



HAL
open science

Resonance Magnetophonon Inter Sous-Bandes dans les Structures Unipolaires à Cascades Quantiques

Oleksiy Drachenko

► **To cite this version:**

Oleksiy Drachenko. Resonance Magnetophonon Inter Sous-Bandes dans les Structures Unipolaires à Cascades Quantiques. Physique Atomique [physics.atom-ph]. Université Paul Sabatier - Toulouse III, 2004. Français. NNT: . tel-00008037

HAL Id: tel-00008037

<https://theses.hal.science/tel-00008037>

Submitted on 13 Jan 2005

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

THESE

présentée devant

L'UNIVERSITE PAUL SABATIER de TOULOUSE

en vue de l'obtention

du Doctorat de L'UNIVERSITE

Spécialité: *Physique de la Matière*

par

Oleksiy DRACHENKO

Resonance Magnetophonon Inter Sous-Bandes dans les Structures Unipolaires à Cascades Quantiques

Date de soutenance : 12 Juillet 2004

Membres de Jury :

F. JULIEN	<i>Rapporteur</i>	Directeur de Recherche, IEF, Orsay
E. ROSENCHER	<i>Rapporteur</i>	Directeur de Recherche, ONERA, Palaiseau
C. SIRTORI		Professeur à l'Université Paris VII, LMPQ
D. SMIRNOV	<i>Co-directeur de Thèse</i>	Chargé de Recherche, NHMFL, Tallahassee
J. LEOTIN	<i>Directeur de Thèse</i>	Professeur à l'Université Paul Sabatier, LNCMP, Toulouse
G. RIKKEN		Directeur de Recherche, LNCMP, Toulouse

DRACHENKO Oleksiy

Resonance Magnetophonon Inter Sous-Bandes dans les structures unipolaires à Cascade Quantiques

Thèse de l'Université Paul Sabatier
Physique de la Matière

Résumé

Cette thèse aborde la problématique de la durée de vie des électrons dans des puits quantiques unipolaires soumis à un fort champ magnétique selon l'axe de confinement. Plus particulièrement, le blocage de l'émission de phonons optiques longitudinaux en régime de confinement des électrons à 0-dimension est clairement démontré par la mise en évidence d'oscillations quantiques de la durée de vie. Cet effet est baptisé « résonance magnétophonon inter sous-bandes ». Le blocage de l'émission de phonons LO a été détecté sur la mesure de l'intensité de lasers à cascades quantiques GaAs/GaAlAs, émettant dans le moyen infra rouge autour de 10 μm , soumis à un champ balayé jusqu'à 60T. Le champ magnétique confine les électrons sur des orbites cyclotron, et transforme la dispersion quadratique de l'énergie des sous-bandes en niveaux de Landau discrets. Les oscillations de magnétophonons ont été également trouvées sur la magnéto-résistance de la structure.

La résonance magnétophonon inter sous-bande réalise une spectroscopie directe des modes de phonons pertinents pour la relaxation inter sous-bande. Entre autres, une contribution des modes de phonon LO de AlAs a été observée tandis que l'intervention attendue de modes confinés n'est pas apparue. La durée de vie inter sous-bandes en fonction du champ magnétique, obtenue par une méthode proposée, est comparée aux prévisions récentes d'un modèle de couplage fort électron-phonon (magnéto polarons). En conclusion, ces travaux ont dégagé des résultats et un nouvel outil performant de spectroscopie de phonons et de diagnostic des interactions électron-phonon dans un système à zéro dimension, analogue à un système de boîtes quantiques.

Mots clés

Intersubband Magnetophonon Resonance
Quantum Cascade Lasers
Phonon bottleneck
Magneto-polarons

Date de soutenance : 12 Juillet 2004

Jury :

F. JULIEN	<i>Rapporteur</i>	Directeur de Recherche, IEF, Orsay
E. ROSENCHER	<i>Rapporteur</i>	Directeur de Recherche, ONERA, Palaiseau
C. SIRTORI		Professeur à l'Université Paris VII, LMPQ
D. SMIRNOV	<i>Co-directeur de Thèse</i>	Chargé de Recherche, NHMFL, Tallahassee
J. LEOTIN	<i>Directeur de Thèse</i>	Professeur à l'Université Paul Sabatier, LNCMP, Toulouse
G. RIKKEN		Directeur de Recherche, LNCMP, Toulouse

REMERCIEMENTS

Je remercie sincèrement Monsieur J. Léotin qui m'a dirigé tout au long de ce travail avec beaucoup d'enthousiasme et de compétence. J'ai apprécié beaucoup son soutien et sa patience.

Je remercie vivement Messieurs D. Smirnov et V. Rylkov pour leur assistance énorme pendant mon travail sur cette thèse.

Je remercie sincèrement Monsieur Carlo Sirtori et le Laboratoire Central de Recherche de Thales, Orsay pour une collaboration fructueuse et la fourniture des lasers à cascade quantique GaAs.

Je tiens à remercier Messieurs E. Rosencher et F. Julien qui me font l'honneur d'examiner ce travail et de participer au Jury de Thèse.

Je remercie Tapash Chakraborty et Angela Vasanelli pour leurs supports théorique.

Je remercie chaleureusement le personnel du LNCMP pour une ambiance générale agréable.

Je remercie enfin mes parents, ainsi qu'à Arina, qui m'ont encouragé dans l'accomplissement de ces études.

Introduction	4
1 Introduction aux Lasers à Cascade Quantique.....	7
1.1 Transitions inter sous-bandes dans un puits quantique	7
1.1.1 Structure électronique d' un puits quantique.....	7
Les états électroniques dans un puits quantique.....	8
Dimensionnalité et densité des états.....	10
Effets du champ magnétique – quantification de Landau.....	10
Correction de non-parabolicité des niveaux de Landau.....	12
1.1.2 Transitions inter sous-bandes	13
Transitions radiatives.....	14
Transitions non-radiatives.....	15
Largeur de raie de luminescence	17
Effet du champ magnétique sur les transitions inter sous-bandes.....	18
Transitions radiatives.....	19
Transitions non radiatives	19
Durée de vie des états polarons	20
1.2 Transport électronique dans des puits quantiques	22
1.2.1 Magnéto - transport dans le plan d'un puits quantique: résonance magnétophonon.....	22
1.2.2 Transport vertical : effet tunnel résonant	24
1.3 Lasers à Cascade quantique	26
1.3.1 Principes de base	26
1.3.2 Propriétés de base.....	28
Gain optique	28
Pertes.....	29
Courant seuil et efficacité quantique différentielle	30
Propriétés de transport des porteurs.....	31
1.3.3 Effet du champ magnétique sur un LCQ.....	33
1.4 Conclusion ponctuelle	34
2 Techniques expérimentales.....	36

2.1	Caractérisation du champ magnétique pulsé du LNCMP	36
2.1.1	Bobines de champ pulsé, circuit d'alimentation	36
2.1.2	Architecture d'un poste de mesure au LNCMP.....	38
	Architecture globale.....	39
	Isolation galvanique des box.....	39
	Système d'acquisition et de contrôle	39
2.2	Dispositifs expérimentaux réalisés.....	42
2.2.1	Mesure des caractéristiques courant-tension.....	42
2.2.2	Mesures de magnéto-transport.....	44
2.2.3	Mesures en régime de courant impulsionnel	45
	Introduction.....	45
	Estimation de la largeur de l'impulsion.....	46
	Chaîne de mesure	46
	Source de courant.....	48
	Traitement du signal stocké durant un tir	49
2.2.4	Détection de l'émission laser.....	50
	Détection utilisant un photoconducteur à bande d'impuretés bloquée (BIB)	50
	Détection utilisant une photodiode HgCdTe.....	52
2.2.5	Montage des échantillons	53
2.2.6	Calibration relative de l'intensité et contrôle du profil de l'impulsion laser.	54
3	Présentation et caractérisation des structures lasers	55
3.1	Description des structures à cascades GaAs/AlGaAs	55
3.1.1	Structure électronique.....	55
3.1.2	Structure de la cavité laser	57
3.1.3	Spectres de luminescence.....	58
3.2	Caractérisation du transport électrique.....	59
3.2.1	Caractéristiques tension-courant.....	59
3.3	Transport magnéto-tunnel	62
3.3.1	Courbes I(V) de la structure sous champ magnétique.....	62

3.3.2	Spectroscopie Magneto-tunnel de la zone active	65
3.4	Courbes lumière-courant	68
3.5	Conclusion ponctuelle	69
4	Résonance Magnétophonon inter sous-bandes (RMPI)	71
4.1	Introduction.....	71
4.2	Evidence expérimentale des oscillations de Résonance Magnétophonon Inter sous-bandes	73
4.2.1	Oscillations RMPI de l'intensité du laser.....	73
4.2.2	Oscillations de magnétophonons inter sous-bandes de la magnétorésistance ...	80
4.3	Spectroscopie des modes de phonons de la relaxation inter sous- bandes	84
4.3.1	Spectroscopie des oscillations l'intensité de l'émission laser.....	84
4.3.2	Spectroscopie des oscillations de magneto-transport	88
4.3.3	Spectroscopie de l'énergie inter sous-bandes.....	90
4.3.4	Amplitudes relatives des séries de phonons.....	90
4.4	Conclusion ponctuelle	91
5	Durée de vie inter sous-bandes en fonction du champ magnétique	92
5.1.1	Le principe de la méthode de mesure	92
5.1.2	Courbes lumière-courant du LCQ sous champ magnétique	93
5.1.3	Détermination de la durée de vie en fonction du champ magnétique.....	94
5.1.4	Comparaison de la durée de vie aux modèles proposés	97
	Formalisme de la règle d'or de Fermi.....	97
	Modèle de magneto-polarons	98
5.1.5	Conclusion ponctuelle	100
	Conclusion générale.....	101
	Annexe A.....	103
	Annexe B:.....	104
	Annexe C:.....	107
	References	109

INTRODUCTION

Introduction

Après l'invention en 1962 du laser à semiconducteur, basé sur la recombinaison de paires électrons trous dans une jonction $p-n$, la recherche de lasers à semiconducteurs émettant dans l'infrarouge moyen et lointain s'est trouvée longtemps dans une impasse, malgré la forte stimulation de besoins scientifiques, industriels et militaires. Une étape décisive a été franchie en 1994 avec la mise en œuvre d'un nouveau concept de laser unipolaire à puits quantiques, basé sur l'émission inter sous-bandes de la lumière. Ce nouveau type de laser a été appelé *Laser à Cascade Quantique* (LCQ) [1]. Un avantage de ce concept, parmi d'autres, est de pouvoir choisir la longueur d'onde de l'émission en ajustant l'épaisseur du puits, sans avoir à changer les matériaux du puits.

Le concept du laser LCQ est pourtant né sitôt l'éclosion des techniques d'épitaxie et l'invention des superréseaux par Esaki et Tsu [2]. Dès 1971, Kazarinov et Suris ont proposé une structure de puits quantiques disposés en série et polarisés par un champ électrique appliqué de l'extérieur [3]. Dans ce système, les électrons transportés par effet tunnel à travers les puits émettent des photons en cascade lors de transitions inter sous-bandes dans les puits successivement traversés. C'est en réalité bien plus tard, en 1994 que le laser à Cascade quantique a été inventé dans le groupe de F. Capasso à Bell Laboratories [1]. La zone amplificatrice du laser, réalisé dans le système $GaInAs/InAlAs$, est constituée par des puits quantiques couplés insérés entre deux barrières tunnel.

Notre étude est basée sur une structure LCQ $GaAs/GaAlAs$ [4, 5, 6] soumise à un champ magnétique intense orienté parallèlement à l'axe de confinement. Nous analysons l'intensité de l'émission de lasers sous champ magnétique pulsé de 60T. La problématique que nous abordons est l'action d'un champ magnétique sur la durée de vie des électrons lorsque la relaxation inter sous-bandes est gouvernée par le processus d'émission de phonons optiques longitudinaux (LO). Nos structures émettent des photons de longueur d'ondes voisines de $10\mu m$ (124meV) dont l'énergie excède celle du phonon LO de GaAs (36meV). Dans cette situation, la durée de vie des électrons est typiquement de l'ordre de $1 ps$ [7], bien inférieure à la durée de vie de l'émission spontanée de photons, de l'ordre de $1 ns$. Bien évidemment, cette courte durée de vie pénalise le fonctionnement des lasers, car elle impose des courants d'injection tunnel élevés afin de réaliser une inversion de population suffisante entre les sous-bandes d'émission. Une idée attractive pour augmenter la durée de vie des électrons, en vue de réduire le courant seuil des lasers, est de réaliser l'émission dans des boîtes quantiques distribuées dans la zone active. Dans ce cas, le

spectre d'énergie discret des boites assure un blocage de l'émission de phonons LO dès lors que la distance entre niveaux est différente de l'énergie du phonon LO, en particulier, lorsqu'elle est bien supérieure [8, 9, 10]. Cette idée n'a pas encore abouti dans un dispositif laser unipolaire, mais cependant, une évidence non ambiguë du phénomène de blocage (« *phonon bottleneck* ») est donnée dans une mesure récente de la durée de vie dans un système de boites quantiques unipolaires dispersées en taille [11].

Notre étude aborde la problématique du blocage de l'émission de phonons LO dans le système particulier d'électrons 0-D obtenu par le confinement des électrons 2-D d'un puits quantique dans un champ magnétique parallèle à l'axe de confinement. Le champ magnétique confine les électrons sur des orbites cyclotron, et transforme la dispersion quadratique de l'énergie des sous-bandes en niveaux discrets de Landau équidistants. Nous détectons le blocage de l'émission de phonons LO sur la mesure de l'intensité de lasers LCQ GaAs/GaAlAs polarisés à courant constant, et soumis à un champ balayé jusqu'à 60T. Nous mettons alors directement en évidence des oscillations quantiques de l'intensité du laser. Elles sont causées par la relaxation résonante inter sous-bandes des électrons 0-D entre niveaux de Landau. Nous dénommons ce phénomène oscillatoire « *Résonance Magnétophonon Inter sous-bandes* ». De plus, nous mesurons également ces oscillations sur la magnéto-résistance de la structure.

Le système des oscillations magnétophonon réalise une spectroscopie directe des modes de phonons pertinents pour la relaxation inter sous-bandes. Nous mettons ainsi en évidence, dans les structures dont les barrières ont une teneur importante en Aluminium, une contribution des modes de phonon LO de AlAs s'ajoutant à la contribution dominante des phonons LO de GaAs. Ce pendant, les modes de phonons confinés attendus ne sont pas mis en évidence.

La variation du courant seuil du laser en fonction du champ magnétique est obtenue selon une méthode proposée. Nous obtenons au mieux une réduction de moitié du courant seuil. Pour l'essentiel, nous exploitons le courant seuil pour en déduire la variation de la durée de vie inter sous-bandes en fonction du champ magnétique. Puis, nous discutons les mécanismes qui limitent le blocage de la relaxation aux champs très élevés. Parmi les modèles récents, nous distinguons les mécanismes d'élargissement inhomogène des niveaux de Landau par le désordre d'interface, et la formation d'états magnéto-polarons causée par le renforcement du couplage électron-phonon LO dans les états 0-D.

Le manuscrit est organisé comme suit:

Dans le premier chapitre, nous faisons une introduction au laser à Cascade quantique. Nous analysons également les effets d'un champ magnétique sur l'émission inter sous-bandes et le transport à travers la structure. Le second chapitre présente des techniques expérimentales d'électroluminescence et de magnéto-transport en champ magnétique pulsé que nous avons développées. Le troisième chapitre introduit les structures LCQ *GaAs/AlGaAs* mesurées, et rapporte les mesures de caractérisation par l'optique et le transport magnéto-tunnel à basse température. Le quatrième chapitre rassemble les résultats principaux d'optique et de transport mettant en évidence la *Résonance Magnétophonon Inter sous-bandes*. Le dernier chapitre présente une méthode de dérivation de la durée de vie inter sous-bandes en fonction du champ magnétique et compare les résultats aux derniers modèles publiés. Une conclusion dresse le bilan de nos travaux.

En annexe, nous ajoutons deux publications dérivées de notre travail. D'une part, l'étude de la réponse sous champ magnétique du photoconducteur BIB au silicium dopé au bore, et d'autre part la présentation d'un spectromètre de résonance cyclotron basé sur une source LCQ.

**INTRODUCTION AUX LASERS A
CASCADE QUANTIQUE**

1 Introduction aux Lasers à Cascade Quantique

Dans ce chapitre nous présentons la physique de l'électroluminescence d'une structure laser à Cascade quantique et analysons l'effet d'un champ magnétique appliqué selon l'axe de confinement. Nous introduisons d'abord les transitions inter sous-bandes dans un simple puits quantique en distinguant les transitions radiatives et les transitions dominantes non radiatives, accompagnées d'une émission de phonons optiques longitudinaux. Nous caractérisons l'effet de modulation de la durée de vie inter sous-bande par le champ magnétique sous le vocable Résonance Magnétophonon Inter sous-bandes. Enfin, nous décrivons la structure à laser à Cascade quantique ainsi que les mécanismes de transport et d'émission lumineuse.

1.1 Transitions inter sous-bandes dans un puits quantique

1.1.1 Structure électronique d'un puits quantique

Les puits quantiques à semiconducteurs offrent un moyen commode de confiner des porteurs libres à deux dimensions. Il sont formés d'une couche fine d'un semiconducteur de faible bande interdite prise en sandwich entre deux couches d'un autre semiconducteur convenablement choisi et de bande interdite plus élevée. Le diagramme de bandes typique

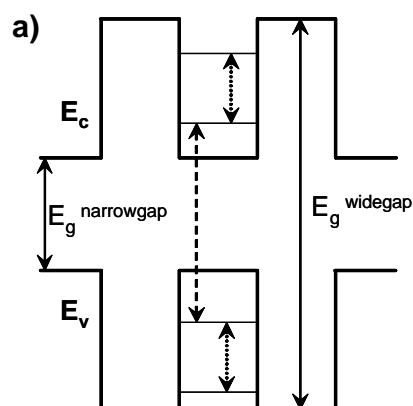


Fig.1.1. a) Hétérostructure de type 1. La ligne en pointillé indique une transition interbande et les lignes en tirets indiquent des transitions inter sous-bandes .

selon l'axe de croissance est représenté sur la figure 1.1(a) Dans un puits quantique,

l'épaisseur de la couche centrale est plus faible que la longueur d'onde de Broglie de l'électron, typiquement 10nm, de sorte que le spectre d'énergie des électrons selon l'axe de croissance devient discret. Dans la suite, nous envisageons *des puits quantiques unipolaires d'électrons* formés à partir de l'hétérostructure $GaAs/Al_xGa_{1-x}As$, et nous retenons uniquement le potentiel de confinement des électrons de conduction. La hauteur de la barrière de potentiel entre $GaAs$ et $Al_xGa_{1-x}As$ vaut $295meV$ pour concentration de $Al_x=0.33$.

Les états électroniques dans un puits quantique

Le potentiel de confinement associé à la formation du puits quantique confine le mouvement des électrons dans la direction perpendiculaire du plan de couches (appelons cette direction z), tandis que le mouvement dans le plan reste libre. L'énergie et les fonctions d'onde correspondant au mouvement suivant direction z sont données par la résolution de l'équation de Schrödinger à une dimension :

$$\frac{-\hbar^2}{2m^*} \nabla^2 \mathbf{f}(z) + V(z)\mathbf{f}(z) = E_n \mathbf{f}(z) \quad (1.1)$$

E_n est l'énergie de confinement par le potentiel du puits potentiel $V(z)$.

Prenons un potentiel carré pour modéliser un puits de la largeur L et de profondeur V_0 :

$$V(z) = \begin{cases} 0 & \text{for } -L/2 \leq z \leq L/2 \\ V_0 & \text{for } z > L/2 \text{ or } z < -L/2 \end{cases} \quad (1.2)$$

L'énergie totale s'obtient en ajoutant à la solution de l'équation (1.1) l'énergie des électrons libres dans le plan x - y :

$$E_{n,k_{\perp}} = E_n + \frac{\hbar^2 k_{\perp}^2}{2m^*} \quad (1.3)$$

k_{\perp} est le vecteur d'onde à deux dimensions (k_x, k_y) .

Les fonctions d'onde sont données par :

$$\Phi(x, y, z) = f(z) \frac{1}{\sqrt{S}} e^{i(k_x x + k_y y)} \quad (1.4)$$

Ces fonctions sont le produit de $f(z)$, solution de l'équation (1.1), par la fonction d'onde d'un électron libre dans le plan des couches.

L'équation (1.1) n'a de solution analytique que pour des barrières infinies ($V_0 = \infty$). Dans ce cas, les énergies propres s'écrivent :

$$E_n = \frac{\mathbf{p}^2 \hbar^2}{2m^* L^2} n^2, \quad (1.5)$$

ou $n=1,2,3\dots$

Les fonctions d'onde sont :

$$\begin{cases} f^{(+)}(z) = \sqrt{\frac{2}{a}} \cos \frac{\mathbf{p}n}{L} z; & n = 1,3,5\dots \\ f^{(-)}(z) = \sqrt{\frac{2}{a}} \sin \frac{\mathbf{p}n}{L} z; & n = 2,4,6\dots \end{cases} \quad (1.6)$$

La figure 1.2 montre schématiquement les fonctions d'onde et les sous-bandes d'énergie d'un puits quantique infiniment profond.

