostructure injection lasers.*" J. Appl. Phys. **46**, 1299 (1975).
 48. Kobayashi, H., H. Iwamura, T. Saku, and K. Otsuka. "*polarisation dependent gain current relationship in GaAs/AlGaAs M QW laser diodes.*" Electron. Letters **19**, 166 (1983).
 49. Yamada, M., S. Ogita, M. Yamagishi, K. Tabata, N. Nakaya, M. Asada, and Y. Suematsu. "*Polarization dependent gain in GaAs/AlGaAs M QW lasers : theory and experiment.*" Appl. Phys. Lett. **45**, 324 (1984).
 50. Henry, C.H., R.A. Logan, and F.R. Merritt. "*Measurement of gain and absorption spectra in AlGaAs buried heterostructures lasers.*" J. Appl. Phys. **51**, 3042 (1980).
 51. Blood, P., A.I. Kucharska, J.P. Jacobs, and K. Griffiths. "*measurement and calculation of spontaneous recombination current and optical gain in GaAs-AlGaAs QW structures.*" J. Appl. Phys. **70**, 1144 (1991).
 52. Miles, R.O., M.A. Dupertuis, F.K. Reinhart, and P.M. Brosson. "*gain measurements in InGaAs/InGaAsP M QW broad-area lasers.*" IEE Proceedings-J **139**, 33 (1992).
 53. Dankner, Y., E. Finkman, A. Ron, and E. Cohen. "*Gain and strong signal saturation of photoexcited quantum well structures.*" SPIE Proc. **1283**, 326 (1990).
 54. Borenstain, S., D. Fekete, M. Vofsi, R. Sarfaty, E. Cohen, and A. Ron. "*Stimulated emission of photoexcited GaAs/AlGaAs single QW.*" Appl. Phys. Lett. **50**, 442 (1987).
 55. Cingolani, R., K. Ploog, A. Cingolani, C. Moro, and M. Ferrara. "*Radiative recombination processes of the many-body states in M QW.*" Phys. Rev. B **42**, 2893 (1990).
 56. Bongiovanni, G., A. Mura, and J.L. Staehli. "*Differential Photoluminescence Excitation Spectroscopy, a novel and sensitive tool to probe gain and absorption in SC nano structures.*" Phys. Stat. Sol. (b) **173**, 355 (1992).
 57. Kressel, H. and J.K. Butler. "*Semiconductor Lasers and Heterojunction LEDs.*" New York: Academic Press, 1977.
 58. Cross, P.S. and W.G. Oldham. "*Theory of optical gain measurements.*" IEEE J. Quantum Electron. QE-**11**, 190 (1975).
 59. Hvam, J.M. "*Direct recording of optical gain spectra from ZnO.*" J. Appl. Phys. **49**, 3124 (1978).
 60. Jung, H., G.H. Doehler, E.O. Goebel, and K. Ploog. "*Optical gain in GaAs doping superlattices.*" Appl.Phys.Lett. **43**, 40 (1983).
 61. Adams, O. "*QW lasers and strained QW lasers.*" phys. World **45** (1992).