Dans le cas plus général d'un potentiel arbitraire, la solution s'obtient numériquement par la méthode dite des matrices de transfert [12, 13]. Dans cette méthode, le potentiel est décomposé en cellules suffisamment petites pour qu'il soit pratiquement constant dans chaque cellule. Les conditions courantes de continuité de fonction d'onde et courant de probabilité à chaque interface donnent une matrice 2x2. La solution s'obtient à partir de la multiplication de toutes les matrices. Dans

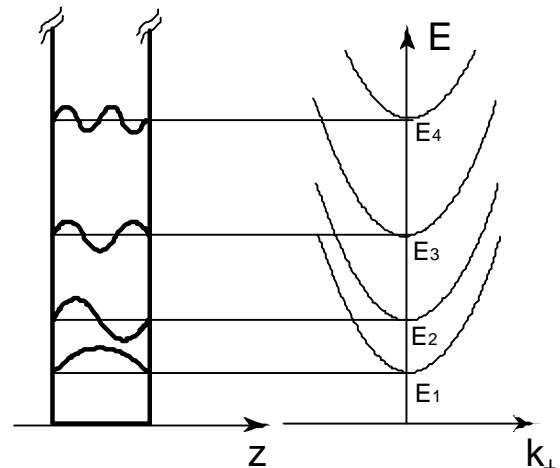


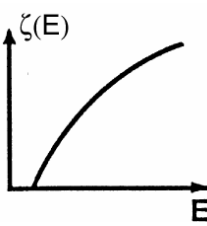
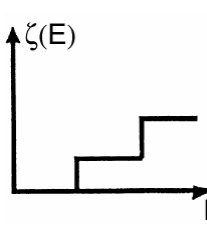
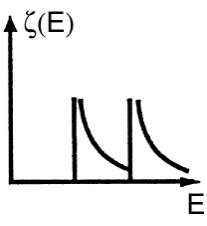
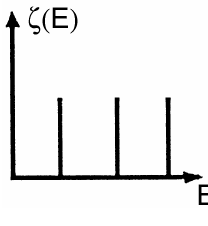
Fig.1.2 Représentation schématique des sous-bandes d'énergie du puits quantique de barrières infinies en fonction du vecteur d'onde dans le plan des couches.

le cas d'hétérostructures dopées, le transfert de charges qui se produit à partir des régions plus dopées modifie le potentiel initial. Une résolution self-consistante d'équation de Schrödinger (1.1) couplée à l'équation de Poisson est nécessaire pour trouver simultanément le potentiel de confinement et les états d'énergie. La méthode est décrite dans la Ref. 14.

Dimensionnalité et densité des états

La réduction de la dimensionnalité du système donne un changement radical de la densité des états électroniques (DOS). Nous rappelons dans le tableau 1.1 les résultats principaux [15]. Noter que la densité des états est indépendante de l'énergie dans le cas 2-D.

Table 1.1. Densité d'états pour des dimensionnalités diverses. g est la dégénérescence, V , le volume du système, S sa surface, L sa longueur, m^* sa masse effective et E_n l'énergie des états propres.

3D	2D	1D	0D
$z(E) = \frac{gV}{\sqrt{2} \cdot \mathbf{p}^2} \left(\frac{m^*}{\hbar^2} \right)^{3/2} E^{1/2}$	$z(E) = \frac{gm^*S}{2 \cdot \mathbf{p}^2 \hbar^2}$	$z(E) = \frac{gL}{\mathbf{p} \cdot \hbar} \left(\frac{m^*}{2} \right)^{1/2} E^{-1/2}$	$z(E) = g\mathbf{d}(E - E_n)$
			

Effets du champ magnétique – quantification de Landau

Envisageons un gaz d'électrons de masse effective isotrope dans un puits quantique, soumis à un champ magnétique uniforme appliqué selon la direction z [16].

De façon classique, la force de Lorentz n'affecte pas le mouvement selon z et les électrons décrivent des orbites cyclotron dans le plan x - y . A fort champ magnétique, quand le rayon de l'orbite cyclotron devient comparable à la longueur d'onde de Broglie, le traitement classique du mouvement perd sa validité et une approche quantique s'impose.

L'équation de Schrödinger pour un électron dans un puits quantique soumis à un champ magnétique uniforme, s'écrit, en utilisant la jauge de Landau $A=(0, Bx, 0)$ et en négligeant le spin :

$$\frac{1}{2m^*} \left[(\hat{p}_y + eBx)^2 + \hat{p}_x^2 + \hat{p}_z^2 + V(z) \right] \mathbf{f}(x, y, z) = E \mathbf{f}(x, y, z) \quad (1.7)$$

$V(z)$ désigne le potentiel de confinement du puits. L'équation se sépare en deux parties, respectivement $\mathbf{f}(z)$ et $\mathbf{x}(x,y)$, dépendantes de z et $x-y$. L'énergie propre du système devient la somme de l'énergie propre de confinement suivant z et l'énergie du mouvement transverse : $E=E_z+E_{x,y}$.

L'équation dépendant de x et y n'est autre que l'équation de Schrödinger d'un oscillateur harmonique à une dimension de fréquence $\omega_c=eB/m^*$, la *fréquence cyclotron*. L'électron oscille autour de la position d'équilibre $x_0=-p_y/eB$. Les énergies propres appelées *niveaux de Landau* sont:

$$E_{x-y} = (m + \frac{1}{2}) \hbar \omega_c \quad (1.8)$$

$m=0, 1, 2, \dots$. La figure 1.4 (c) montre ces niveaux en fonction du champ magnétique.

Les fonctions propres associées s'écrivent:

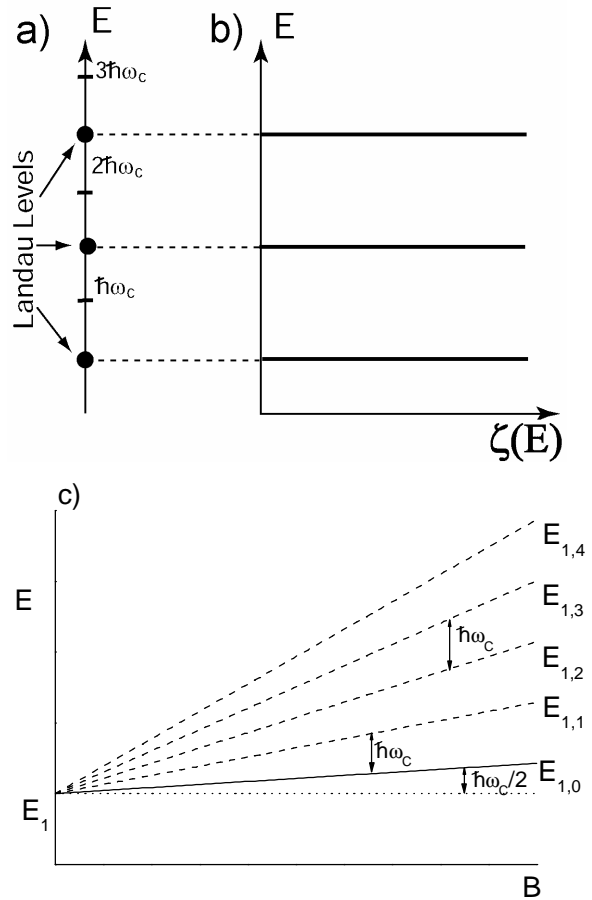


Fig. 1.4. a) Niveaux d'énergie b) Densité d'états d'un électron dans un puits quantique soumis à un champ magnétique appliqué selon la direction de croissance. c) L'énergie propre d'un électron en fonction de champ magnétique. E_1 est l'énergie de sous-bande sans champ magnétique, $E_{1,m}$ désigne le niveaux de Landau de numéro m .

$$\mathbf{x}_n(x, y) = \frac{1}{\mathbf{p}^{1/4} l_C^{1/2} \sqrt{2^k m!}} e^{\frac{i}{\hbar} p_y y} e^{-\frac{(x-x_0)^2}{2l_C^2}} H_k\left(\frac{x-x_0}{l_C}\right) \quad (1.9)$$

$l_C = (\hbar/m^* \omega_C)^{1/2}$ est la *longueur magnétique*. H_k , est le polynôme d'Hermite d'ordre k .

La longueur magnétique caractérise l'extension de la fonction d'onde. L'indépendance des énergies propres vis-à-vis de p_y produit une dégénérescence macroscopique des niveaux de Landau. Elle se calcule aisément avec la condition de maintenir le centre des orbites cyclotron dans l'aire de l'échantillon $S = L_x L_y$:

$$g = \frac{eB}{h} L_x L_y \quad (1.10)$$

En résumé, le spectre d'énergie devient complètement discret, comme celui des atomes ou des boîtes quantiques [voir figure 1.4 (a) et (b)]. La densité des états est donnée par les fonctions de Dirac sous la forme:

$$\mathbf{z}(E) = \frac{eB}{h} L_x L_y \mathbf{d}(E - E_{n,m}) \quad (1.11)$$

n est le numéro de la sous-bande 2D de confinement selon z et m le numéro de Landau. Dans la réalité, la fonction densité d'états est élargie du fait des collisions, des imperfections du cristal, de la rugosité d'interface, des inhomogénéités etc.

Correction de non-parabolicité des niveaux de Landau

L'énergie des niveaux de Landau est donnée par l'équation (1.8) dans le cas d'une bande parabolique. Leur variation avec le champ magnétique est linéaire. Cependant, dans les semiconducteurs à faible bande interdite, tels InAs or InSb, la relation de dispersion de l'énergie est fortement non parabolique. Dans GaAs, les effets de non parabolicité sont plus faibles mais encore significatifs. Dans ce cas, la masse effective dans l'expression (1.8) dépend de l'énergie des électrons. En conséquence, les niveaux de Landau sont inéquidistants et leur dépendance avec le champ magnétique n'est pas linéaire.

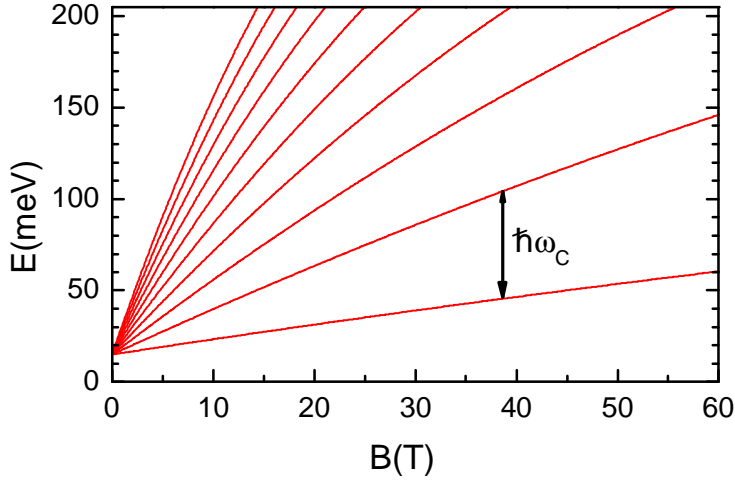


Fig. 1.5. Energie des niveaux de Landau en fonction du champ magnétique prenant en compte les corrections de non-parabolicité. La dépendance en énergie est clairement non-linéaire. Le calcul utilise les paramètres du puits quantique de la structure laser LCQ-11 étudiée par la suite. (voir la partie 4.3).

Le traitement de la non parabolicité des états électroniques de sous-bandes dans un puits quantique GaAs/GaAlAs soumis à un champ magnétique selon l'axe de confinement a été approfondi par Ekenberg [17]. Il a établi l'expression analytique suivante de l'énergie des niveaux Landau :

$$E_{n,m} = E_n + \left(m + \frac{1}{2}\right) \frac{\hbar e B}{m^*} - \frac{1}{8} \left[(8m^2 + 8m + 5)\mathbf{a} + (m^2 + m + 1)\mathbf{b} \right] \left[\frac{\hbar e B}{m^*} \right]^2 \quad (1.12)$$

Dans cette formule, n est l'indice de sous-bande, m est l'indice des niveaux de Landau, m^* est la masse effective de bas de bande du matériau massif, \mathbf{a} et \mathbf{b} sont des paramètres caractérisant la non-parabolicité, $m_{||}^* = m^* (1 + (2\mathbf{a} + \mathbf{b}) \cdot \mathbf{E})$ représente la masse effective dans la le plan des couches, E est l'énergie de sous-bande correspondante. Ekenberg propose pour la bande de conduction de GaAs les paramètres \mathbf{a} and \mathbf{b} – $\mathbf{a} = 0.642 \text{ eV}^{-1}$, $\mathbf{b} = 0.697 \text{ eV}^{-1}$.

1.1.2 Transitions inter sous-bandes

Le terme “transition inter sous-bandes” désigne communément une transition entre les niveaux d'énergie de sous-bandes de conduction (ou de valence). La figure 1.6 représente les niveaux d'un puits quantique à deux sous-bandes. Si l'on injecte des électrons dans l'état excité E_2 , il vont se relaxer soit radiativement en émettant un photon (flèche ondulée), soit non radiativement en émettant un phonon optique longitudinal LO (flèche droite).

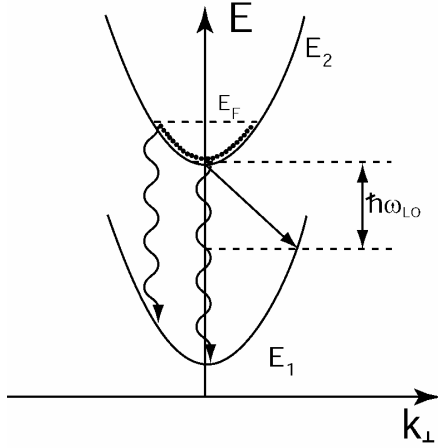


Fig. 1.6 Energie des deux premiers niveaux du puits en fonction du vecteur d'onde dans le plan. La flèche droite représente la relaxation assistée par l'émission d'un phonon LO phonon émission, la flèche ondulé correspond aux photons

La règle d'or de Fermi donne une expression générale de la probabilité de transition inter sous-bandes en fonction du potentiel d'interaction V_{int} sous la forme :

$$W_{ij} = \frac{2\mathbf{p}}{\hbar} \left| \langle \Phi_i | V_{int} | \Phi_j \rangle \right|^2 \mathbf{d}(E_f - E_i - \hbar\omega) \quad (1.13)$$

où les indices i et j notent les états initiaux et finaux respectivement. V_{int} est le potentiel d'interaction qui pilote la relaxation.

Transitions radiatives

Nous commençons par la probabilité de transition radiative sous l'action d'un champ électromagnétique externe. Dans l'approximation dipolaire, le potentiel d'interaction V_{int} s'écrit $V_{int} = V_{el} = (e/m^*)\mathbf{A} \cdot \mathbf{p}$, où e est charge élémentaire et \mathbf{A} désigne le potentiel vecteur de l'onde électromagnétique. L'approximation dipolaire est tout à fait justifiée puisque la longueur d'onde est bien plus grande que toute longueur caractéristique du système, en particulier l'épaisseur du puits. En prenant $A = \frac{iE_0 \vec{e}}{2\omega} \exp(i(\vec{q} \cdot \vec{r} - \omega t)) + c.c.$ pour une onde plane, la probabilité de transition s'écrit:

$$W_{ij} = \frac{2\mathbf{p}}{\hbar} \frac{e^2 E_0^2}{4m^{*2} \omega^2} \left| \langle \Phi_i | \vec{e} \cdot \vec{p} | \Phi_j \rangle \right|^2 \mathbf{d}(E_f - E_i - \hbar\omega) \quad (1.14)$$

Evaluons l'élément de matrice dipolaire:

$$\left| \langle \Phi_i | e \cdot p | \Phi_j \rangle \right| = \frac{1}{S} \int dx \cdot dy \cdot dz \cdot e^{-i(k_x^i x + k_y^i y)} \mathbf{f}_i^*(z) (e_x p_x + e_y p_y + e_z p_z) e^{i(k_x^j x + k_y^j y)} \mathbf{f}_j(z) \quad (1.15)$$

Seul le terme contenant e_z donne une contribution non nulle. L'élément de matrice qui détermine la probabilité de transition inter sous-bandes est proportionnel à :

$$\langle n|p_z|m\rangle = \int \mathbf{f}_n^*(z)p_z\mathbf{f}_m(z) \quad (1.16)$$

où n and m désignent les indices de sous-bandes. La condition pour que ce terme ne soit pas nul est que la parité des fonctions d'onde n et m soit différente.

Une conséquence importante de la relation (1.15) est la règle de sélection en polarisation: C'est seulement une onde dont la composante du champ selon z est non nulle qui peut se coupler à l'électron dans la transition inter sous-bandes .

L'absorption inter sous-bandes dans un puits quantique a été mise en évidence en 1984 par West et Eglash [18]. L'électroluminescence de heterostructures GaAs/AlGaAs a été observée cinq ans plus tard [19].

Transitions non-radiatives

Les principaux mécanismes de la relaxation non radiative sont l'émission de phonon LO, l'émission de phonons acoustiques et l'interaction électron-impuretés [57]. Envisageons successivement les potentiels d'interaction de ces processus. Il vient :

–Pour l'interaction électron-phonon

$$V_{\text{int}}(r) = -\sum_{\vec{Q}} M(\vec{Q})(e^{-i\vec{Q}\cdot\vec{r}} a_{\vec{Q}}^+ + c.c) \quad (1.17)$$

avec, \vec{Q} le vecteur d'onde du phonon, $a_{\vec{Q}}^+$ and $a_{\vec{Q}}^-$ sont les opérateurs de création and et d'annihilation d'un phonon de vecteur d'onde \vec{Q} . L'intensité du couplage électron-phonon LO (interaction de Frölich):

$$M(\vec{Q}) = \frac{ie}{Q} \left(\frac{2p\hbar\mathbf{w}_{LO}}{V} (\mathbf{e}_{\infty}^{-1} - \mathbf{e}_0^{-1}) \right)^{1/2} \quad (1.18)$$

Dans le cas des phonons acoustiques, l'interaction s'écrit :

$$M(\vec{Q}) = \left(\frac{\hbar}{2rsQV} (\mathbf{b}^2 + \Xi_0^2 Q^2) \right)^{1/2} \quad (1.19)$$

Les paramètres \mathbf{b} and \mathbf{X}_0 sont les constantes de couplage piézo-électrique et de potentiel de déformation. \mathbf{r} est la densité et s la vitesse du son.

– Pour les impuretés ionisées

$$V_{\text{int}}(r, z) = \frac{2pe^2}{\epsilon S} \sum_i \sum_{\vec{Q}} \frac{1}{Q} e^{-Q|z-z_i|} e^{i\vec{Q} \cdot (\vec{r} - \vec{r}_i)} \quad (1.20)$$

avec ϵ , la constante diélectrique, (\mathbf{r}_i, z_i) les coordonnées de l'impureté

La dispersion en énergie des phonons optiques est habituellement négligée tandis qu'une dispersion linéaire est prise pour les phonons acoustiques. Lorsque l'énergie inter sous-bandes est inférieure à celle des phonons LO (E_{LO}), la relaxation par émission de phonons LO est bloquée car il n'y a pas d'états finaux qui satisfasse la condition de conservation de l'énergie. Le taux de relaxation non radiative est alors fixé par les impuretés ionisées ou par les phonons acoustiques. Ces processus sont relativement lents avec les temps caractéristiques situés entre $10ps$ et $1ns$ pour des semi-conducteurs polaires comme GaAs par exemple [20, 21, 22]. Dès que l'énergie inter sous-bandes devient égale ou supérieure à E_{LO} , l'émission de phonons devient possible et ouvre un canal de relaxation extrêmement efficace (flèche droite sur le schéma de la fig.1.3). La durée de vie associée est de l'ordre de $1ps$ [7, 23, 24]. Elle est fonction du vecteur d'onde Q intervenant pour satisfaire la règle de conservation du moment. Elle décroît lorsque le vecteur Q et l'énergie inter sous-bandes croissent. Une valeur typique de la durée de vie pour une transition entre sous-bandes séparées par E_{LO} est $\sim 0.2-0.3 ps$ et, pour séparation des sous-bandes par l'énergie $3E_{LO}$, $\sim 2-3 ps$. Ces séparations se retrouveront dans nos structures LCQ GaAs/AlGaAs.

Une particularité dans des hétérostructures est de présenter des modes confinés de phonons. Ces modes sont significatifs lorsque les constants diélectriques des matériaux sont très différentes [57].

Table 1.2. Durée de vie typique associée à différents canaux de relaxation dans de puits quantiques de GaAs

Canal de relaxation	Durée de vie
---------------------	--------------

<i>Transition radiative</i>	<i>~1ns</i>
<i>Diffusion par les phonons acoustiques et par les impuretés ionisées</i>	<i>~10ps-1ns</i>
<i>Emission de phonons LO</i>	<i>~1ps</i>

Largeur de raie de luminescence

Dans le cas idéal de transitions purement radiatives, la raie de l'émission inter sous-bandes a un profil Lorentzien avec une largeur \mathbf{d} à mi-hauteur donnée par la relation d'incertitude de Heizenberg $\mathbf{d}=h(1/\mathbf{t}_i+1/\mathbf{t}_j)$. Les temps \mathbf{t}_i et \mathbf{t}_j sont les durées de vie des états initiaux et finaux déterminés par la probabilité d'émission spontanée. Dans la réalité, d'autres mécanismes de couplage toujours présents s'ajoutent avec des contributions diverses. Ce sont les phonons longitudinaux optiques, les phonons acoustiques, l'interaction électron-électron ainsi que la rugosité d'interface. La largeur de raie prend alors la forme $\mathbf{d}=h(1/\mathbf{t}_i+1/\mathbf{t}_j+2/\mathbf{t}_{coh})$. Le terme \mathbf{t}_{coh} est un temps caractéristique de déphasage.

Dans les puits quantiques GaAs/Al_xGa_{1-x}As, l'étude expérimentale de l'absorption inter

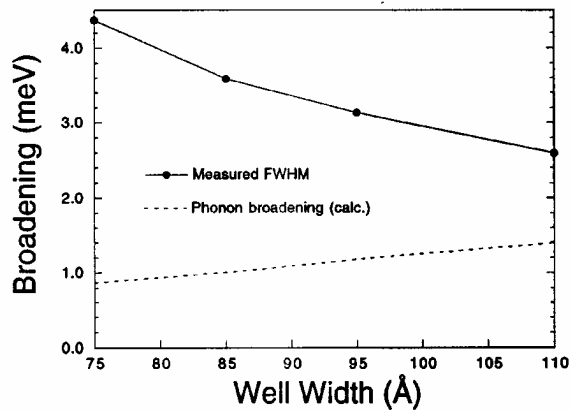


Fig. 1.7. Largeur de la raie d'absorption inter sous-bandes d'une série puits quantique GaAs/Al_{0.3}Ga_{0.7}As d'épaisseur variable. La courbe en pointillé représente la largeur (h/\mathbf{t}) calculée pour la relaxation par émission de phonons optiques [25].

sous-bandes a montré que la contribution dominante est celle de la rugosité d'interface causée par la fluctuation de l'épaisseur d'une monocouche. Cette fluctuation est typique de la croissance épitaxiale par jet moléculaire [25]. La figure 1.7 montre la largeur de raie mesurée pour une série de puits en fonction de leur épaisseur. Elle montre également la largeur calculée (h/\mathbf{t}) pour le processus d'émission de phonons LO. Elle est de l'ordre de $\sim 4\text{meV}$ pour un puits de 75\AA de largeur. Dans la zone active de nos

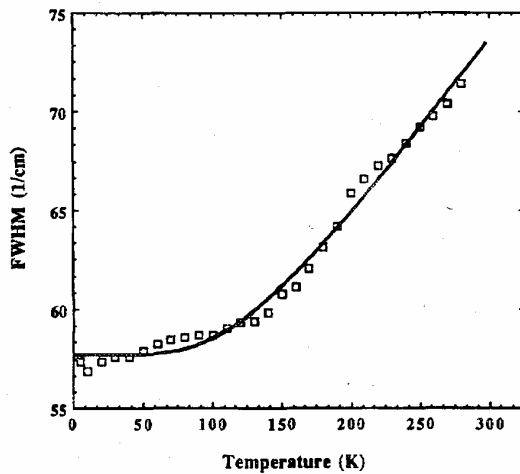


Fig. 1.8. Largeur à mi- hauteur de la raie de transition inter sous-bandes en fonction de la température [26]

structures LCQ la fonction d'onde est distribuée dans plusieurs puits couplés, dont un puits de largeur 11\AA (voir structure de bandes dans la partie 3.1.1 ou dans Ref. 5, 6). Nos structures LCQ présentent une largeur de la raie de luminescence l'ordre de 12meV . Ce résultat est cohérent avec ceux de la littérature.

La variation de la largeur de raie avec la température est faible aux basses températures jusqu'à 100K . La figure 1.8 montre un comportement typique [26].

Sous champ magnétique, la largeur des niveaux de Landau demeure appréciable. Elle dépend des contributions respectives entre les défauts intrinsèques, entre autres l'interaction électron-phonon, et les défauts rencontrés dans la structure. On peut envisager que la rugosité d'interface joue un rôle prépondérant comme en champ nul. L'élargissement dû à la rugosité est de nature inhomogène et indépendant du champ magnétique. Signalons que les défauts dont le potentiel est à courte portée produisent une largeur de raie variant avec le champ magnétique selon une loi en racine carrée : $B^{1/2}$ [27, 28]. Nous retrouverons la problématique de la largeur des niveaux dans la discussion sur les oscillations quantiques de l'intensité de l'émission des LCQ en fonction du champ magnétique.

Effet du champ magnétique sur les transitions inter sous-bandes

Examinons maintenant comment un champ magnétique appliqué suivant l'axe de croissance z modifie les processus de relaxation inter sous-bandes dans un puits. Commençons par les transitions radiatives.

Transitions radiatives

La probabilité de transition radiative dipolaire est donnée par la règle d'or de Fermi (1.13). En présence du champ magnétique, l'élément de matrice de la transition dipolaire s'écrit :

$$\left\langle \Phi_i | e \cdot p | \Phi_j \right\rangle = \frac{1}{S} \int dx \cdot dy \cdot dz \cdot \mathbf{x}_i^*(x, y) \mathbf{f}_i^*(z) (e_x p_x + e_y p_y + e_z p_z) \mathbf{x}_j(x, y) \mathbf{f}_j(z) \quad (1.21)$$

où $\mathbf{x}(x, y) \cdot \mathbf{f}(z)$ est la fonction d'onde d'un électron dans puits quantique sous champ magnétique. Comme précédemment, seulement le terme contenant e_z donne contribution non nulle dans la transition inter sous-bandes ($i \neq j$). Sa valeur demeure inchangée en présence du champ magnétique. Notons au passage que dans le cas $i=j$, ce sont les termes en e_x et e_y qui ne sont pas nuls. Les transitions se produisent alors entre niveaux de Landau consécutifs d'une même sous-bande et produisent l'émission cyclotron.

Transitions non radiatives

Dans nos structures, les énergies inter sous-bandes sont bien supérieures à celle des phonons optiques longitudinaux. Dans ce cas, nous avons vu que la relaxation non-radiative est assurée principalement par l'émission de phonons LO. La probabilité est donnée par règle d'or de Fermi (1.15) avec le potentiel d'interaction (1.18). Vu que les états électroniques confinés ne sont pas dispersés énergie et que la dispersion des phonons LO est négligeable, la relaxation par émission de phonons LO est bloquée par la règle de conservation d'énergie, sauf lorsque les états initiaux et finaux

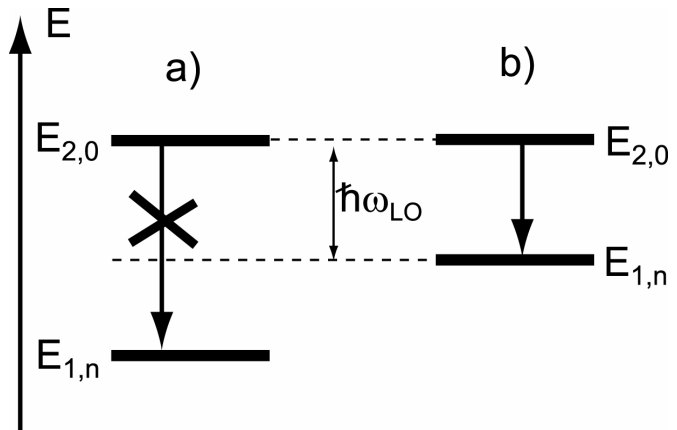


Fig. 1.9. Transition inter sous-bandes assistée par l'émission d'un phonon optique. Le premier indice correspond au numéro de sous-bande, le deuxième au numéro du niveau de Landau. (a) L'énergie de transition n'est pas égale à celle du phonon LO. La transition est interdite par la règle de conservation de l'énergie. (b) La transition est permise.

sont séparés par l'énergie d'un phonon LO [fig. 1.9(b)] [8].

Finalement, on peut constater que la probabilité de transition dipolaire inter sous-bande dans un puits quantique n'est pas affectée par le champ magnétique dirigé suivant l'axe de croissance. Par contre, la relaxation non-radiative par émission des phonons LO, processus de relaxation le plus efficace, est bloquée par le champ magnétique. Par conséquent, temps de vie de niveau excité doit augmenter considérablement. Autrement, lorsque le champ magnétique réalise la condition d'émission résonante des phonons LO [fig. 1.9(b)] la durée de vie est considérablement réduite. Au final, on s'attend à ce que le temps de vie du niveau excité présente des oscillations en fonction de champs magnétique. Nous appelons cet effet « *effet magnéto-phonon inter sous-bandes* ». Ce phénomène était mis en évidence dans le transport longitudinale (courant parallèle au plane de couches) d'un puits quantique soumis dans champs magnétique fort perpendiculaire aux couches. A notre connaissance, cet effet longtemps recherché n'avait pas été observé dans un système unipolaire. Nous présentons une introduction à l'effet magnétophonon ordinaire dans le paragraphe suivant.

Durée de vie des états polarons

Le traitement par la théorie des perturbations de l'interaction électron phonon est invalidé lorsque l'intensité du couplage est important. C'est le cas dans des systèmes à 0D de boîtes quantiques unipolaires. Récemment une mesure de spectroscopie d'absorption dans des boîtes quantiques sous champ magnétique variable a montré l'effet spectaculaire d'anticroisement des niveaux attendu pour le couplage fort lorsque le champ magnétique accorde l'écartement des niveaux 0D de la boîte sur l'énergie d'un ou deux phonons LO [29]. Par ailleurs, dans ce même système de boîtes quantiques, une mesure directe de la durée de vie du niveau excité en fonction de la séparation inter sous-bande des diverses boîtes de l'échantillon a montré que, lorsque l'on s'éloigne de la résonance avec les phonons LO, la durée de vie suit pratiquement les prévisions d'un modèle de couplage fort. Ces modèles expliquent de façon satisfaisante les mesures d'anticroisement de niveaux dans les boîtes [11, 30, 31, 32, 33]. Dans ce contexte, la pertinence d'un couplage fort dans les états 0D de Landau n'est pas encore élucidée expérimentalement. Un calcul récent des énergies d'anticroisement donne une estimation des énergies d'anticroisement inférieure à 5meV. Nous présentons ci-

après le principe du calcul récemment publié dans Ref.33 et 34 et reprendrons le sujet dans la discussion de nos résultats expérimentaux sur la durée de vie inter sous-bandes.

Tout d'abord dans la situation du couplage fort, les états propres sont des combinaisons linéaires d'états mixtes $|état électronique \mathbf{\tilde{n}} \mathbf{\tilde{A}} / mode de phonon \mathbf{\tilde{n}} \mathbf{\tilde{A}} \rangle$. Un état électronique

$|n, m, k_y \mathbf{\tilde{n}} \mathbf{\tilde{A}} \rangle$ est caractérisé par les trois nombres quantiques n , m et k_y ne sont plus des états propres (n est le numéro de Landau, m , l'indice de sous-bande, et k_y un vecteur d'onde du continuum dans le plan des couches). Les nouveaux états propres sont des combinaisons qui diagonalisent l'interaction de Fröhlich traduite dans une base constituée par des états à zéro phonon $|n, m, k_y \mathbf{\tilde{n}} \mathbf{\tilde{A}} / 0ph \mathbf{\tilde{n}} \mathbf{\tilde{A}} \rangle$ et des états à un phonon $|n', m', k'_y \mathbf{\tilde{n}} \mathbf{\tilde{A}} / 1ph \mathbf{\tilde{n}} \mathbf{\tilde{A}} \rangle$. Les nouveaux états propres sont appelés *polarons de Landau*.

Dans le cas simple où le couplage fort ne concerne que les états de deux niveaux de Landau, respectivement le niveau (p, n) et la réplique phonon du niveau (p', n') séparée par l'énergie $\hbar d = E_{p', n'} + \hbar \omega_{LO} - E_{p, n}$. L'énergie propre des niveaux polarons est exprimée par la relation (1.22). La figure 1.10 représente la variation des niveaux avec le champ magnétique. Elle illustre la situation d'anticroisement des niveaux traduite quantitativement par $\hbar \Omega^1$:

$$E = E_{p, n} + \hbar \left(\frac{d}{2} \pm \sqrt{\frac{d^2}{4} + \Omega^2} \right) \quad (1.22)$$

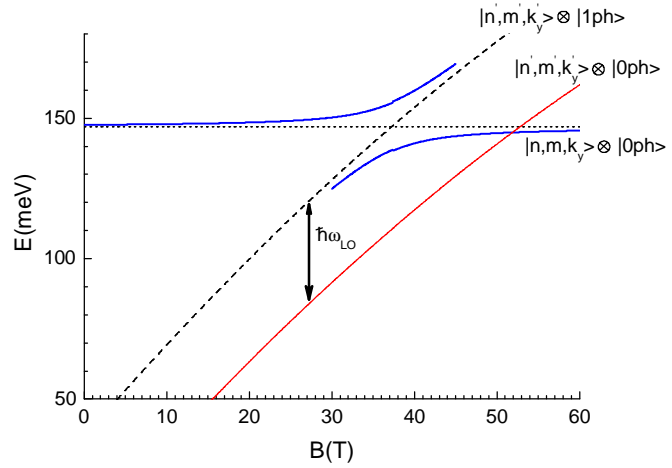


Fig.1.10. Effet d'anticroisement résultant d'un couplage fort électron-phonon entre états du niveau de Landau n, m, k_y (horizontal) et du niveau n', m', k'_y (dessiné en trait plein avec sa réplique phonon LO en trait pointillé).

¹ Défini comme : $\hbar^2 \Omega_{n, n'}^2 = \sum_{\vec{Q}} |M(\vec{Q})|^2 \left| \langle \mathbf{f}_p(z) | e^{i\vec{Q} \cdot \mathbf{z}} | \mathbf{f}_{p'}(z) \rangle \right|^2 \left| \int_{-\infty}^{\infty} dx \mathbf{x}_n(x) e^{-i\vec{Q}_x \cdot \mathbf{x}} \mathbf{x}_n(x) \right|^2$

Dans ce modèle, l'état polaron a une durée de vie infinie car il ne peut être désintégré par l'interaction de Fröhlich. Cependant, la désintégration des états de phonon sous l'effet des composantes anharmoniques du potentiel cristallin désintègre également le polaron.

La probabilité de survie p_{LO} des phonons dans les états polarons en fonction du désaccord en énergie d est donnée par l'expression :

$$p_{LO} = \frac{\Omega^2}{\Omega^2 + \left(\frac{d}{2} \mp \sqrt{\frac{d^2}{4} + \Omega^2} \right)^2} \quad (1.23)$$

A la résonance cette probabilité vaut 1/2. Finalement la durée de vie du polaron de Landau est donnée par la relation

$$R_{LO} = \frac{1}{t_{LO}} = \frac{p_{LO}}{T_{LO}} \quad (1.24)$$

Dans cette relation, T_{LO} désigne la durée de vie du phonon LO. Nous résumons brièvement les résultats de calculs récents appropriés aux états 0D obtenus par confinement magnétique.

1.2 **Transport électronique dans des puits quantiques**

1.2.1 Magnéto - transport dans le plan d'un puits quantique: résonance magnétophonon.

La résonance magnétophonon (RMP) met en jeu le plus souvent les transitions intra sous-bandes. Elle se manifeste dans un gaz d'électrons soumis à un champ magnétique lorsqu'une paire de niveaux de Landau est séparée par une énergie égale à la fréquence d'un phonon optique longitudinal. L'équation de la de résonance s'écrit : $N \cdot h \omega_C = h \omega_{LO}$. Prévus théoriquement pour être observée sur la magnétorésistance transverse, la RMP a été mise en évidence en 1961 dans un gaz 3D [35, 36, 37,], puis, environ deux décades plus tard, dans un gaz 2D [38].

La RMP se mesure sur la magnéto-résistance transverse¹ r_{xx} par les maxima d'une série d'oscillations périodiques en $1/B$. La composante r_{xx} du tenseur de résistivité devient à fort champ magnétique $r_{xx} = s_{xx}/s_{xy}^2$. La résonance se manifeste par des maxima de la conductivité s_{xx} qui traduisent des maxima de fréquence de collisions avec les phonons LO. En effet, dans un champ magnétique transverse au champ électrique, le courant est nul en l'absence de collisions, car le centre de l'orbite cyclotron évolue transversalement au champ électrique (x). On montre alors que s_{xx} est proportionnelle à la fréquence de collisions.

A la différence de l'effet Shubnikov-de-Haas qui donne également des oscillations périodiques en $1/B$ mais n'existe que dans un gaz d'électrons dégénéré à basse température, l'effet magnetophonon est observé à haute température dans un gaz non dégénéré. De plus, la position des oscillations est indépendante de la concentration de porteurs.

Dans un gaz 2D, on s'attend à trouver de multiples séries d'oscillations de RMP à cause des nouveaux états des nouveaux états confinés de phonons et des multiples sous-bandes d'électrons produisant des échelles de Landau multiples. A ce jour, l'interaction avec des modes de phonons confinés n'est toujours pas clarifiée. Toutefois, une série d'oscillations inter sous-bandes a été mise en évidence dans un puits quantique GaAs/GaAlAs dopé dans ses barrières [39]. L'équation de résonance s'écrit : $N \cdot \hbar \omega_C + \hbar \omega_{LO} = E_2 - E_1$. La paire de niveaux en résonance est issue de chacune des deux sous-bandes fondamentales E_2 et E_1 . Cette série est rarement observée car elle n'a été trouvée que dans une hétérojonction. Sa manifestation est attribuée à un couplage résonant des électrons avec des modes localisés de phonons présents dans un puits.

Il faut par ailleurs relever une particularité du gaz 2D dans le système simple d'une hétérojonction GaAs/GaAlAs mettant en jeu une seule sous-bande. C'est que l'équation de résonance est satisfaite pour un phonon d'énergie comprise entre celle du phonon transverse et du phonon longitudinal [40]. La théorie la plus récente interprète ce résultat par un couplage

¹ Des oscillations de RMP sont observées également sur la magnéto-résistance lorsque le champ magnétique est orienté parallèlement au courant ($I \parallel B$). la résonance est maximale ou minimale selon le rapport du taux de diffusion inélastique par les phonons au taux de diffusion élastique. [V. L. Gurevich and Yu. A. Firsov, *Sov. Phys.-JETP* **20**, 489 (1965)].

des phonons avec un mode hybride magnétoplasmon dont la résonance se produit à la fréquence des modes TO [41].

Une manifestation optique de la RMPI, tout à fait indirecte, a été décelée dans la modulation de l'intensité de l'électroluminescence inter bande de valence et de conduction d'un puits quantique inséré dans une jonction *p-i-n*. Les auteurs notent au passage la présence d'une série de minima répondant à l'équation RMPI. [42].

A notre connaissance, jusqu'à nos travaux, l'électroluminescence inter sous-bandes d'un système unipolaire n'avait pas été mesurée en fort champ magnétique. L'intensité de luminescence en fonction du champ magnétique donne directement la durée de vie dans une sous-bande excitée d'un puits quantique en fonction du champ magnétique. Dans l'étude qui suit, la RMPI est détectée non pas sur le temps de collision, mais sur la durée de vie inter sous-bandes.

1.2.2 Transport vertical : effet tunnel résonant

Nous considérons le transport tunnel à travers un puits quantique inséré entre deux barrières. Ce système est qualifié de "double barrière tunnel résonante" (DBTR). La figure 1.11(a) présente schématiquement sa structure de bande. Les régions de part et d'autre des barrières sont fortement dopées pour servir de contact électriques d'injection ou d'extraction des porteurs. Le niveau de Fermi dans ces régions est noté E_F . Le niveau E_1 dans le puits représente la sous-bande fondamentale. Lorsqu'une tension est appliquée, des électrons au niveau de Fermi sont injectés dans le puits, puis extrait par effet tunnel vers des états inoccupés du contact d'extraction. La

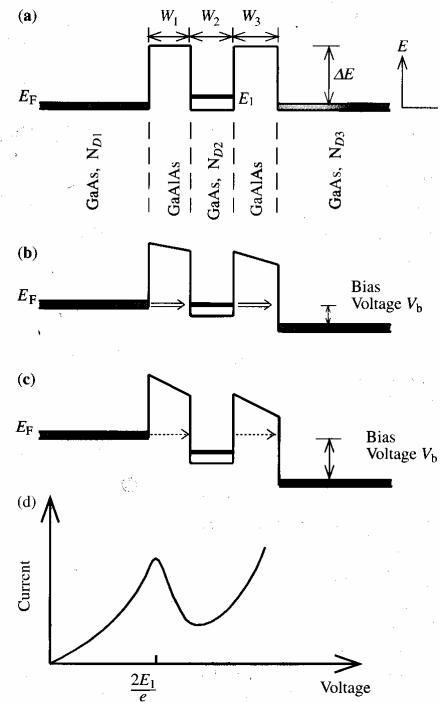


Fig. 1.11. Structure de bande de électrons dans une double barrière tunnel (a) en polarisation nulle, (b) en polarisation de résonance et au delà de la polarisation de résonance égale à $2E_1/e$ pour une structure à double barrière symétrique. (d) présente la courbe $I(V)$ (D'après la référence 57 et 44

probabilité de l'injection tunnel est maximale lorsque le niveau de Fermi est au voisinage du minimum de la sous-bande E_I ([fig. 1.11 (b)] et références Ref. 43, 44. La figure 1.10(c) donne l'allure typique de courbe tension-courant. La résistance négative différentielle apparaît lorsque le niveau de l'injecteur dépasse le niveau confiné du puits.

Le calcul du courant tunnel résulte de la sommation des probabilités de transmission tunnel sur tous les états de la distribution d'électrons dans l'injecteur. Il vient:

$$I = \frac{e}{4\pi^3 \hbar} \int_0^\infty dk_x dk_y \int_0^\infty dk_z T(E_z) [f(E) - f(E')] \left(\frac{\partial E}{\partial k_z} \right) \quad (1.25)$$

où, $f(E)$ est la fonction de distribution dans l'injecteur, $f(E')$ la fonction d'occupation dans l'extracteur et $T(E_z)$ est la probabilité de la transmission tunnel (ou *fonction de transfert*) et est donnée par l'expression :

$$T(E_z) = \left| \frac{A_t}{A_i} \right|^2 \quad (1.26)$$

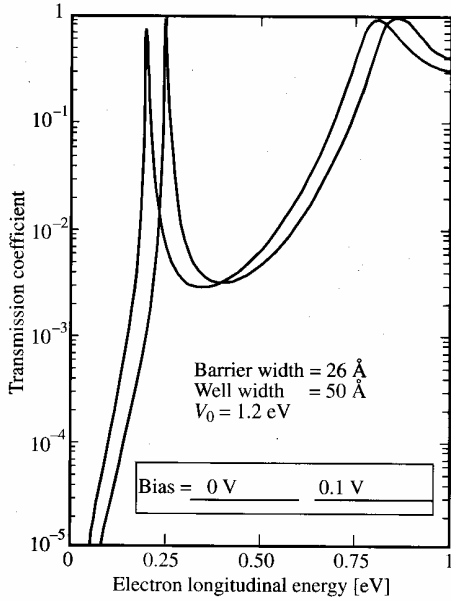


Fig.

1.12. Fonction de transfert d'une structure DBRT en fonction de l'énergie de l'électron incident pour une polarisation appliquée nulle (à droite) et de 0.1V (gauche). La largeur de la barrière est 26Å et celle du puits 50 Å. (d'après la référence 57).

Ici, A_i est l'amplitude de la fonction d'onde incidente et A_t celle de la fonction transmise. Ces amplitudes se calculent à l'aide des matrices de transfert [12]. La figure 1.12 illustre le cas d'une DBRT symétrique avec des barrières de 26Å et un puits de 50Å de largeur. La hauteur de barrière est ici 1.2eV. La courbe de droite représente la situation d'une tension nulle et la courbe de gauche une tension de 0.1V. La probabilité tunnel est maximale pour $E \sim 0.25eV$ et $E \sim 0.85eV$.

La résonance tunnel directe est un processus élastique. En l'absence de centre de diffusion dans la barrière, le vecteur d'onde dans le plan est conservé.

Cette règle est violée en présence de centres de diffusion tels qu'une rugosité d'interface, une impureté, de phonons, car une partie de l'énergie ou du moment de l'électron se trouve transférée au diffuseur. En présence d'un champ magnétique appliqué parallèlement au courant, la règle de conservation du vecteur d'onde dans le plan devient celle de la conservation du numéro de Landau.

La spectroscopie magnéto-tunnel offre une technique très commode basée sur des mesures de courbes courant-tension et largement répandue pour l'étude des structures 2D.