-
62. Willatzen, M., T. Takahashi, and Y. Arakawa. "Nonlinear Gain Effects Due to Carrier Heating and Spectral Holeburning in Strained-Quantum-Well Lasers." *IEEE Photon. Technol. Lett.* **4**, 682-685 (1992).
 63. Yariv, A. and R.C.C. Leite. "Super Radiant narrowing in fluorescence radiation of inverted populations." *J. of Appl. Phys.* **34**, 3410 (1963).
 64. Casperson, L.W. and A. Yariv. "Spectral narrowing in high gain lasers." *IEEE J. Quantum Electron.* **QE-8**, 80 (1972).
 65. Ron, A., A. Ron, and E. Cohen. "Gain saturation in photoexcited semiconductors." *Phys. Rev. B* **28**, 3324 (1983).
 66. Sarfaty, R., A. Ron, E. Cohen, and R.A. Logan. "Stimulated emission spectra of AlGaAs near the direct indirect gap crossover composition." *J. of Appl. Phys.* **59**, 780 (1986).
 67. Saleh, B.E.A. and M.C. Teich. "Fundamentals of photonics." New York: John Wiley, 1991.
 68. Yamada, M. and Y. Suematsu. "Analysis of gain suppression in undoped injection lasers." *J. Appl. Phys.* **52**, 2653 (1981).
 69. Asada, M. and Y. Suematsu. "Density-matrix theory of semiconductor lasers with relaxation broadening model - gain and gain-suppression in semiconductor lasers." *IEEE J. Quantum Electron.* **QE-21**, 434 (1985).
 70. Burki, Y., P. Schwendimann, W. Czaja, and E. Berger. "Optical gain in ZnTe:O at 2 K." *Europhys. Lett.* **13**, 555 (1990).
 71. Schwendimann, P., E. Sigmund, and K. Zeile. "Model for laser action in vibronic systems." *Phys. Rev. A* **37**, 3018 (1988).
 72. Burki, Y. "Optical spectroscopies of the isoelectronic oxygen impurity in ZnTe." Thèse EPFL, Lausanne (1992).
 73. Rigrod, W.W. "Gain saturation and output power of optical masers." *J. Appl. Phys.* **34**, 2602 (1963).
 74. Agrawal, G.P. "Spectral hole burning and gain saturation in SC lasers: strong signal theory." *J. of Appl. Phys.* **63**, 1232 (1988).
 75. Knox, W.H., D.S. Chemla, B. Livescu, J.E. Cunningham, and J.E. Henry. "Femtosecond carrier thermalization in dense Fermi seas." *Phys. Rev. Lett.* **61**, 1290 (1988).
 76. Binder, R., D. Scott, A.E. Paul, M. Lindberg, K. Hennenberger, and S.W. Koch. "Carrier-carrier scattering and optical dephasing in highly excited semiconductors." *Phys. Rev. B* **45**, 1107 (1992).
 77. Goebel, E.O., R. Hoeger, J. Kuhl, H.J. Polland, and K. Ploog. "Homogeneous gain saturation in GaAs/AlGaAs QW lasers." *Appl. Phys. Lett.* **47**, 781 (1985).

78. Oudar, J.L., D. Hulin, A. Migus, A. Antonetti, and F. Alexandre. "*Sub picosecond spectral hole burning due to nonthermalized photoexcited carriers in GaAs.*" *Phys. Rev. Lett.* **55**, 2074 (1985).
79. Ganiel, U., A. Hardy, G. Neumann, and D. Treves. "*Amplified spontaneous emission and signal amplification in dye-laser systems.*" *IEEE J. Quantum Electron.* **QE-11**, 881 (1975).
80. Kucharska, A.I. and D.J. Robbins. "*Lifetime broadening in GaAs-AlGaAs QW lasers.*" *IEEE J. Quantum Electron.* **QE-26**, 443 (1990).
81. Yamanishi, M. and T. Lee. "*Phase damping of optical dipole moments and gain spectra in semiconductor lasers.*" *IEEE J. Quantum Electron.* **QE-23**, 367 (1987).
82. Asada, M. "*Intraband relaxation time in QW laser.*" *IEEE J. Quantum Electron.* **QE-25**, 2019 (1989).
83. Aspnes, D.E., S.M. Kelso, R.A. Logan, and R. Bhat. "*Optical properties of AlGaAs.*" *J. of Appl. Phys.* **60**, 754 (1986).
84. Stern, F. "*Dispersion of the index of refraction near the absorption edge of semiconductors.*" *Phys. Rev.* **133**, A1653 (1964).
85. Henry, C.H., R.A. Logan, and K.A. Bertness. "*Spectral dependence of the change in the refractive index due to carrier injection in GaAs lasers.*" *J. of Appl. Phys.* **52**, 4457 (1981).
86. Kesler, M.P. and C. Harder. "*Excitonic effects in gain and index in GaAlAs QW lasers.*" *Appl. Phys. Lett.* **57**, 123 (1990).
87. Bevington, P.R. "*Data reduction and error analysis for the physical sciences.*" New York: McGraw-Hill, 1969.
88. Marquardt, D.W. "*An algorithm for least-squares estimation of nonlinear parameters.*" *J. Soc. Ind. Appl. Math.* **11**, 431 (1963).
89. Phillips, J. "*The NAG library: a beginners guide.*" ed. Clarendon. Oxford: 1986.
90. Traenkle, G., H. Leier, A. Forchel, H. Haug, C. Ell, and G. Weimann. "*Dimensionality dependence of the band gap renormalization in 2d and 3d electron-hole plasmas in GaAs.*" *Phys. Rev. Lett.* **58**, 419 (1987).