1.3 Lasers à Cascade quantique

Le laser à cascade quantique est une nouveauté en pleine expansion dans le domaine de l'optique infrarouge et térahertz. Nombre d'articles de revue récents couvrent la physique et la technologie de ces composants [45, 46, 47, 48, 49]. Dans l'exposé qui suit, nous nous résumons les bases nécessaires à la présentation de nos résultats.

1.3.1 Principes de base

Le concept du laser à cascade et la première proposition d'un dispositif ont été émis par Kazarinov et Suris en 1971, juste après d'invention des souperréseaux par Esaki et Tsu en 1970 [2, 3]. Ils ont analysé théoriquement le fonctionnement d'un système de multipuits quantiques polarisé par un champ électrique externe (Fig. 1.13). Ils arguent que si la chute d'énergie par période eaF est supérieure à l'énergie inter sous-bandes entre les niveaux fondamentaux et excités (E_1-E_0), une amplification de l'onde intervient à l'énergie $D=eaF-(E_1-E_0)$. Cette amplification accompagne l'effet

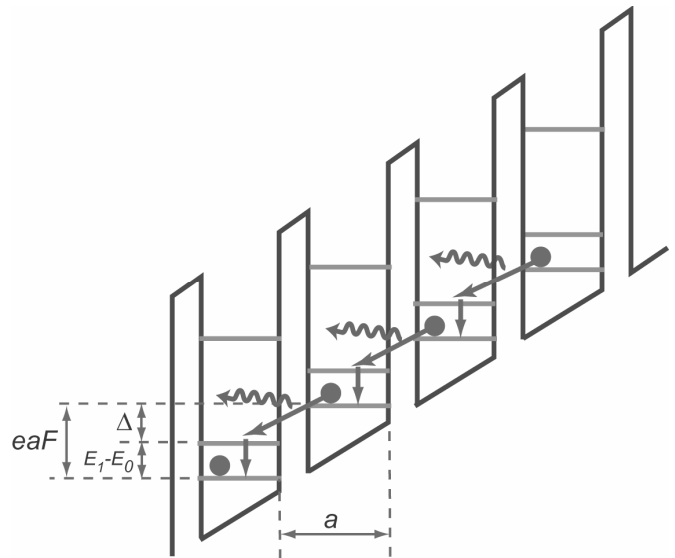


Fig. 1.13. Illustration de la proposition initiale d'un laser basé sur des transitions en Cascade quantique faite par Kazarinov et Suris en 1971

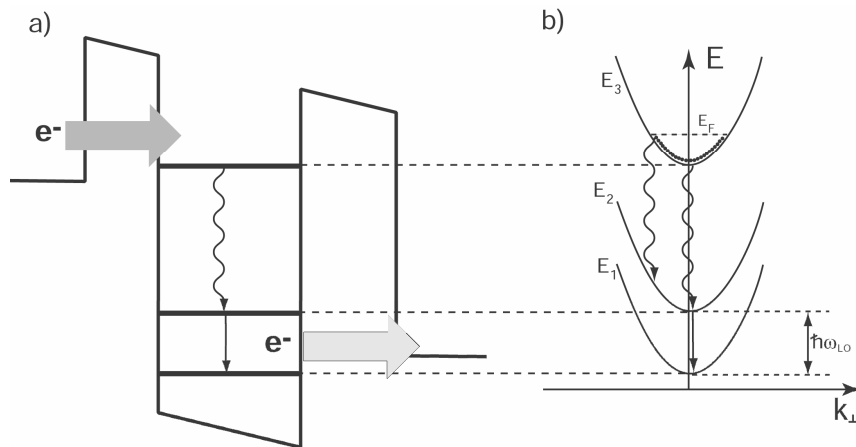


Fig. 1.14. Principe générale du LCQs proposé par F: Capasso et al.

tunnel assisté depuis l'état fondamental du n -ième étage (fig. 1.4) vers le $n+1$ -ième étage. Proposition de Kazarinov et Suris a d'ailleurs compilé un nombre important de propositions de structures de lasers inter sous-bandes faites dans les années 80 [50, 51, 52, 53, 54].

Les premiers lasers à Cascade quantique conçus et réalisés à Bell Laboratories en 1994 dérivent des recherches de F. Capasso [50, 1]. Dans le schéma proposé, les électrons sont injectés par effet tunnel résonant dans la deuxième sous-bande excitée d'une zone active puis se relaxent radiativement dans la première sous-bande excitée et après, se relaxent par émission de phonons dans la sous-bande fondamentale E_1 . Ensuite, ils sont éjectés par effet tunnel vers l'étage suivant et ainsi de suite.

La Figure 1.14(a) montre le principe général du dispositif. La Figure 1.14(b) illustre la dispersion en énergie des sous-bandes dans le plan des couches. L'inversion de population résulte de la différence des durées de vie des sous-bandes E_3 et E_2 . En effet, ces durées de vies sont fixées principalement par le taux d'émission des phonons LO. La relaxation de l'énergie du niveau E_3 vers E_2 met en jeu un transfert de moment élevé alors que la relaxation du niveau E_2 est assurée par un phonon LO de centre de zone. De ce fait la durée de vie du niveau E_3 , est plus élevée, vu que l'intensité de l'interaction dépend comme $1/Q$ du moment transféré (voir eq. 1.18).

1.3.2 Propriétés de base

Gain optique

Le calcul du gain suit la méthode usuelle dans la littérature [55, 56]. Nous rappelons les étapes du calcul. La figure 1.15 schématise la zone active par un système de trois niveaux. Le photon du laser est émis entre les niveaux 3 et 2. Les équations de bilan pour les densités surfaciques d'électrons s'expriment comme suit, en négligeant l'émission spontanée :

$$\begin{cases} \frac{dn_3}{dt} = \frac{hJ}{e} - (n_3 - n_2)W_{32} - \frac{n_3}{t_3} \\ \frac{dn_2}{dt} = \frac{(1-h)J}{e} + \frac{n_3}{t_{32}} + (n_3 - n_2)W_{32} - \frac{n_2}{t_2} \\ \frac{dL}{dy} = \frac{n}{c}(\Delta n \cdot B_{32} hn - a)L + bA_{32}n_3 hn \end{cases} \quad (1.27)$$

où, J est la densité de courant, e la charge de l'électron (par conséquent J/e est le taux d'injection), h est efficacité d'injection, $W_{32}=B_{32}L/c$ est la probabilité de l'émission stimulée, B_{32} and A_{32} sont les coefficients d'Einstein pour l'émission stimulée et spontanée, respectivement, b la fraction de l'émission spontanée émise dans le mode de la cavité du laser, L l'intensité de l'émission laser, t_3 la durée de vie du troisième niveau, t_{32} la durée de vie non radiative du niveau 3 vers le niveau 2, t_2 la durée de vie du niveau 2. Noter que t_3 et t_2 sont les durées de vie totales incluant tous les mécanismes de relaxation possibles.

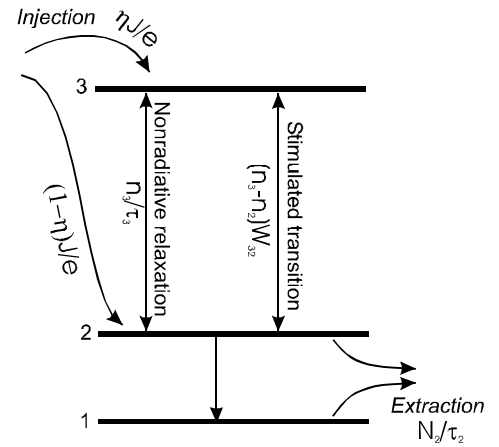


Fig. 1.15. Diagramme d'énergie d'un LCQ pour illustrer les équations de bilan

L'inversion de population dépend, du courant injecté :

$$n_3 - n_2 = \Delta n = \frac{\frac{J}{e} \left(\mathbf{h} + \frac{\mathbf{t}_2}{\mathbf{t}_3} (\mathbf{h} - 1) - \frac{\mathbf{t}_2}{\mathbf{t}_{32}} \right)}{\frac{1}{\mathbf{t}_3} + W_{32} \left[1 + \mathbf{t}_2 \left(\frac{1}{\mathbf{t}_3} - \frac{1}{\mathbf{t}_{32}} \right) \right]} \quad (1.28)$$

W_{32} dans dénominateur cause la saturation du gain dû à l'émission stimulée. Aux faibles valeurs de densité de courant, quand la saturation du gain est négligeable, l'inversion de population prend l'expression simple :

$$n_3 - n_2 = \Delta n = \frac{J}{e} \left(\mathbf{h} + \frac{\mathbf{t}_2}{\mathbf{t}_3} (\mathbf{h} - 1) - \frac{\mathbf{t}_2}{\mathbf{t}_{32}} \right) \mathbf{t}_3 \quad (1.29)$$

Le coefficient de gain pour l'amplification de la lumière s'obtient à partir des équations de bilan, pour une période de la structure :

$$g = \frac{n}{c} \Delta n B_{32} h \mathbf{n} = \mathbf{t}_3 \left(\mathbf{h} + \frac{\mathbf{t}_2}{\mathbf{t}_3} (\mathbf{h} - 1) - \frac{\mathbf{t}_2}{\mathbf{t}_{32}} \right) \frac{4 \mathbf{p} \cdot \langle z_{32} \rangle^2}{I_0 \mathbf{e}_0 n_{eff} L_p 2 \mathbf{g}_{32}} \frac{J}{e} \quad (1.30)$$

où, I_0 est la longueur d'onde du laser dans le vide, \mathbf{e}_0 , la constante diélectrique du vide, n_{eff} l'indice de réfraction du mode, \mathbf{g}_{32} – la largeur demi-hauteur (FWHM), L_p – la longueur de normalisation, typiquement une période de la structure.

$$\langle z_{32} \rangle = \langle \mathbf{f}_3 | z | \mathbf{f}_2 \rangle = \hbar \frac{\langle \mathbf{f}_3 | p_z | \mathbf{f}_2 \rangle}{i \cdot m^* (E_3 - E_2)} \quad (1.31)$$

est l'élément de matrice dipolaire électrique entre les états E_3 et E_2 .

Le gain modal est $g_m = \mathbf{G}g$, où, \mathbf{G} est le facteur de confinement du mode (recouvrement entre le profil du mode et la structure)

Pertes

Dans les lasers à cascade quantique, les pertes de la cavité sont causées principalement par l'absorption due aux porteurs libres dans les couches dopées, par les processus de diffusion par les imperfections, et finalement celles des miroirs. Généralement, le résonateur du laser est formé par des faces parallèles clivées et non

traitées. La réflectivité de chaque face s'exprime par la relation: $R = ((n_{eff} - 1)/(n_{eff} + 1))^2$, ou, en termes de pertes distribuées dans la cavité par $a_m = (1/l) \ln(R)$, l – longueur de la cavité. Il est difficile de quantifier les pertes par diffusion, cependant, ce qui nous importe, c'est qu'elles ne dépendent ni de la température ou du champ magnétique

La composante dominante des pertes du guide de la cavité est l'absorption par les porteurs libres. Rappelons que la région d'injection-extraction doit être relativement dopée pour la stabilité de la structure de sorte que les pertes afférentes sont inévitables. L'absorption par les porteurs libres est bien décrite par le modèle de Drude qui prédit une dépendance en longueur d'onde de la forme $a_{fc} \sim I^p$, où $p \gg 2$ peut varier d'un matériau à l'autre suivant la dépendance du temps de diffusion en fonction de l'énergie des porteurs [57]. Une valeur quadratique est généralement trouvée expérimentalement, ce qui confirme le mécanisme d'absorption [48].

Courant seuil et efficacité quantique différentielle

Au seuil du laser, le gain est compensé par les pertes, soit :

$$\Gamma g = (a_m + a_{fc}) \quad (1.32)$$

Le courant seuil qui suit est dérivé de cette expression:

$$J_{th} = \frac{(a_m + a_{fc}) I_0 e_0 n_{eff} L_p 2g_{32} e}{4p \cdot \langle z_{32} \rangle^2 t_3 \left(h + \frac{t_2}{t_3} (h-1) - \frac{t_2}{t_{32}} \right)} \quad (1.33)$$

Cette expression décrit le courant seuil aux très basses températures. A haute température, ce courant devient dépendant de la température. La raison est que les phonons optiques thermiquement activés contribuent à augmenter la relaxation non radiative et, de ce fait réduisent l'inversion de population et donc le gain.

Le comportement du seuil en température, y compris les corrections évoquées est bien analysé dans la référence 58. Dans nos travaux, nous étudions les LCQs aux températures cryogéniques, en dessous de 80K, région où la population de phonons excités est faible.

L'accroissement de la puissance émise par unité de courant injecté est proportionnel à l'efficacité quantique différentielle :

$$\frac{\partial L}{\partial I} = \frac{N_p}{2} \frac{h\nu}{e} \frac{a_m}{a_m + a_w} \left\{ h - \left[\frac{t_2}{t_{32}} \left(\frac{1}{h} - 1 \right) + \frac{t_2}{t_3} \right] \right\} \quad (1.34)$$

où, N indique le nombre d'étages.

Propriétés de transport des porteurs

Les canaux de transports des électrons dans le laser à cascade idéal sont schématiquement représentés sur la fig. 1.14(a). Depuis la région d'injection, les porteurs sont injectés à travers une barrière épaisse dans le premier niveau excité, puis se recombinent soit radiativement, soit non-radiativement. Les porteurs relaxés sont ensuite évacués vers l'étage suivant.

Dans les structures réelles, cependant, il existe des canaux de transport supplémentaires. Ils sont répertoriés sur la figure 1.16. D'abord, il peut se produire une

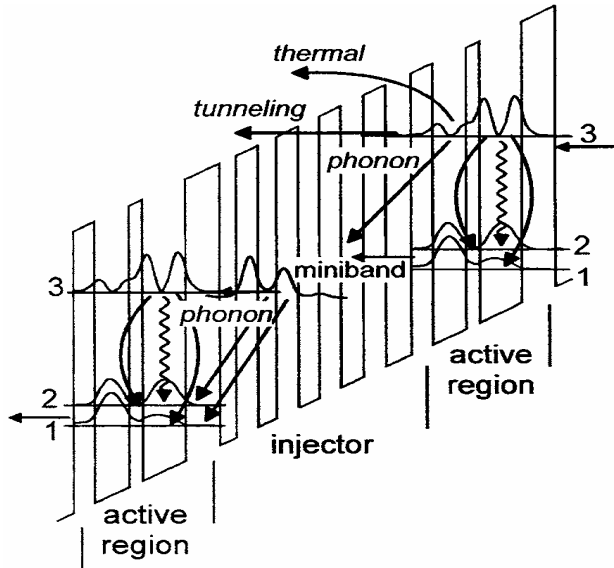


Fig. 1.16 Profil de la bande de conduction d'une portion de structure d'un laser à cascades InGaAs/AlInAs. Divers canaux de transport du courant sont indiqués par des flèches

[48]

relaxation directe des porteurs vers les deux sous-bandes inférieures, et donc un court-circuit de la transition laser. Ce canal est pris en compte par un terme d'efficacité quantique d'injection h . Ensuite, des porteurs du niveau supérieur peuvent transiter directement vers l'extracteur, réduisant ainsi la durée de vie non radiative du niveau excité et, en conséquence, le gain. Enfin, les porteurs du niveau supérieur peuvent être excités thermiquement ou transiter directement dans le continuum d'états.

Il faut relever qu'une valeur d'efficacité d'injection inférieure à l'unité a des conséquences dramatiques sur le courant de seuil et l'efficacité quantique différentielle. Par exemple, en utilisant des paramètres les plus typiques on trouve une augmentation du courant seuil de 50% pour $h=0.8$ et une valeur infinie de ce courant pour $h<0.45$ [45].

Les lasers GaAs/AlGaAs LCQs mesurés dans cette thèse sont réalisés selon une modélisation schématiquement décrite par la figure 1.17 [4, 5, 6]. Les zones actives des LCQs sont formées de trois puits quantiques séparés par des barrières fines, quasi transparentes aux fonctions d'onde des électrons. Cette configuration de « *puits quantiques couplés* » offre des degrés de libertés pour optimiser à la fois les énergies inter sous-bandes et le recouvrement spatial des fonctions d'onde des diverses sous-bandes, pour optimiser également l'inversion de population et l'élément de matrice de la transition dipolaire. La fonction d'onde de l'état excité de la zone active est ajustée pour pénétrer dans la barrière d'injection et réaliser un recouvrement convenable avec la fonction d'onde de l'état fondamental de l'injecteur, afin de régler le taux d'injection. Par ailleurs, les fonctions d'onde des niveaux inférieurs de la zone active sont localisées dans les second et troisième puits, réduisant ainsi l'injection parasite.

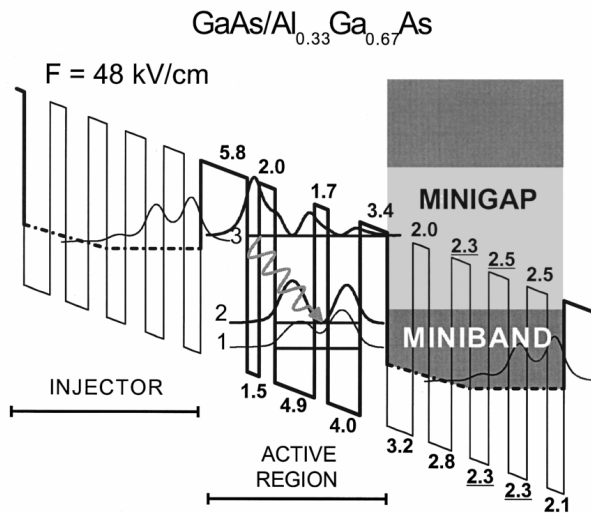


Fig. 1.17. Profil de la bande de conduction d'une structure LCQ GaAs/AlGaAs [4].

Les régions d'injection-extraction sont constituées par un superréseau formé de multipuits quantiques couplés. Il en résulte une pénétration des fonctions d'onde à travers de nombreux puits et la formation de *minibandes* et de *minigaps*. Les minibandes transportent le courant d'injection vers la zone active, tandis que les minigaps bloquent l'échappement thermique vers le continuum (fig. 1.17).

Un avantage certain de la structure présentée ci-dessus est la réduction de tous les courants parasites qui dégradent le fonctionnement du laser. Il apparaît de plus que la structure se comporte comme une structure *tunnel résonnante à double barrière idéale* (DBRS) dans laquelle, tous les porteurs injectés dans un puits par effet tunnel se relaxent uniquement dans le puits avant d'être évacués par effet tunnel. Cette qualité particulière de la structure nous a permis de mettre en évidence dans le magnetotransport et la luminescence l'effet de *résonance magnétophonon inter sous-bandes*.

1.3.3 Effet du champ magnétique sur un LCQ

Regardons comment des propriétés optiques et électriques évoluent en présence de champ magnétique intense appliqué perpendiculairement aux couches.

Commençons par le gain optique. Dans l'équation 1.28 définissant le gain, supposons temps de vie de niveau E_2 bien inférieur à celui du niveau E_3 , ce qui est le cas dans nos systèmes¹. L'équation comporte trois paramètres pouvant varier avec le champ magnétique : le temps de vie τ_3 du niveau initial de transition laser, l'élément matrice de transition dipolaire $\langle \mathbf{z}_{32} | \hat{\mathbf{n}} \rangle$, et l'efficacité d'injection \mathbf{h} :

$$g = \tau_3 \frac{4\mathbf{p} \cdot \langle \mathbf{z}_{32} \rangle^2}{I_0 \mathbf{e}_0 n_{eff} L_p 2\mathbf{g}_{32}} \mathbf{h} \frac{J}{e} \sim \tau_3 \langle \mathbf{z}_{32} \rangle^2 \mathbf{h} \quad (1.35)$$

Nous avons démontré dans la partie 1.1 que l'élément matrice dipolaire de la transition inter sous-bandes ne doit pas dépendre du champ magnétique, vu que le champ magnétique n'affecte pas la partie de la fonction d'onde selon z . Par contre, la durée de vie τ_3 devrait augmenter considérablement à cause du blocage d'émission des phonons optiques, processus de relaxation prépondérant. Du fait de la périodicité du blocage, gain de milieu et par suite l'intensité de la lumière émise par le laser doit osciller périodiquement en fonction de champ magnétique. Ce phénomène qualifié de « *Resonance Magneto-Phonon Inter sous-bandes* » est au centre de notre étude.

¹ On estime la différence à environ 10 fois

Du point de vue du transport, le dispositif LCQ se comporte comme une structure double barrière tunnel¹ idéale. A fort champ magnétique orienté selon z , le transport électronique dans le superréseau injecteur/extracteur s'effectue principalement dans le niveau de Landau fondamental et l'injection dans les niveaux de Landau des puits est filtré par les règles de sélection qui favorisent la conservation du numéro de Landau et donc l'injection dans le niveau fondamental de la sous-bande supérieur. On pourra de ce fait régler un taux d'injection constant dans ce niveau en fixant une valeur constante du courant lorsque le champ magnétique est balayé. L'efficacité d'injection, dernier terme dans l'équation (1.29), est fixé par fonction de transmission de la barrière d'injection et par la densité des états initiaux et finaux. Il est intéressant de noter que le champ magnétique change de façon similaire les énergies et la densité des états de part et d'autre de la barrière. Par ailleurs, vu que la règle de conservation du moment se traduit par la conservation de l'indice du niveau de Landau, on peut concevoir que l'efficacité d'injection ne changera pas avec un champ magnétique dans l'axe de confinement. Ceci n'est plus vrai lorsque le champ est incliné sur l'axe ou situé dans le plan des couches.

1.4 Conclusion ponctuelle

L'application d'un champ magnétique à une hétérostructure le long de l'axe de croissance change radicalement son spectre d'énergie. Le spectre d'énergie devient similaire à celui d'atomes ou de boîtes quantiques avec cependant cette différence qu'il est macroscopiquement dégénéré. La quantification complète des états par le champ magnétique a, bien sûr, des conséquences importantes sur les mécanismes de relaxation. En effet, dans un système à spectre d'énergie discret, on prévoit une réduction importante du taux de relaxation par émission des phonons LO. Ceci, parce que la dispersion en énergie des phonons est absente de sorte que l'on ne trouve pas toujours un étal final qui satisfasse la règle de conservation de l'énergie dans le processus assisté par un phonon LO. Puisque les autres processus de relaxation, sont typiquement 10^3 fois plus lents, la durée de

¹ Cette approximation est valable pour des lasers dont la zone active est bien découplée de l'injecteur, comme par exemple dans les lasers GaAs/AlGaAs présentés ici. La situation est plus compliquée pour des lasers du type « bound-to-continuum » [Jerome Faist, Mattias Beck, Thierry Aellen, Emilio Gini, Applied Physics Letters, **78**, 147 (2001)]

vie de la sous-bande excitée devrait croître de plusieurs ordre de grandeur. Cet effet identifié par le vocable "*phonon bottleneck*" a été prédit théoriquement il y a très longtemps mais, son observation est demeurée longtemps ambiguë. [8, 9, 10, 59, 60, 61]. On réalise l'intérêt de mettre en œuvre cet effet dans un laser à Cascade quantique en appliquant un champ magnétique. L'augmentation de la durée de vie se traduit par un gain optique plus élevé et un courant de seuil réduit.

TECHNIQUES
EXPERIMENTALES

2 Techniques expérimentales.

Nous présentons dans ce chapitre un ensemble de techniques de mesure développées au cours de cette thèse. Nous avons d'abord contribué à l'équipement d'un poste de mesure au LNCMP répondant aux nouvelles règles de sécurité électrique imposées par la mise en route du générateur 14 MJ. En particulier, une règle essentielle est de réaliser pendant la charge des condensateurs et le tir de champ une isolation galvanique totale des équipements implantés dans le box contenant la bobine de champ pulsé. Pour cela, nous avons réalisé un équipement électrique temporairement isolé, mais connecté à l'extérieur du box par une fibre optique. Plus spécifiquement, pour les besoins de nos travaux, nous avons conçu et réalisé une chaîne de mesure de magnéto-transport en régime de courant (ou de tension) impulsionnel. Nous avons également réalisé un équipement de mesure de l'intensité de l'électroluminescence infrarouge moyen en champ pulsé. Comme retombée de nos travaux expérimentaux nous proposons en annexe un spectromètre compact de Résonance cyclotron dans le domaine térahertz basé sur les sources laser à Cascade quantique. Nous commençons d'abord par un rappel des caractéristiques du champ pulsé du LNCMP.

2.1 *Caractérisation du champ magnétique pulsé du LNCMP*

Nous décrivons ici brièvement le principe de génération du champ pulsé de longue durée, caractéristique de l'installation de Toulouse. Typiquement le champ atteint 60T avec une durée comprise entre 100 et 500 ms.

2.1.1 *Bobines de champ pulsé, circuit d'alimentation*

Le champ pulsé est produit dans des bobines de faible résistance électrique alimentées par le courant de décharge d'une batterie de condensateurs pouvant stocker jusqu'à 14MJ. Le circuit d'alimentation de la bobine est de type crow-bar. Il est schématiquement représenté sur la figure 2.1(a). Nous montrons en le décrivant qu'il réalise le profil du champ magnétique de la figure 2.1(b) caractérisé par une montée sinusoïdale du champ et un allongement exponentiel de la durée de l'impulsion.

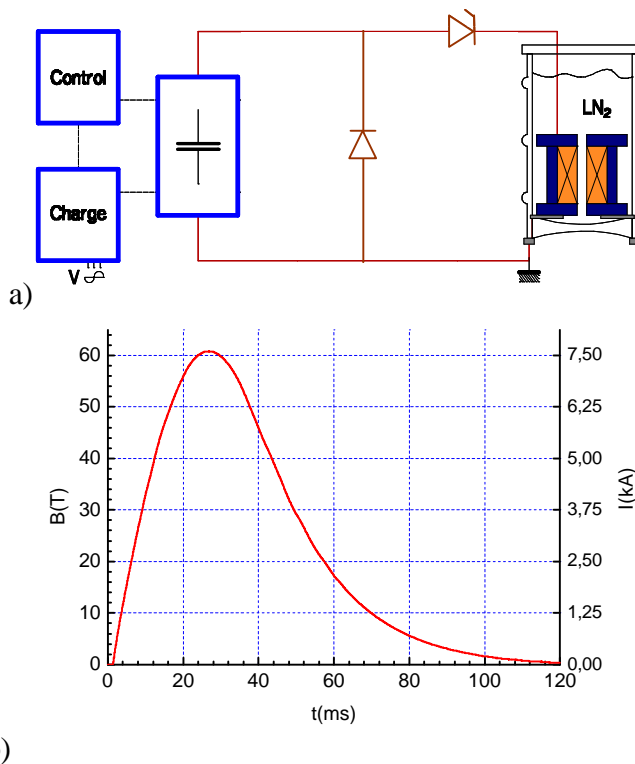


Figure 2.1. (a). Schéma de principe du générateur d'alimentation des bobines de champ pulsé. (b) Profil du champ magnétique de la bobine de 62T (1.2MJ) réalisée pour nos expériences. Le courant traversant la bobine figure sur l'axe de droite

Le champ magnétique est déclenché par un signal optique qui ferme l'interrupteur à thyristor [86]. La montée sinusoïdale du champ est causée par le courant sinusoïdal de décharge de la capacité C dans la bobine d'inductance L avec le temps de montée $t = p\sqrt{LC}/2$. Au début de la décroissance du courant, la tension aux bornes de la bobine, proportionnelle à LdI/dt , s'inverse. L'inversion de la tension rend conductrice la diode placée à ses bornes. La décroissance du courant se fera dès lors à travers le court-circuit de la diode avec une allure exponentielle avec la constante de temps L/R . La décroissance est d'autant plus longue que la résistance R de la bobine est plus faible. Pour réduire la résistance des bobines, on les fabrique en fil de cuivre renforcé et on les refroidit dans l'azote liquide, où leur résistance est divisée par huit (par seize dans l'azote pompée au point triple). Au final, l'énergie stockée dans les condensateurs est transférée dans la bobine au champ maximum puis entièrement dissipée par effet Joule dans la bobine. Celle-ci s'échauffe pendant le tir, et atteint la température ambiante lorsque le tir du champ réalise le champ crête de la bobine. Un inconvénient de la technique crow-bar de champ pulsé est qu'il faut attendre le refroidissement à 77K du bobinage pour faire le tir suivant. La pénalité d'attente peut atteindre selon la bobine jusqu'à quatre heures après un tir au champ maximum.

Il est bien évidemment clair que le champ maximum d'une bobine est limité par le risque d'explosion de la bobine. La destruction est causée principalement par l'insuffisance des propriétés mécaniques du fil et de la structure de la bobine. Elle doit supporter les

contraintes colossales des forces de Lorentz (jusqu'à 850 MPa à 60T). Notons que la dégradation de l'isolation électrique du fil de la bobine par ces contraintes est également une cause fréquente de rupture car la tension aux bornes des bobines peut atteindre 24KV. Les bobines de champ sont disposées dans un cryostat placé dans un local sécurisé appelé *box de bobine*. L'architecture du box décrite au paragraphe suivant est conçue pour répondre à une sécurité optimale.

Nous avons expérimenté les premières bobines 60T mises en service au LNCMP [62]. Les caractéristiques des deux types de bobines utilisées sont résumées dans le tableau 2.1

Table 2.1. Paramètres des bobines utilisées pour nos travaux

Numéro des bobines	1	2
Champ maximal	60T	55T
Diamètre (T=77K)	11 mm	26 mm
Temps de montée	25 ms	43 ms
Energy stockée	1.25MJ	3.3MJ
Résistance à 77K	200 mΩ	260 mΩ
Inductance	35 mH	80 mH
Temps de refroidissement (après un tir au champ maximum)	2h	4h

2.1.2 Architecture d'un poste de mesure au LNCMP

La mise en œuvre du générateur de 14 MJ, chargé sous une tension de 25KV pouvant débiter jusqu'à 65KA a imposé des conditions de sécurité optimale. D'abord, les bobines de champ connectées au générateur sont placées chacun dans un local (box) fermé sécurisé. Au total 10 postes de mesures sont disponibles. Afin d'éviter que les forts courants et les tensions élevées se propagent à l'extérieur du box pendant la charge et la décharge des

condensateurs, chaque box en activité est galvaniquement isolé de l'extérieur. Seule une liaison optique ou hertzienne est autorisée.

Architecture globale

La figure 2.2 présente un plan global de l'installation et du pilotage d'un poste de mesure. Il faut distinguer trois parties dans ce schéma. D'une part, le compartiment du générateur 14MJ situé dans le sous-sol du bâtiment. D'autre part, le box de mesure contenant le cryostat de la bobine pulsée, une console de contrôle du box (secondaire) et les équipements pour les mesures physiques. Enfin, hors du box, dans le hall des expérimentateurs, on trouve la console primaire du générateur pulsé reliée aux 10 consoles des utilisateurs. Egalement, les équipements externes au box connectés optiquement aux équipements de mesure dans le box. Dans le hall, chaque utilisateur opère le générateur pulsé à partir de sa console après l'avoir déverrouillée par une clef unique commune à tous les utilisateurs.

Isolation galvanique des box

Notre première contribution a été de concevoir et réaliser une implantation des équipements de mesure satisfaisant la règle de sécurité imposée. Nous avons proposé d'utiliser l'unité commerciale UPS (Uninterruptible Power Supply) pour une alimentation temporairement isolée de la console secondaire et des équipements de mesures dans le box. L'activation de l'UPS sur batteries et l'ouverture des relais d'alimentation par le secteur sont commandées à partir de la console de l'expérimentateur juste avant la charge des condensateurs.

Système d'acquisition et de contrôle

Notre deuxième contribution a été de mettre en place un nouveau système de contrôle et d'acquisition numérique des mesures. Nous avons choisi une architecture basée sur un module PXI de National Instruments implantée dans le box et connectée par fibre optique à un ordinateur PC situé à l'extérieur. Ce module est un châssis dans lequel on peut insérer des tiroirs et combiner ainsi une panoplie de cartes d'acquisition analogique-numérique, d'interfaces GP-IB, des générateurs de signaux, et bien d'autres modules

compatibles PXI. Ce concept permet le contrôle à distance à l'extérieur du box de tous les paramètres de réglage de la chaîne de mesure.

Le châssis PXI offre l'avantage de permettre une synchronisation flexible des acquisitions entre les tiroirs. Cet avantage rapport à un PC est procuré grâce à une horloge à 10MHz et un bus de connexion des tiroirs. En particulier, on peut déclencher avec une précision instantanée de 10ns l'acquisition de mesures par des cartes ayant des vitesses d'échantillonnage très différentes. Le tableau 2.2 présente les caractéristiques des cartes sélectionnées.

Table 2.2 caractéristiques des cartes d'acquisition sélectionnées pour nos mesures. Voir la référence [63] pour plus de détails.

Modèle	Résolution	Fréquence d'échantillonnage	Number of voies
NI 6071E	12bit	1.25MHz	64 (multiplexées)
NI 6052E	16bit	333kHz	16 (multiplexées)
NI 6115E	12bit	10MHz	4 (voies simultanées)

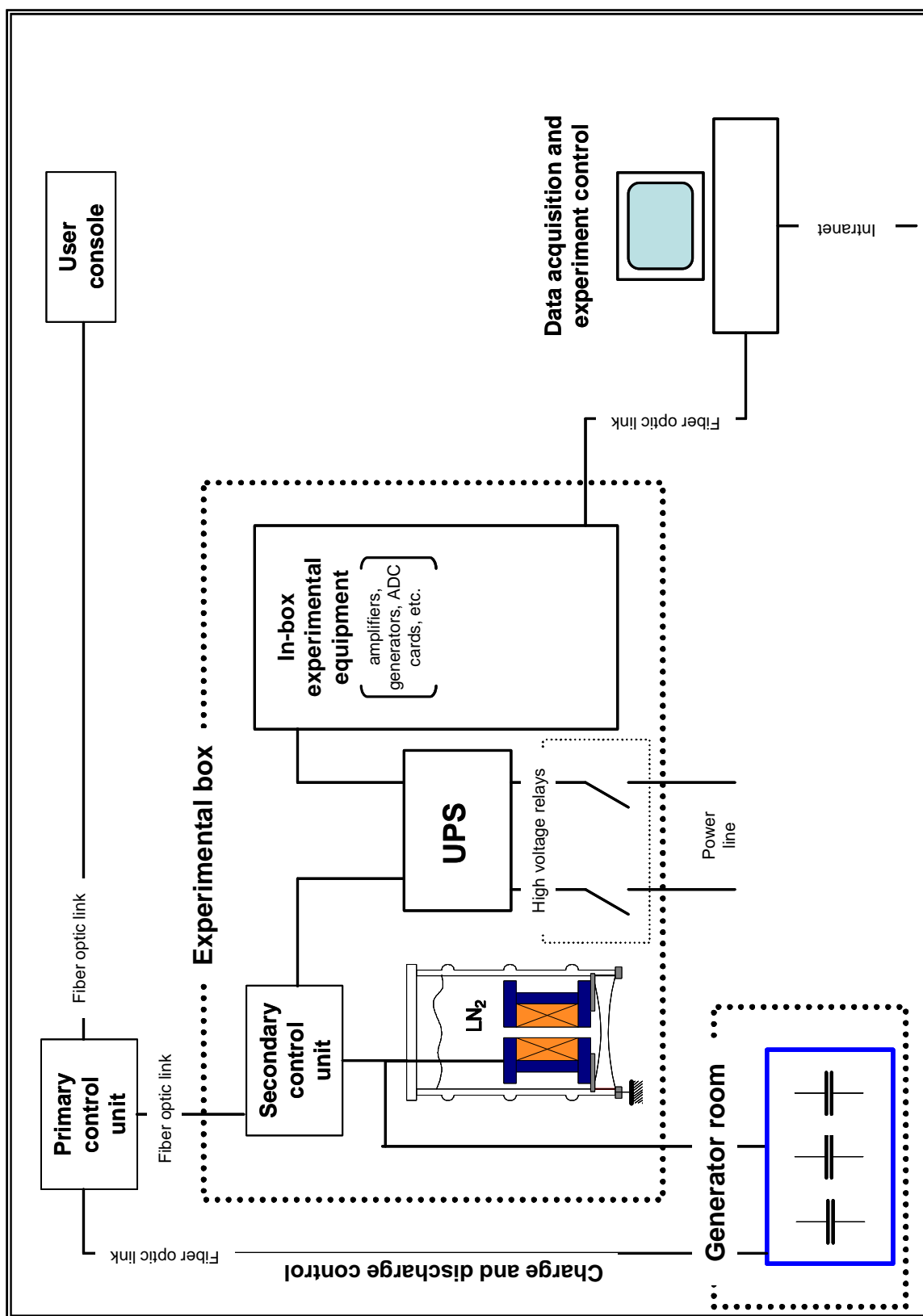


Fig. 2.2. Architecture globale de l'installation expérimentale comprenant la salle du générateur électrique du champ pulsé, le box sécurisé contenant la bobine et les équipements de mesure et la console de contrôle le l'expérience dans une salle commune. Dans cette salle, on trouve également la console primaire de commande de la charge des condensateurs et du tir accessible aux usagers. Dans le box sécurisé une unité de contrôle secondaire gère les opérations de sécurité du fonctionnement, entre autres l'isolation galvanique du box en activité. Dans cette

2.2 Dispositifs expérimentaux réalisés

Nous décrivons dans cette partie les chaînes de mesures réalisées pour nos travaux. Ces dispositifs permettent de mesurer les caractéristiques $I(V)$ des structures en régime balayé continûment, de mesurer la magnétorésistance en régime d'alimentation continu, enfin de mesurer en régime de courant impulsionnel d'amplitude constante l'intensité de la lumière émise par la structure laser ainsi que sa magnétorésistance.

2.2.1 Mesure des caractéristiques courant-tension

Les courbes $I(V)$ sont une donnée de base pour analyser les mécanismes de transport dans les structures LCQ. Elles sont particulièrement instructives lorsqu'elles sont effectuées aux basses températures, autour de 4K et sous champ magnétique intense. Pour mettre en œuvre ces mesures, il faut d'abord prendre en compte la puissance élevée dissipée dans les structures laser au delà du seuil laser. Elle impose une alimentation en régime d'impulsions courtes, inférieures à la microseconde, étant donné les valeurs seuil typiques de 1 Ampère et 7 volts. De ce fait, une mesure simple utilisant un balayage par une rampe de courant ou de tension, doit se limiter à des puissances bien inférieures au watt. Nous avons d'abord réalisé ce type de mesure en champ pulsé jusqu'à 60T en faisant un balayage périodique et rapide du courant (ou de

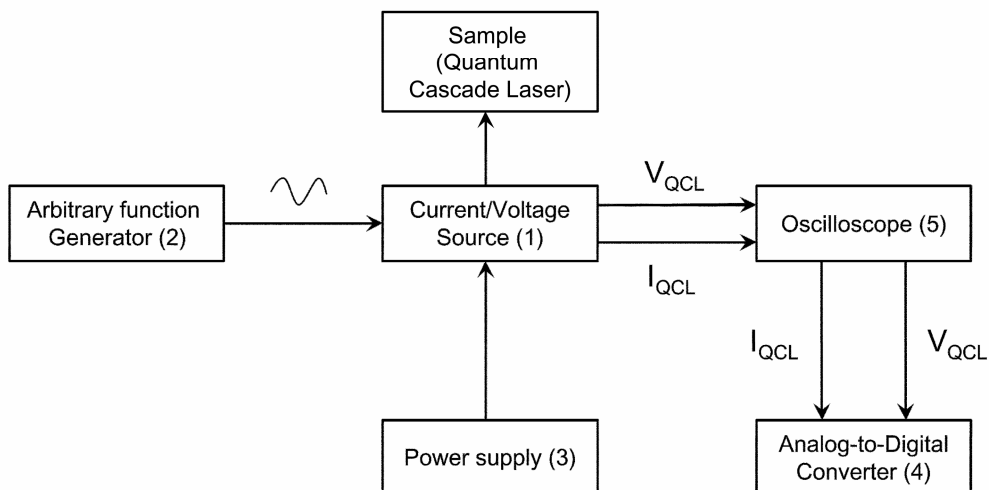


Figure 2.3 Configuration de la mesure courant-tension des lasers à cascades, $I(V)$.

la tension). Nous décrivons ici la chaîne de mesure courant-tension que nous avons dû réaliser, à défaut d'appareil commercial existant. En effet, les sourcemètres Keithley,

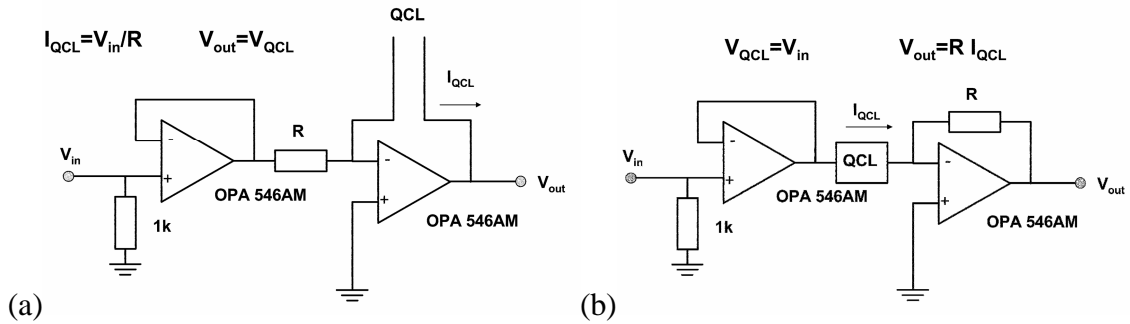


Figure 2.4 Schéma des sources de courant (a) et de tension (b)

spécialement conçues pour la mesure $I(V)$ sont trop lentes pour notre application en champ pulsé car il faut une rampe suffisamment rapide pour que la variation du champ n'excède pas 2 à 3%.

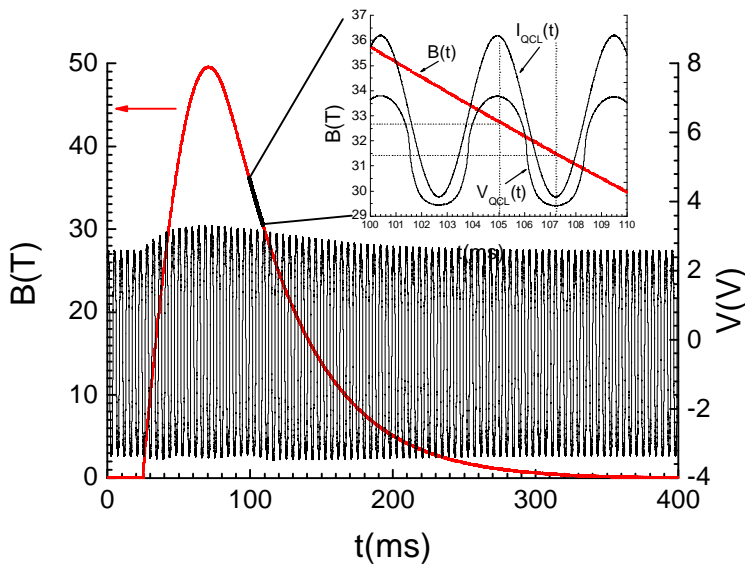


Figure 2.5. Illustration de mesures $I(V)$ en rafale lors du balayage du champ. L'échantillon est parcouru par une rampe sinusoïdale de courant. La tension et le courant sont mesurés simultanément. La figure insérée montre sur deux périodes du courant les signaux de champ, de courant et de tension.

La chaîne de mesure $I(V)$ réalisée peut délivrer un courant allant de 0 à 2 A avec une fréquence de balayage jusqu'à 100KHz. Elle est schématisée sur la figure 2.3. Elle comprend une source de courant ou de tension (1) connectée par un générateur de balayage (2) et à une alimentation continue (3) un étage de conversion analogique-numérique (4) et un oscilloscope Tektronix TDS 3014 pour visualiser en $x-y$ les courbes $I(V)$.

La Figure 2.4 présente

les sources de courant [fig.2.4(a)] et de tension [fig.2.4(b)]. Le premier étage est un suiveur de tension basé sur un amplificateur opérationnel de puissance qui délivre un courant plus élevé que le générateur de balayage. Le second étage est un amplificateur transimpédance (conversion tension-courant). Pour un balayage en tension, la résistance R dans la boucle donne le courant par la tension de sortie $V=-RI$ [64].