Remerciements

Je tiens à remercier particulièrement le Dr. Jean-Louis Staehli qui a accepté de suivre ce travail de thèse. J'ai apprécié ses vastes compétences scientifiques et ses précieux conseils. Je lui exprime ma plus sincère gratitude pour sa grande disponibilité tout au long de ce travail.

Je tiens également à remercier les professeurs A. Baldereschi, B. Deveaud et M. Guzzi ainsi que le docteur B. Gil pour leur participation au jury de thèse.

Je remercie Giovanni Bongiovanni, de l'Université de Cagliari (Sardaigne), qui m'a fait bénéficier de son expérience théorique et pratique lors de son séjour court mais intensif dans notre laboratoire. Son aide a été déterminante pour la réussite de ce travail.

Ma gratitude va enfin aux membres de l'Institut de physique appliquée ainsi que tout particulièrement à Michael Proctor et Eda Tuncel, Yves Burki, Claude Albert Berseth, Marc André Dupertuis, Stefan Guertler, Alok Rudra et Paolo Schwendimann, pour leur agréable collaboration.

Finalement, je voudrais témoigner ma reconnaissance à Emmanuel de Haller et à Jacques Lettry, pour leur aide précieuse dans la relecture de ce manuscrit, ainsi qu'à Ingrid et à ma famille.

Curriculum Vitae

Nom : Jérôme BUTTY
Date de naissance : le 3 septembre 1964 à Fribourg
État civil : Célibataire
Nationalité : suisse

Scolarité : à Fribourg

1970-1974 École primaire du Schoenberg
1974-1975 École St Pierre Canisius
1975-1982 Collège St Michel
1982 Maturité fédérale type B

Études universitaires : à l'École Polytechnique fédérale de Zürich (ETHZ)

1988 : Travail de diplôme à l'"Institut für Quantenelektronik" chez le Prof. H. Melchior. Le travail porte sur la fabrication et la caractérisation de diodes lasers de GaAs.

Diplôme : Physicien ETHZ en octobre 1988

Activités de recherche et d'enseignement : à l'École Polytechnique fédérale de Lausanne

1989-1993 : assistant à l'Institut de Physique Appliquée. Enseignement des travaux pratiques et des exercices de physique générale.

Langues : Français (langue maternelle), Allemand et Anglais

Hobbies : Voile, Tennis, squash et ski.

Liste des publications

- J. Butty and J.L. Staehli, "*Optical gain measurements in Multiple Quantum Wells at 2 K.*" Europhysics Conference Abstracts of 11th General Conf. of the Condensed Matter Division of the European Physical Society. (Exeter), **15 A**, 126 (1991).
- J. Butty, J.L. Staehli, A. Bosacchi and S. Franchi, "*Optical gain measurements in Multiple Quantum Wells at 2 K.*" Solid State Communications **86**, 155 (1993).
- J. Butty, G. Bongiovanni and J.L. Staehli, "*Photon and carrier density profiles in a semiconductor optical amplifier.*" Solid State Communications **88**, 623 (1993).
- J. Butty, G. Bongiovanni and J.L. Staehli, "*Optical amplification and its saturation in semiconductor quantum wells.*" Proc. third International Conference on Optics of Excitons in confined systems (Montpellier), Journal de Physique IV, Colloque C5, Vol. **3**, 31 (1993) (papier invité).