La figure 2.5 illustre la mesure en champ pulsé d'un faisceau de courbes $I(V)$ pour des valeurs quasi-constantes du champ magnétique. Le LCQ est parcouru par une rampe de courant sinusoïdale de fréquence suffisamment élevée pour que le champ magnétique varie très peu pendant une période du courant, typiquement moins de 3%. On enregistre simultanément la tension, le courant et le champ magnétique en fonction du temps durant toute l'impulsion de champ magnétique. On peut ainsi recueillir dans un fichier les signaux d'une bonne centaine de période. Nous procédons ensuite à une classification temporelle des données $I_{LCQ}(t)$ et $V_{LCQ}(t)$ relatives à chaque demi-période du courant en les traitant à l'aide d'un programme que nous avons écrit en utilisant Origin LabTalk. Vient ensuite le tracé de la courbe $I(V)$ aux valeurs du champ que l'on sélectionne par le temps de leur acquisition.

2.2.2 Mesures de magnétotransport

La magnétotransport se mesure durant le balayage du champ magnétique par la tension aux bornes du LCQ alimenté en courant constant. Le montage de la figure 2.4(a) convient pour cette mesure. Le courant est fixé par une tension constante appliquée à l'entrée. La figure 2.6 montre un enregistrement typique du signal aux bornes du LCQ à la température de 6K. Il est alimenté par courant de 50mA.

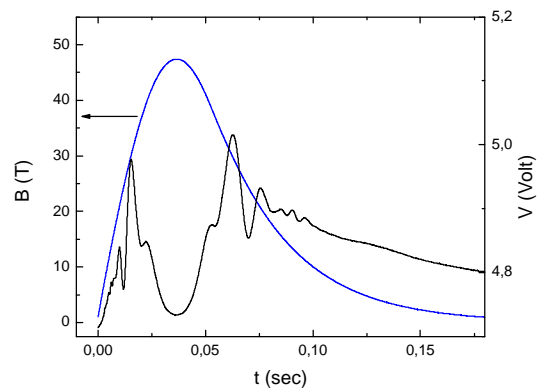


Fig. 2.6 Profil du champ magnétique et mesure directe de la tension aux bornes d'une structure LCQ alimentée en courant continu constant de 60 mA.

2.2.3 Mesures en régime de courant impulsionnel

Introduction

Nous avons vu que les lasers à Cascade quantique consommaient une puissance de plusieurs Watts et, bien sur, la dissipation de cette puissance dans un volume inférieur mm^3 provoque un échauffement rapide de la structure et par voie de conséquence l'extinction du laser. Pour limiter l'échauffement, on alimente les structures LCQ avec des impulsions de courant très courtes ayant un faible taux de répétition. La durée optimale de l'impulsion est obtenue en contrôlant le profil de l'impulsion de lumière pour garder une valeur constante lorsque sa durée est augmentée¹. Cette valeur se situe autour de $500ns$. La méthode nécessite une détection très rapide du signal laser. Il se pose alors le problème du conditionnement des signaux rapides, facilement déformés par l'inductance distribuée des câbles qui donnent naissance aux phénomènes de surtension (overshoot) sur la montée de l'impulsion. . Examinons tout d'abord en détail comment limiter cet effet. Prenons une structure LCQ de résistance R_{load} traversé par un courant I transporté dans un câble dont l'inductance est L . Exprimons la tension à ses bornes :

$$V_{load} = I \cdot R_{load} + L \frac{dI}{dt} \quad (2.1)$$

La valeur courante de l'inductance d'un câble coaxial de 50 Ohm est $\sim 200-250nH$. A titre d'exemple, la croissance linéaire d'un courant de $3A$ en $150ns$ dans une inductance de $200nH$ établit une surtension égale à

$$V_L = 200nH \cdot \frac{3A}{150ns} = 4V \quad (2.2)$$

Cette valeur indique l'importance de l'effet et la nécessité de prendre des câbles courts et de faible inductance.

¹ Nous avons exploré par ailleurs la technique de l'amplificateur à détection synchrone à la fréquence des impulsions. Cette technique très sensible trouve une limite à cause de la faible valeur de la fréquence de répétition des impulsions alimentant les lasers LCQ, quelques kHz. Dans cette situation la bande passante d'intégration, trop faible vis à vis de la fréquence des oscillations mesurées, provoque un déphasage indésiré.

Un autre problème à prendre compte est le désaccord d'impédance de la ligne de transmission vis-à-vis du laser. La vitesse de propagation de l'impulsion électrique dans le câble dépend de l'impédance du matériau et toute discontinuité entraîne des réflexions et de pertes de couplage. Ces réflexions peuvent être par interférences constructives ou destructives. Une terminaison égale à l'impédance caractéristique du câble, typiquement 50 Ohm, élimine ces effets. Malheureusement, les lasers LCQ ont une impédance seulement de quelques Ohms. La correction par une résistance en série ferait un pont diviseur de la tension, sans intérêt. Seul un câble de faible impédance améliore le profil de l'impulsion.

Estimation de la largeur de l'impulsion

Estimons d'abord le taux de répétition requis pour obtenir un millier de points de mesure durant le balayage du champ magnétique sur une durée comprise entre 120 et 700ms. Il faut un taux voisin de 10 kHz . En régime continu d'alimentation, nous avons relevé que la limite du courant d'échauffement est en-dessous de 50mA, soit une puissance dissipée de 300mW. Pour maintenir ce niveau de puissance avec un courant de 3A, lorsque le taux de répétition est de 10KHz, nous estimons à 1,6% le rapport largeur sur période de l'impulsion.

Chaîne de mesure

Notre système de mesure est conçu pour injecter un courant de 3A avec une largeur limite d'impulsion de 500ns. Il enregistre en vue du contrôle et du traitement toutes les impulsions de tension, de courant ainsi que le profil l'impulsion laser mesuré par un détecteur rapide. Le système est schématisé sur la fig.2.7. Il est basé sur le générateur pulsé *Avtech 1015B* (1), une source construite par nos soins qui transforme en impulsions de courant les impulsions de tension (2), une alimentation (3), Un détecteur infra-rouge et son préamplificateur (4-5), un oscilloscope digital Lecroy waverunner 2 contrôlent le profil et l'amplitude des impulsions (6) et enfin une carte rapide d'acquisition 10MHz de référence *NI 6115* (7). La tension et le courant de l'échantillon sont mesurés par les circuits de contrôle de la source de courant. La précision estimée pour la voie courant est de 1%. Elle est de 0.1% pour la voie tension et $0.1\% + 10\text{mV}$ pour la voie lumière.

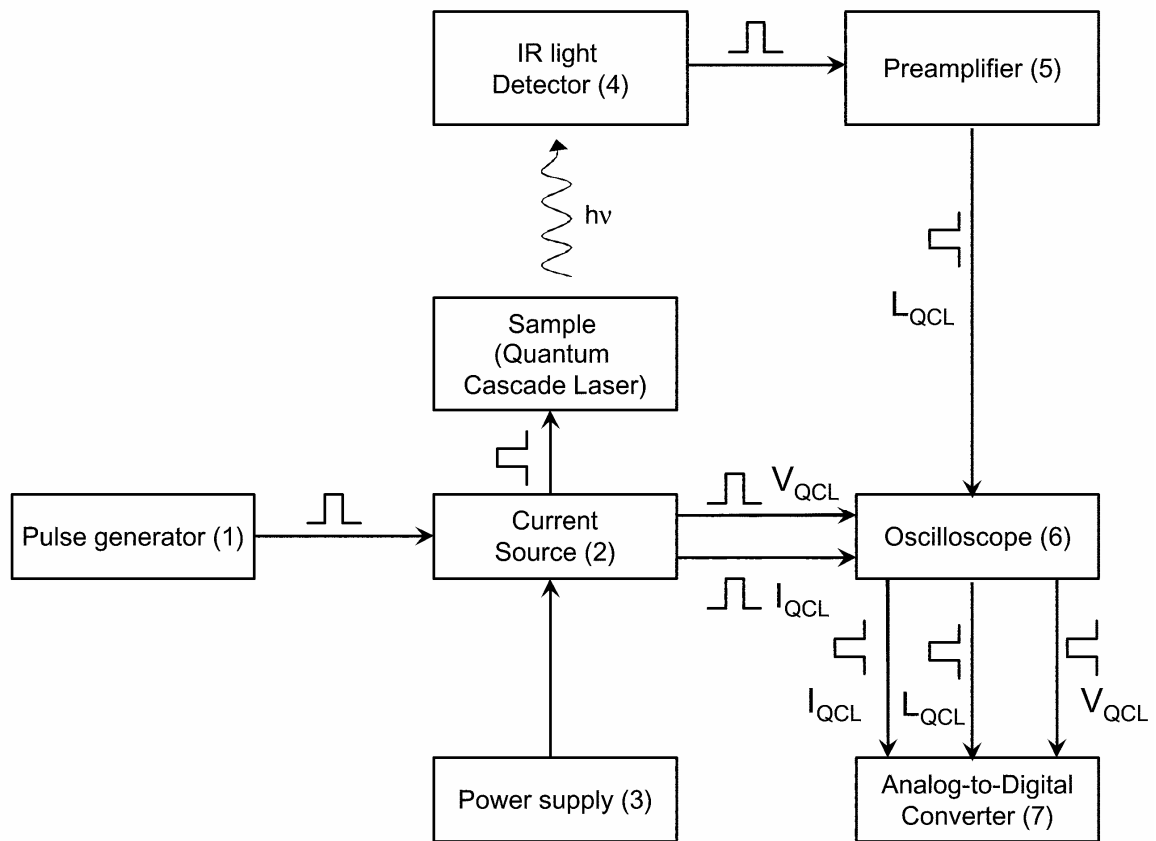


Figure 2.7. Configuration schématique de la chaîne de mesure $I(V)$ en champ pulsé

Les mesures de magnétorésistance en régime impulsionnel demandent simplement de régler l'amplitude et la fréquence du générateur d'impulsion Avtech et de mesurer avec le taux d'échantillonnage le plus élevé les trains d'impulsions de tension aux bornes du LCQ. Relevons que la capacité mémoire de la carte ADC (10MHz) peut gérer 400ms d'enregistrement sur 4 voies. Ajoutons qu'après l'enregistrement nous procédons à un traitement de filtrage sur toutes les impulsions afin de supprimer les points entachés de distorsion.

Nous utilisons également cette chaîne pour enregistrer en champ magnétique nul les courbes $I(V)$ et $L(I)$ (*Lumière/courant*). Dans ce cas, nous modulons la sortie du générateur Avtech avec un générateur de fonction auxiliaire. Un traitement de filtrage des impulsions est également pratiqué.

Les paramètres principaux de la chaîne sont résumés dans le tableau suivant:

Table 2.3 Paramètres principaux des mesures en régime d'alimentation par des impulsions de courant.

Largeur des impulsions	Courant	Tension	Longueur d'onde	Précision
=500ns	=3A	=20V	5-30µm	Courant: 1% Tension :0.1% Intensité de lumière : 0.1%

Source de courant

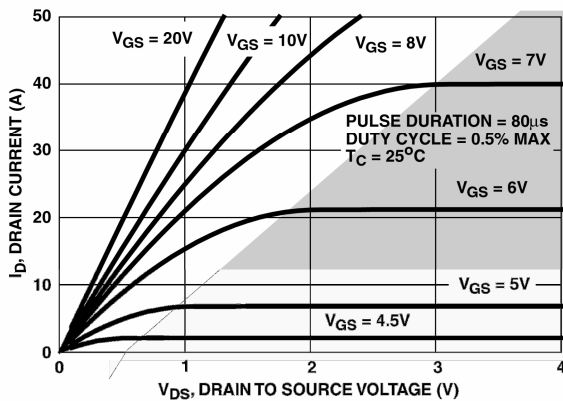


Fig. 2.8. Caractéristique courant-tension du transistor de puissance Fairchild RFD16N05 utilisé pour la source de courant.

Nous utilisons un transistor à effet de champ en régime saturé afin de convertir les impulsions de tension du générateur AVTECH en impulsions de courant. La figure 2.8 présente la caractéristique de sortie du transistor utilisé. Dans la région de saturation hachurée, le courant drain est proportionnel à la tension grille. La figure 2.9 montre le schéma général de la source de courant pulsé et le circuit de mesure de la tension aux bornes du laser ainsi que du courant le traversant. Le générateur est

chargé par une résistance de $50\ \Omega$ pour minimiser les réflexions parasites. La tension est appliquée à la grille après une résistance en série qui sert à compenser la capacité grille-

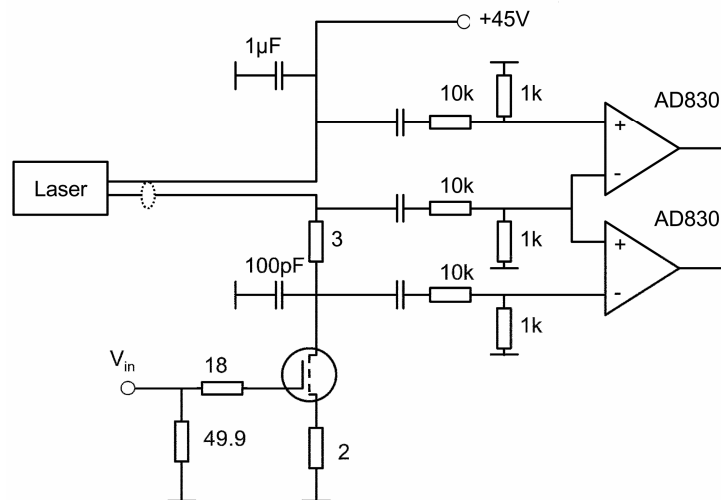


Figure 2.9 Schéma de la source de courant pulsé et du circuit de mesure de la tension aux bornes du laser ainsi que du courant le traversant.

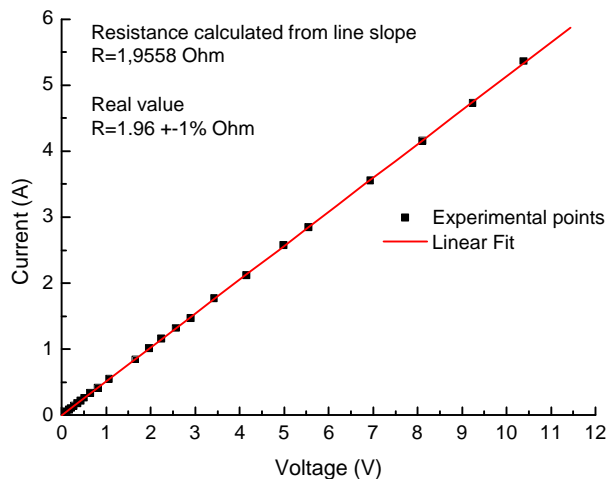


Figure 2.10. Courbe $I(V)$ d'une résistance de référence $1.96 \pm 1\%$ mesurée avec la chaîne de mesure en courant impulsionnel.

source. Le laser est connecté au drain avec une petite résistance servant à la mesure du courant. Les mesures de courant et tension pulsés sont basées sur l'amplificateur opérationnel *AD830* à large bande passante jusqu'à 85MHz [65]. La liaison capacitive d'entrée transmet uniquement l'impulsion. Le générateur de courant est calibré à l'aide d'une résistance témoin à la place du laser. La figure 2.10 présente la courbe $I(V)$ de calibration.

Traitement du signal stocké durant un tir

Nous pratiquons un traitement spécifique des impulsions stockées. L'acquisition est réalisée par la carte *NI 6115* de National Instruments. Elle procure une résolution *12 bit* et un taux d'échantillonnage de *10 MHz* simultanément dans 4 canaux. La carte peut stocker $16 \cdot 10^6$ points de mesure et autorise à pleine vitesse une durée d'enregistrement de *400 ms*, supérieure à la durée de l'impulsion de champ magnétique de nos mesures.

La figure 2.11. montre le profil typique des impulsions de courant et de tension mesurées. Le traitement retient sur chaque impulsion la zone de plateau délimitée par la ligne pointillée. Tous les autres points dans la zone perturbée qui précède le plateau et entre les impulsions sont éliminés. Nous avons développé pour cette opération un programme utilisant le langage *LabTalk* de « Microcal Origin ».

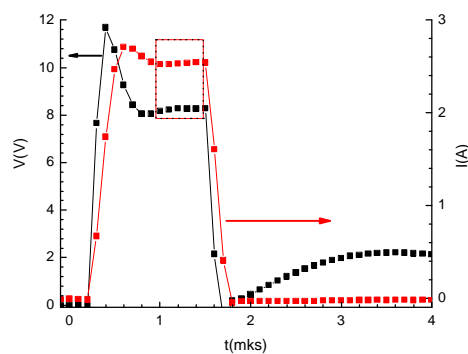


Figure 2.11. Profil typique des impulsions de courant et de tension mesurées. Le traitement retient la zone de plateau délimitée par la ligne pointillée

2.2.4 Détection de l'émission laser

Détection utilisant un photoconducteur à bande d'impuretés bloquée (BIB)

Le photoconducteur BIB est un photoconducteur épitaxié très dopé dont la sensibilité extrême résulte du blocage de son courant d'obscurité [66]. Ce courant traverse normalement sa bande d'impuretés dont l'ionisation engendre le photocourant. La bande d'impuretés est tout simplement interrompue par l'interposition d'une zone non dopée au voisinage d'un des contacts ohmiques. La température de fonctionnement du photoconducteur au silicium dopé au bore (BIB Si :B) est typiquement de 2 à 12K. Nous avons montré par ailleurs que le photoconducteur BIB est peu sensible à un champ magnétique parallèle au courant vertical dans la structure (voir Annexe A). De ce fait, nous l'avons placé non loin du laser dans le même cryostat à hélium liquide.

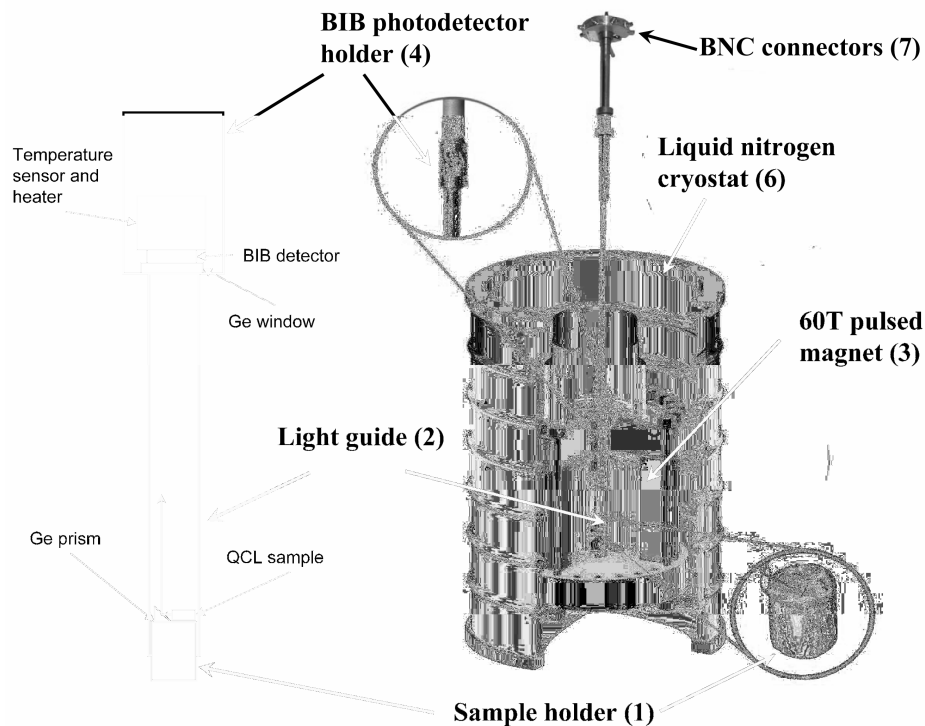


Fig. 2.12 Canne de mesure de l'électroluminescence insérée dans l'aimant de champ pulsé positionné dans son cryostat à l'azote liquide. La lumière émise par le laser LCQ est détectée par un photoconducteur BIB au silicium dopé au bore peu sensible au champ magnétique placé à proximité.

La figure 2.12 montre la disposition du laser et du détecteur placé dans une canne insérée dans la bobine de champ pulsé. Le diamètre de la canne est réduit à 7mm de façon à s'insérer dans les bobines de champ de faible volume et à petit trou (bobine 1,2MJ). Le laser est monté horizontalement sur un support inséré dans une tube en acier inox poli. Il est monté près d'un miroir de renvoi de la lumière vers le détecteur placé au-dessus à 25cm. A cette distance, le champ magnétique maximum sur le détecteur atteint 10T. La figure 2.13(a) présente la distribution axiale du champ magnétique ainsi que la réponse du photoconducteur au champ magnétique [Fig. 2.13(b)]. La température du détecteur est maintenue autour d'une valeur optimale de 8K [67]. Celle de l'échantillon est mesurée soigneusement à l'aide d'un thermomètre de faible inertie en contact thermique avec le substrat du laser. Nous utilisons une diode au silicium *Lakeshore DT 422* et *DT 470* [68].

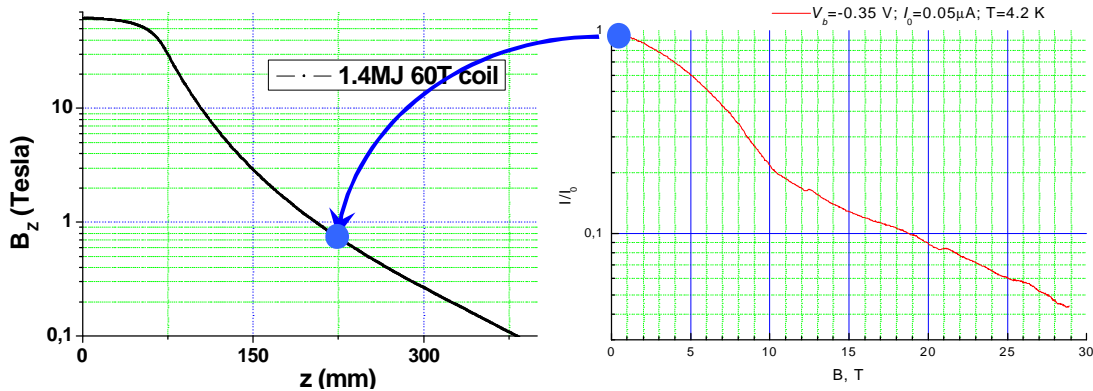


Fig. 2.13 a) Profil spatial du champ magnétique le long de l'axe de la bobine de champ pulsé. Le cercle bleu indique le champ magnétique à la position du détecteur. b) Réponse du photodétecteur en fonction du champ magnétique lorsqu'il est éclairé par des photons thermiques à 300K transmis par la partie chaude de la canne porte-échantillon

La résistance du photoconducteur est de plusieurs MOhms selon sa température et son point de fonctionnement. Par ailleurs, la liaison électrique au détecteur est, vu la place disponible, une simple paire de fils torsadés dont l'inductance élevée produit un overshoot important sur les impulsions de courant et photocourant. Au total, l'impulsion distordue est élargie par le temps de réponse de l'amplificateur transimpédance de l'ordre de 5-15 μ s. L'impulsion intégrée mesurée ne permet pas de suivre l'intensité du laser aux courtes échelles de temps mais fournit son intensité moyenne avec une précision convenable. The resistance of twisted pairs was accurately measured in order to compensate series

resistance from all the transport measurements. We have found the resistance to be $4\ \Omega$ at 6K and $6\ \Omega$ at 80K .

Le dispositif décrit offre l'avantage d'une intégration compacte dans la bobine de champ pulsé. Sa vitesse de réponse et la déformation de l'impulsion ne sont pas facile à améliorer, sa température de fonctionnement limite celle du laser à 12K . Enfin la linéarité de sa réponse avec l'intensité du laser n'est pas garantie.

Table 2.4. Paramètres utiles de la mesure pour la mesure de la luminescence d'un échantillon à l'aide d'un détecteur BIB au silicium dopé Bore

Température de fonctionnement	Domaine de sensibilité spectrale	Rapidité de la réponse	Diamètre	Liaison électrique
4–12 K	5–30nm	DC-100 KHz	7 mm	Fils torsadés

Détection utilisant une photodiode HgCdTe

La figure 2.14 montre la configuration du dispositif utilisant une bobine de champ pulsé dont le diamètre interne est de 18mm dans son cryostat à l'hélium. La photodiode est

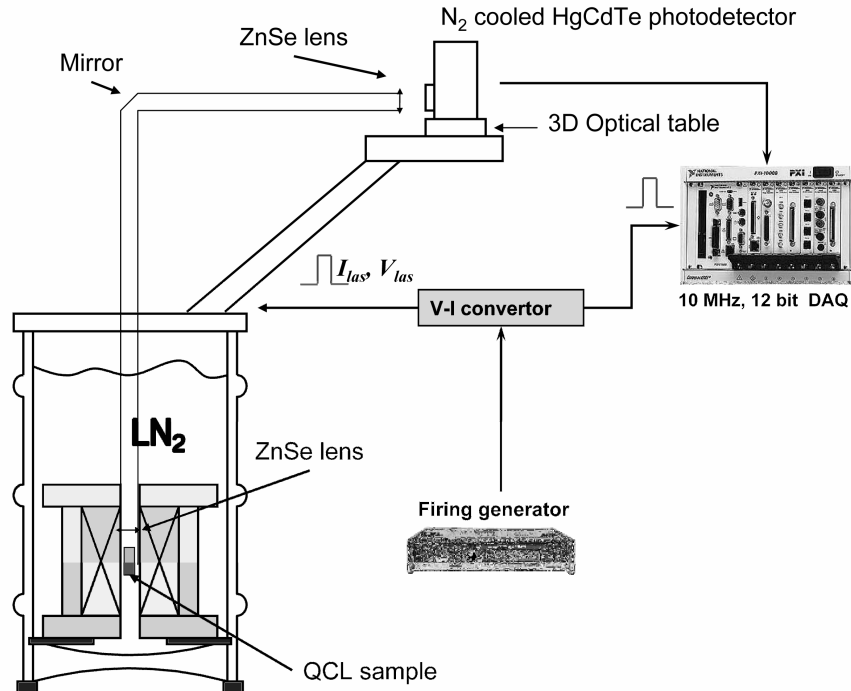


Fig. 2.14. Mesure externe de la luminescence MIR en champ magnétique pulsé à l'aide d'un détecteur HgCdTe. La lumière du LCQ est conduite dans un tube évacué terminé par des lentilles MIR et ZnSe.

placée à l'extérieur dans un cryostat à l'azote liquide. La lumière dans le moyen infrarouge issue du laser est guidée à travers un tube évacué fermé par des lentilles en ZnSe. Le positionnement du détecteur au foyer de l'optique est optimisé par un support micrométrique à trois degrés de liberté. Le cryostat du détecteur est rendu solidaire du cryostat de la bobine de champ pulsé afin de minimiser l'effet des vibrations sur le photo-signal. La température de l'échantillon laser est contrôlée de 4 à 300K.

Le photodétecteur HgCdTe utilisé pour ce travail a été récupéré dans un spectromètre de Fourier. Nous avons refait entièrement l'électronique de mesure existante, beaucoup trop lente et étendue la bande passante à 10MHz avec un gain de $2 \cdot 10^3$. Nous avons utilisé l'idée d'amplificateur composé [69]. Par la suite l'acquisition d'un détecteur HgCdTe avec son électronique intégrée a permis de doubler la vitesse de réponse [70].

La liaison électrique à l'échantillon est ici constituée de câbles coaxiaux cryogéniques. La résistance électrique de la liaison a été mesurée. Elle varie de 1 Ohm à 80K à 0.76 Ohm for 6K.

Table 2.5. Paramètres utiles de la mesure pour la mesure de la luminescence d'un échantillon à l'aide d'un détecteur HgCdTe

Température de l'échantillon	Domaine spectral du détecteur	Réponse du détecteur	Diamètre externe	Liaison électrique
2.2–200K	5–12mm	1kHz-5MHz	18 mm	Câbles coaxiaux

2.2.5 Montage des échantillons

Nos échantillons sont montés sur un support de saphir métallisé or afin d'éviter les effets du courant induit par le champ pulsé dans celui-ci. Le substrat est soudé directement sur la couche d'alliage d'or avec un alliage d'indium. Le contact supérieur avec une piste du substrat est réalisé par un fil de cuivre de 50µm soudé manuellement à l'indium. Cette opération donne une liaison solide qui résiste aux forces d'Ampère relativement élevées dans la

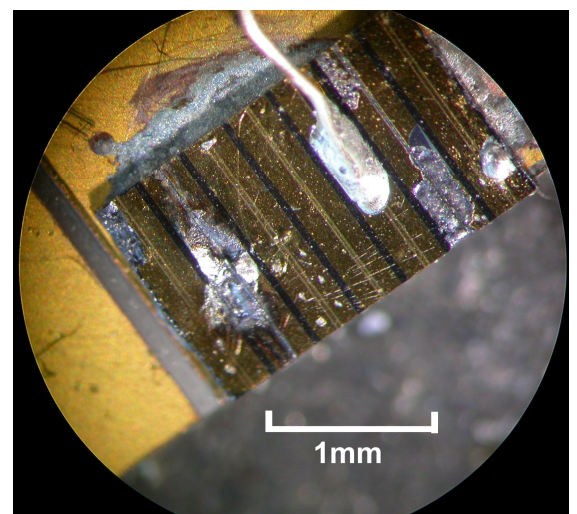


Fig. 2.15. Photographie d'une barrette de lasers soudés à l'indium sur le support en saphir métallisé.

combinaison de 60T avec quelques ampères. Nous savons également disposé un thermomètre (Lakeshore) en contact avec le substrat. Il contrôle au mieux la température de l'échantillon. La figure 2.15 montre une vue d'une barrette de laser soudée sur le support en saphir métallisé or.

2.2.6 Calibration relative de l'intensité et contrôle du profil de l'impulsion laser.

L'intensité de l'émission laser mesurée par le photodétecteur peut varier au cours de tirs successifs pour des conditions identiques de fonctionnement à cause d'un dérèglement de l'optique de focalisation. Pour s'affranchir de cette variance, nous mesurons avant chaque tir les courbes la courbe lumière courant et tension-courant du laser. L'invariance de ces courbes nous a permis de recalibrer l'intensité mesurée à chaque tir sur une même échelle. Nous réalisons cette mesure à l'aide d'un oscilloscope Lecroy waverunner utilisé dans le mode boxcar. Le générateur de courant pulsé est alors modulé par générateur de forme arbitraire (fig. 2.7). La précision de mesure d'intensité est de 5% compte tenu de la résolution verticale de l'oscilloscope.

Durant l'impulsion du laser, son intensité varie à cause de l'échauffement instantané du cristal par effet Joule. La mesure du profil de l'impulsion par la chaîne rapide de détection rapide (photodiode HgCdTe) permet de contrôler la température en temps réel. La température moyenne est mesurée par le détecteur à diode silicium en contact thermique avec le substrat de saphir sur lequel le laser est soudé. Nous avons contrôlé avec soin l'évolution de la température instantanée du laser en fonction de la largeur des impulsions de courant et de leur taux de répétition. Nous limitons la largeur de l'impulsions à $1,5\mu\text{s}$ pour des amplitudes inférieures à 2A. Nous limitons la fréquence de répétition à 4 kHz et obtenons un millier de points de mesure pendant la durée du champ pulsé de 400ms (bobines 3MJ).

**PRESENTATION ET
CARACTERISATION DES
STRUCTURES LASERS**

3 Présentation et caractérisation des structures lasers

Nous présentons deux structures lasers *GaAs/AlGaAs* émettant aux longueurs d'onde de 11.3 μm et 9.4 μm . Elles sont respectivement désignées par LCQ-11 et LCQ-9. Nous décrivons leur structure électronique globale et analysons plus en détail la structure de la zone active. Nous rapportons ensuite la caractérisation électrique du transport tunnel résonnant par des mesures courant-tension effectuées en champ magnétique nul ou quasi-constant jusqu'à 50T, à la température de 4K. Nous terminons par la caractérisation du seuil et de l'efficacité de l'émission laser par la mesure des courbes lumière-courant à 4 et 80K, à champ magnétique nul.

3.1 Description des structures à cascades *GaAs/AlGaAs*

Nous décrivons en détail la structure laser *GaAs/GaAlAs* LCQ-11 émettant à la longueur d'onde de 11,3 μm . L'autre structure LCQ-9 est similaire et sera distinguée la par des valeurs entre parenthèses.

3.1.1 Structure électronique

La figure 3.1 présente la structure électronique de la bande de conduction d'une portion du dispositif LCQ-11. On distingue trois zones sur ce schéma relatif à une structure polarisée. Au centre, la zone active est formée de trois puits couplés qui développent trois sous-bandes électriques représentées par les niveaux fondamentaux E_1 , E_2 , E_3 ainsi que par le carré des fonctions d'onde suivant l'axe z . La séparation énergétique des niveaux est $E_3 - E_1 = E_{31} = 146\text{meV}$ (165meV); $E_3 - E_2 = E_{32} = 111\text{meV}$ (130meV). Dans les deux structures, la séparation des sous-bandes inférieures est très voisine de l'énergie du phonon LO [$\hbar\omega_{LO}(\text{GaAs}) \approx 36\text{meV}$]. Cette séparation conduit à une évacuation rapide des électrons vers le niveau E_1 par émission de phonons LO. De plus, la durée de vie des électrons dans la sous-bande E_2 plus courte que dans E_3 du fait que le vecteur d'onde du phonon émis est plus grand dans la sous-bande E_3 (voir §1.1)

La zone active est prise en sandwich entre les zones d'injection/extraction de compositions identiques. L'injecteur situé à droite est décalé en énergie vers le haut par la polarisation négative appliquée sur l'électrode de droite. L'injecteur/extracteur est un superréseau conduisant les électrons extraits de la sous-bande fondamentale E_1 d'une zone active vers la sous-bande E_2 de la zone suivante. La figure 3.1 représente seulement deux fonctions d'ondes pour illustrer les états du superréseau. Il constitue un réseau de Bragg pour les électrons de sorte que sa minibande interdite bloque la fuite des électrons vers le continuum de la bande de conduction au dessus des barrières, soit par effet tunnel soit par ionization thermique. Cette propriété du superréseau réduit considérablement le courant de

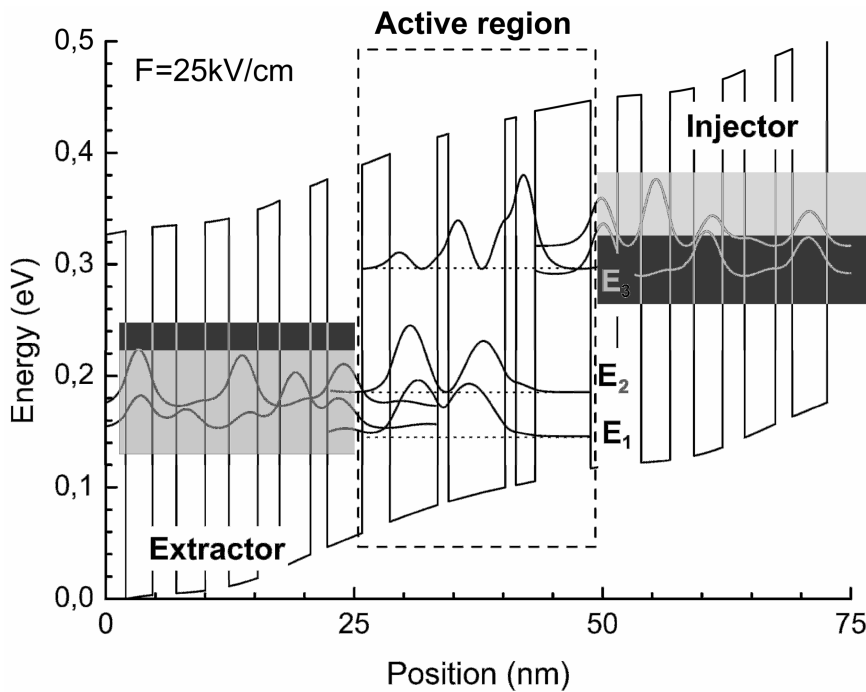


Fig. 3.1. Diagramme de bandes d'une portion du LCQ-11, soumis à un champ électrique $F=25\text{kV/cm}$. La région active est découpée des régions injecteur/extracteur par des barrières plus épaisses. Les parties grisées indiquent les minibandes formées par le potentiel périodique des régions injecteur/extracteur

fuite et focalise donc l'injection dans le niveau E_3 . Par ailleurs, le courant de fuite tunnel vers les niveaux E_2 et E_1 est limité par l'épaisseur de la barrière d'injection et la localisation des fonctions d'ondes de ces niveaux dans les 2^{ème} et 3^{ème} puits éloignés.

Table 3.1. Paramètres des structures LCQ-11 et LCQ-9

LCQ-11	Energies inter sous-bandes: $E_3-E_2=111\text{meV}$ $E_3-E_1=146\text{meV}$
	Longueur d'onde: $\lambda \sim 11,3\text{nm}$
	Nombre de périodes: $N_p=40$
LCQ-9	Energies inter sous-bandes: $E_3-E_2=131\text{meV}$ $E_3-E_1=165\text{meV}$
	Longueur d'onde: $\lambda \sim 9,4\text{nm}$
	Nombre de périodes: $N_p=36$

L'injecteur/extracteur est dopé au silicium dans sa partie centrale avec une concentration $n_s=8 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ ($3.8 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$). La neutralité électrique de cette région assure la stabilité électrique de la structure et une répartition uniforme et stationnaire du champ électrique. La table 3.2 donne la séquence des couches dans une période des lasers LCQ-11 et LCQ-9 . La séquence débute au niveau de l'injecteur. Le nombre total de périodes est 40 (36).

Table 3.2. Séquence des couches dans une période des lasers LCQ-11 et LCQ-9 . La séquence débute au niveau de l'injecteur. Les nombres en gras et soulignés indiquent les couches dopées.

LCQ-11		LCQ-9	
Material	Thickness (nm)	Material	Thickness (nm)
Al _{0.33} Ga _{0.67} As	5.1	Al _{0.45} Ga _{0.55} As	4.6
GaAs	1.9	GaAs	1.9
Al _{0.33} Ga _{0.67} As	1.1	Al _{0.45} Ga _{0.55} As	1.1
GaAs	5.6	GaAs	5.4
Al _{0.33} Ga _{0.67} As	1.1	Al _{0.45} Ga _{0.55} As	1.1
GaAs	4.9	GaAs	4.8
Al _{0.33} Ga _{0.67} As	2.8	Al _{0.45} Ga _{0.55} As	2.8
GaAs	3.6	GaAs	3.4
Al _{0.33} Ga _{0.67} As	1.7	Al _{0.45} Ga _{0.55} As	1.7
GaAs	3.2	GaAs	3.0
Al _{0.33} Ga _{0.67} As	<u>2.0</u>	Al _{0.45} Ga _{0.55} As	<u>1.8</u>
GaAs	<u>2.8</u>	GaAs	<u>2.8</u>
Al _{0.33} Ga _{0.67} As	<u>2.2</u>	Al _{0.45} Ga _{0.55} As	<u>2.0</u>
GaAs	<u>3.0</u>	GaAs	<u>3.0</u>
Al _{0.33} Ga _{0.67} As	2.6	Al _{0.45} Ga _{0.55} As	2.6
GaAs	3.0	GaAs	3.0

3.1.2 Structure de la cavité laser

Les dispositifs lasers sont processés sous forme de barreau de longueur 1.5 mm (1 mm) et de largeur 24mm (30mm) et dont les faces extrêmes sont clivées, sans traitement réfléchissant. La figure 3.2 montre schématiquement la composition verticale du dispositif. La zone active est insérée dans un guide d'ondes diélectrique formé par

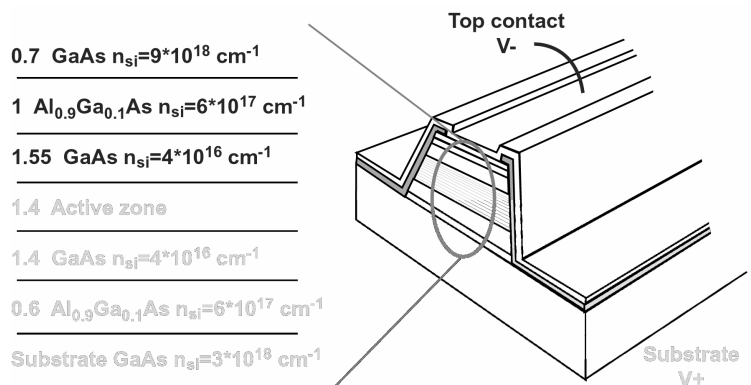


Fig.3.2 Vue en coupe transversale de la structure. La composition des couches successives est indiquée à gauche [4, 5].

deux couches épaisses de $GaAs$ faiblement dopées ($n_{si}=4\cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$) entourées par une couche fine de $Al_{0,9}Ga_{0,1}As$ ($n_{si}=6\cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$) et des couches de contact électrique $GaAs$ de dopage ($n_{si}=9\cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$) sur la face supérieure et ($n_{si}=3\cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$) dans le substrat.

3.1.3 Spectres de luminescence

La figure 3.3 présente les spectres de luminescence des lasers LCQ-11 [fig. 3.3(a)] et LCQ-9 [fig.3.3(b)] mesurés à 77K et 250K (300K). On distingue deux pics aux énergies 111meV (130meV) et 146meV (165meV). Le pic principal correspond à la transition E_3-E_2 et le pic secondaire à la transition E_3-E_1 . Les valeurs expérimentales des sous-bandes sont en accord avec les prévisions du calcul de la structure de bande rapporté sur la figure 3.1 La largeur des deux pics est très voisine de 12meV. L'encart des deux figures montre un spectre multi-mode pour les deux structures.

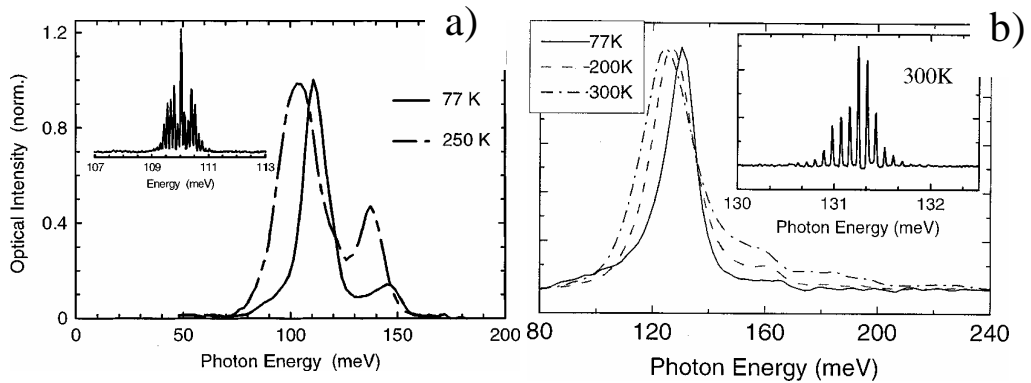


Fig. 3.3 Spectre d'électroluminescence des structures LCQ-11(a) et LCQ-9(b) mesurés à 77K et au voisinage de la température ambiante. L'encart des deux figures montre un spectre multimode. Ces mesures ont été réalisées à Thalès, Orsay [5, 6]

3.2 Caractérisation du transport électrique

Les courbes courant-tension $I(V)$ et leurs dérivées caractérisent le transport tunnel à travers la structure à double barrière du dispositif sont présentées.

3.2.1 Caractéristiques tension-courant

La figure 3.4 montre deux courbes typiques $I(V)$ à 6K et 80K. L'axe supérieur (V^*) affiche la polarisation par période. Par la suite nous utiliserons les valeurs V^* et indiquerons entre parenthèses () les valeurs totales.

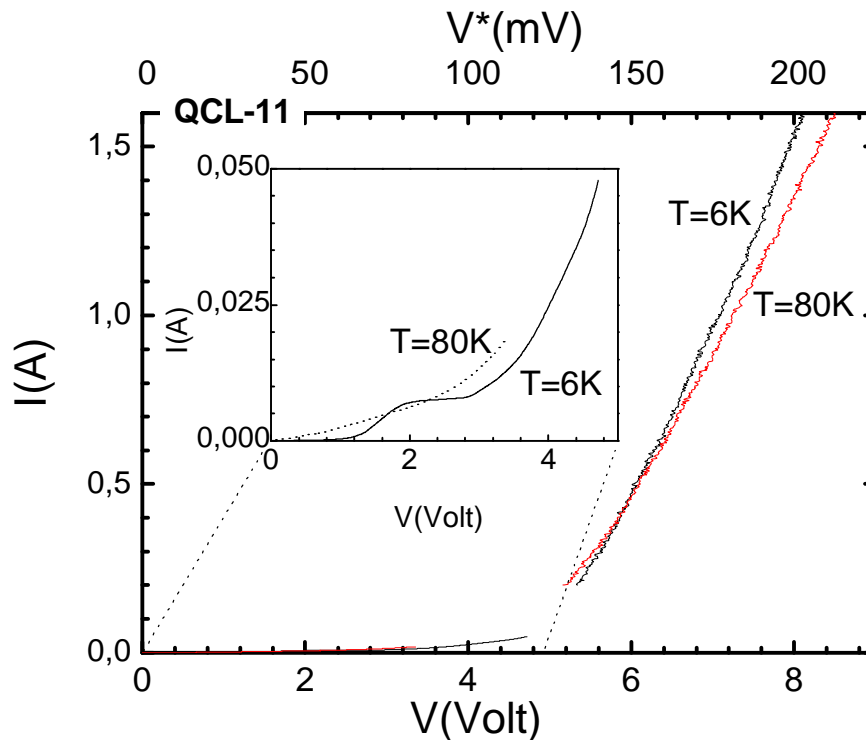


Fig. 3.4. Caractéristique courant-tension de la structure LCQ-11 mesurée à 6 et 80K.

L'encart amplifie la courbe entre 0 et 5 Volts

Les deux courbes présentent une croissance monotone entre 0 et $200mV^*$ (8V). La courbe à 6K se distingue par un palier de courant qui donne un plateau centré autour de $60mV^*$ (2.4V). Donnons une interprétation qualitative du profil de la courbe à 6K dans un modèle de transport par effet tunnel résonnant dans une structure double barrière. La

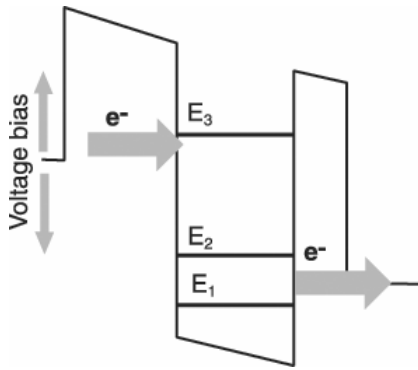


Fig. 3.5 Représentation schématique d'un laser à cascades par une structure à double barrière tunnel.

figure 3.5 représente schématiquement le diagramme de bande détaillé sur la figure 3.1. La zone active est représentée par un puits unique avec trois sous-bandes E_1 , E_2 et E_3 . Les mini-bandes de l'injecteur et de l'extracteur sont schématisées par les larges flèches. En l'absence de polarisation de la structure, le niveau de Fermi dans l'injecteur est situé, selon un calcul avancé [71], en dessous du niveau fondamental E_1 de la zone active. Le courant tunnel est nul aux très faibles polarisations. Lorsque la polarisation croît, le courant tunnel déterminé par la probabilité de transition

résonante passe successivement par une résonance indécélable avec la sous-bande E_1 une marche de courant autour de $\sim 50mV^*(2V)$ qui correspond à l'injection résonante dans la sous-bande E_2 . La marche disparaît à $80K$ à cause de l'élargissement thermique de la distribution au niveau de Fermi. Au-delà de $\sim 50mV^*(2V)$, le développement du plateau de courant correspond à l'alignement successif avec l'injecteur des niveaux E_2 dans les 40 périodes de la structure. Ce phénomène de plateau est connu pour les structures périodiques de puits. L'alignement successifs du niveau d'injecteur avec les sous-bandes des zones actives donne naissance à des instabilités accompagnées de mouvement des domaines électriques [72, 73, 74, 75]. Nous trouverons cet effet avec une résolution accrue dans les mesures sous champ magnétique. Enfin, aux tensions de polarisations supérieures à $100mV^*(4V)$, lorsque l'injecteur dépasse les sous-bandes E_2 pour se rapprocher de la sous-bande E_3 , le courant manifeste alors une très forte croissance. Elle s'explique par la probabilité très élevée de la transmission tunnel indiquée par la configuration de la fonction d'onde du niveau E_3 (fig. 3.1).

La figure 3.6(b) montre la dérivée seconde changée de signe de la courbe $I(V)$ par rapport à la tension. Cette figure révèle en plus de la résonance E_2 , deux nouveaux pics de résonance tunnel imperceptibles sur la courbe directe $I(V)$. Ils sont positionnés aux tensions de $80mV^*(3.2V)$ et $105meV^*(4.2V)$. Nous les identifions aux répliques de la résonance E_2 centrée à $\sim 50mV^*(2V)$ obtenues par émission respective de un et deux phonons LO bien que leur écart diffère de la valeur $36mV$ requise par l'énergie d'un phonon LO de GaAs.

Nous attribuons cette différence à un transfert des charges se poursuivant entre la zone active et l'injecteur/extracteur.

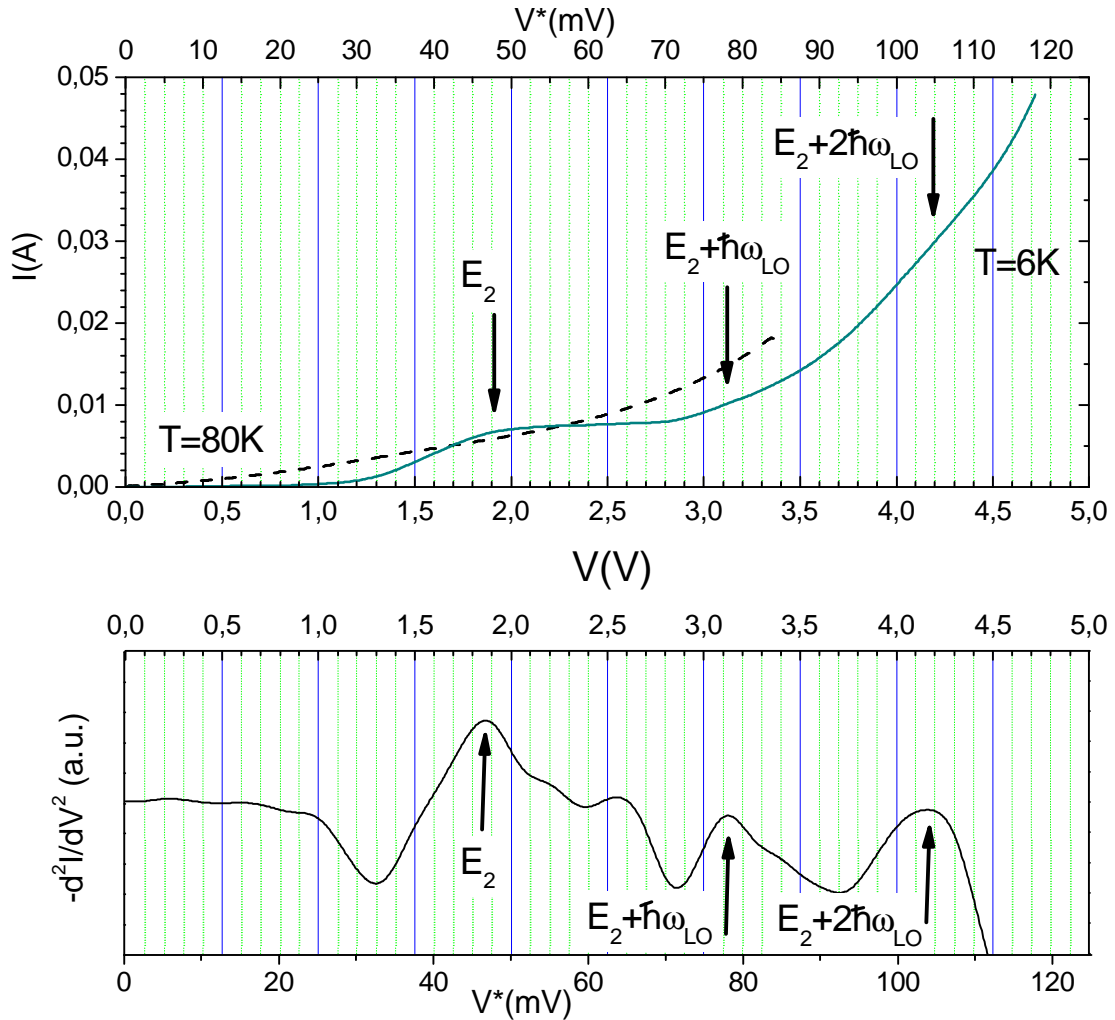


Fig.3.6 (a) Courbe $I(V)$ de la structure LCQ-11 mesurée à 6K et 80K, en champ magnétique nul. Les trois flèches pointent les résonances tunnel respectives entre l'injecteur et la sous-bande E_2 , sa réplique à un phonon et sa réplique à 2 phonons. L'axe inférieur porte la tension appliquée par période et l'axe supérieur la tension totale. (b) Dérivée seconde par rapport à la tension (changée de signe) de la courbe $I(V)$. Les résonances tunnel imperceptibles sur la courbe directe sont révélées.

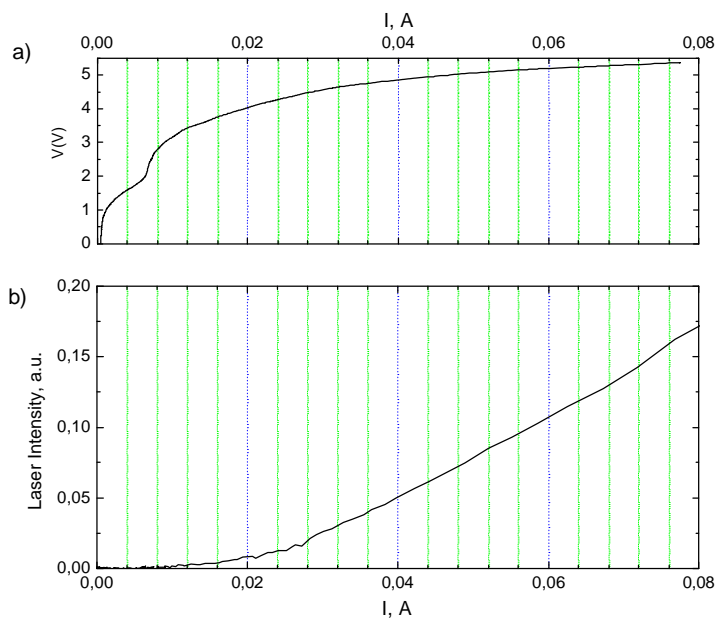


Fig.3.7 (a) Courbe $I(V)$ à la température $6K$ dans la région des faibles tensions de polarisation.(b) Luminescence de la structure aux mêmes valeurs de courant très inférieures au seuil du laser($1,2A$).

Les figures 3.7 (a) et (b) montrent l'apparition de la luminescence aux faibles valeurs du courant et de la tension, très loin du seuil de $1,2A$. La luminescence apparaît pour un courant de $10mA$ et une tension $75mV^*$ ($3V$). Cette mesure confirme que l'injection dans sous-bande E_3 est bien la cause de la croissance de la courbe $I(V)$ à l'extrémité du plateau.

3.3 Transport magnéto-tunnel

Nous montrons que les courbes $I(V)$ mesurées en champ magnétique quasi-constant parallèle au courant sont faiblement modifiées par l'application d'un champ jusqu'à $60T$. Les courbes dérivées seconde par rapport à la tension produisent une spectroscopie magnéto-tunnel.

3.3.1 Courbes $I(V)$ de la structure sous champ magnétique

Les techniques de ces mesures sont décrites en détail au 2.2.1. La figure 3.8(a) présente deux courbes $I(V)$ mesurées à la température de $6K$ en champ magnétique nul et à $43T$. Le champ magnétique est orienté parallèlement au courant. On voit d'emblée que la courbe en champ magnétique se déduit de la courbe en champ nul par une translation de $50mV^*$ ($0.2V$). On voit ensuite que le plateau de la courbe en champ nul se dédouble entre la montée et la descente du champ en une courbe d'hystérésis. De plus, un nouveau plateau comportant une structure d'hystérésis similaire apparaît aux plus basses tensions. On distingue également sur

tous les plateaux une structure fine en dents de scie irrégulières. La figure 3.8(b) montre qu'une élévation de la température fait disparaître le plateau autour de 80K

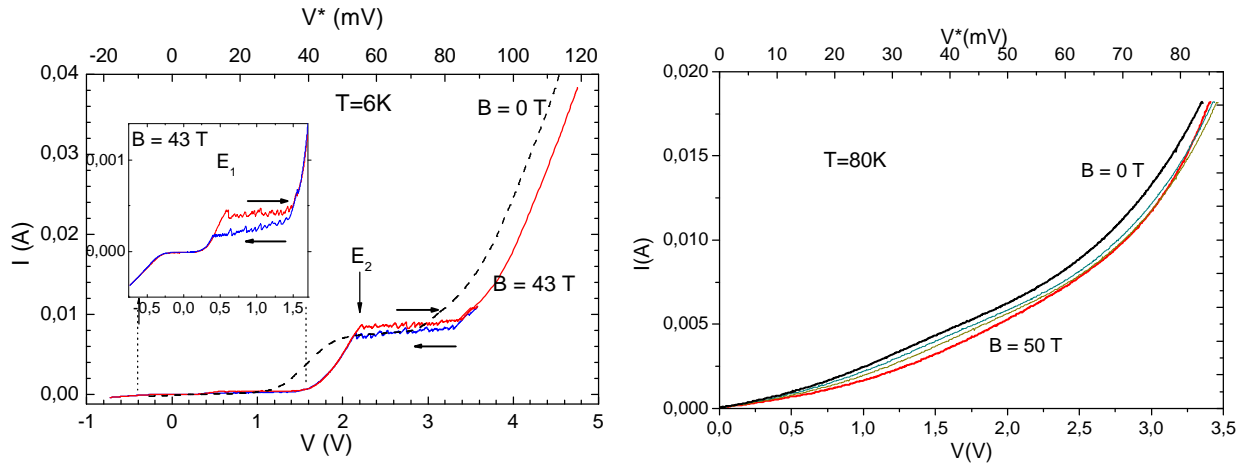


Fig.3.8 Courbes $I(V)$ d'une structure LCQ-11 mesurées en champ pulsé à champ magnétique quasi-constant. La température est de 6K (à gauche) et 80K (à droite). Sur les courbes à 6K, les flèches verticales indiquent l'injection tunnel dans les sous-bandes E_1 et E_2 . L'échelle supérieure V^* indique la tension aux bornes d'une période de la structure.

Il apparaît que le champ magnétique orienté parallèlement au courant révèle des structures de transport tunnel masquées en champ nul aux basses températures sans changer l'allure globale. Examinons la structure électronique en champ magnétique des états électroniques de part et d'autre de la barrière d'injection afin de comprendre les modifications du transport tunnel gouverné par ses règles de sélection. La figure 3.9 résume la situation. La figure 3.9(a) présente en champ nul, côté injecteur, deux sous-bandes peuplées jusqu'au niveau de Fermi. En réalité la mini-bande de l'injecteur comporte 5 sous-bandes couplées séparées par une énergie d'environ 15meV. Le dopage de la région centrale de l'injecteur en concentration $n_s=8 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ produit un niveau de Fermi de 28meV, de sorte que seulement deux sous-bandes sont peuplées dans l'injecteur. On sait qu'un champ magnétique intense convertit le continuum d'énergie des sous-bandes en échelles de niveaux de Landau discrets fortement dégénérés à la valeur eB/h . En conséquence, le niveau fondamental de l'injecteur peut accueillir tous les électrons du dopage à champs magnétiques supérieures de 8T.

Pour des champs supérieurs, l'injecteur devient un niveau discret dont la largeur est fixée à température nulle par le niveau de Fermi dans la sous-bande fondamentale. Cette sous-bande est évidemment élargie par les défauts inévitables aux interfaces. Rappelons maintenant que les

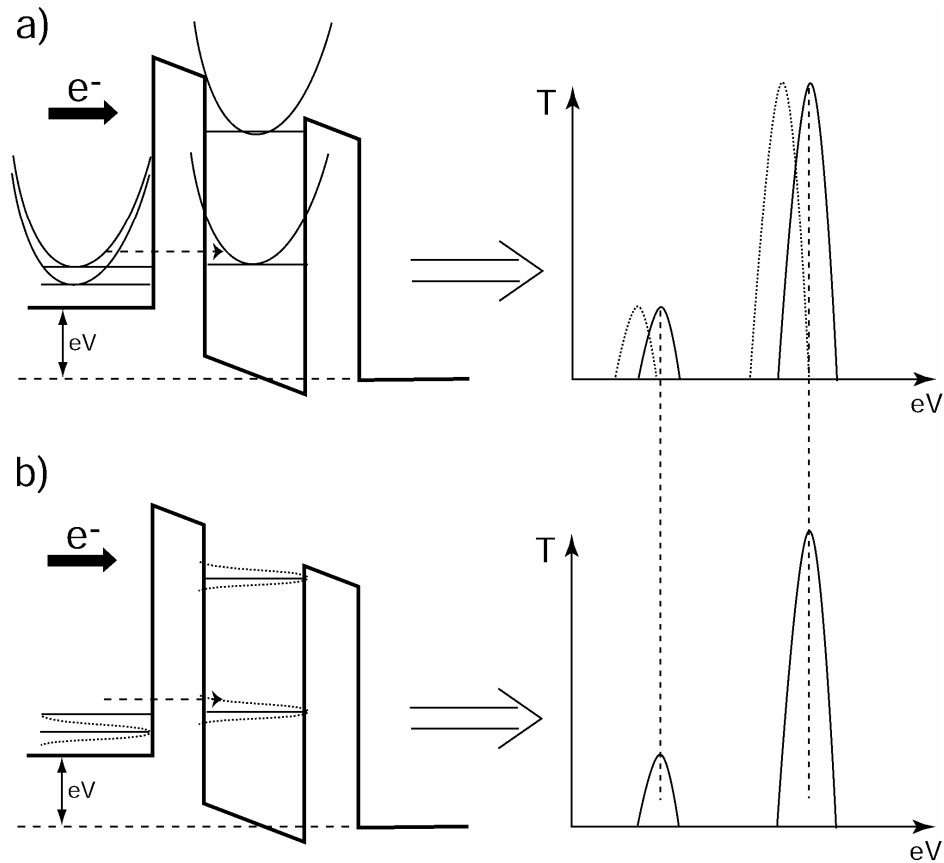


Fig. 3.9. Dispersion des états dans l'injecteur et le puits central en champ nul. Le niveau de Fermi de l'injecteur est indiqué par le trait horizontal en pointillé. La fonction de transmission tunnel est élargie par la présence de deux pics causés par les deux sous-bandes de l'injecteur. (b) En champ magnétique élevé, l'injecteur est constitué du niveau fondamental de Landau. La transmission comporte un seul pic déplacé en tension d'une valeur proche de l'énergie de Fermi.

règles de sélection autorisent à champ nul les transitions conservant le vecteur d'onde et le numéro de Landau en présence du champ. La conséquence sur la fonction transmission est illustrée sur les figures 3.9(a) et 3.9(b). Le double pic de la fonction transmission à champ nul est changé en un pic simple déplacé d'une valeur de tension pratiquement égale au niveau de Fermi (28meV). Ce modèle de la figure 3.9 explique qualitativement la translation constatée de 10mV^* (0.4V) de la courbe $I(V)$ vers les tensions élevées.

Une deuxième conséquence du rétrécissement spectral de l'injecteur par le champ magnétique est le rétrécissement similaire de la fonction transmission tunnel. Cela a pour effet d'augmenter le rapport « pic sur vallée » du courant tunnel dans la branche négative de la caractéristique sur une période [74, 75]. Nous suggérons que cet effet soit la cause de structure fine de « résistance négatives » observées sur les plateaux ainsi que du renforcement de la

structure hystérésis typique des structures tunnel à multiples périodes. C'est également la cause de l'apparition du nouveau plateau à faible champ. Ce plateau correspond à l'injection dans la sous-bande E_I . On confirme ainsi que cette bande est bien située au dessus de l'injecteur à tension de polarisation nulle, comme l'a prévu la modélisation de la structure [71].

Notons par ailleurs que le développement d'électrons chauds dans l'injecteur devrait au contraire élargir le spectre de l'injecteur en distribuant les électrons dans les 5 niveaux de la mini-bande. Ce phénomène n'est pas observé et conduit à penser que dans cette gamme de polarisation le champ électrique appliqué à la zone d'injection est négligeable.

3.3.2 Spectroscopie Magneto-tunnel de la zone active

Spectroscopie magnéto-tunnel donne une méthode de spectroscopie des états de la zone active. Fonction de transfert et, par conséquence, caractéristique tension-courant montre un extremum lorsque niveau d'injecteur s'aligne avec l'un de niveaux dans la zone active.

La figure 3.10 présente un faisceau de courbes dérivées secondes (changées de signe) en fonction de la tension de polarisation pour des valeurs décroissantes du champ magnétique jusqu'à zéro. Elle montre l'évolution des pics de résonance en tension à champ nul. Rappelons que le premier maximum autour de $2V$ marque l'injection directe dans le niveau E_2 et très précisément le début du plateau. Le second autour de $\sim 3V$ correspondrait à l'injection dans ce même niveau E_2 assistée par l'émission d'un phonon optique LO. Il se situe à l'extrémité du plateau d'instabilités qui constitue une zone aveugle pour la spectroscopie¹. Le troisième pic autour de $\sim 4.2V$ pourrait correspondre à l'injection dans le niveau E_2 assistée par l'émission de deux phonons LO.

¹ Petit maximum situé à $\sim 70mV^*$ ($2.8V$) montre la fin de la zone RND.

L'action du champ magnétique devient significative seulement à partir de $24T$. La figure 3.11 rassemble les résultats dans la représentation des tensions des résonances tunnel en fonction du champ magnétique. Cette figure présente pour comparaison les énergies calculées des niveaux de Landau des deux sous-bandes E_1 et E_2 par rapport à l'énergie du premier niveau de Landau. Au champ de $24T$, le niveau $E_{1,1}$ croise le niveau $E_{2,0}$. Pour cette valeur de champ magnétique, la zone de tension aveugle est franchie au delà de $80mV^*$ ($3.2V$). Elle se termine tout juste avant l'injection dans le niveau E_2 assistée par l'émission d'un phonon LO. Au delà de $24T$, apparaît un nouveau pic intense dont la position suit le niveau d'énergie $E_{1,1} + \hbar\omega_{LO}$. Ce pic donne l'évidence d'une injection d'électrons dans le premier niveau de Landau excité de la sous-bande fondamentale assistée par l'émission d'un phonon LO. Notons que ce niveau est quasi-dégénéré avec le

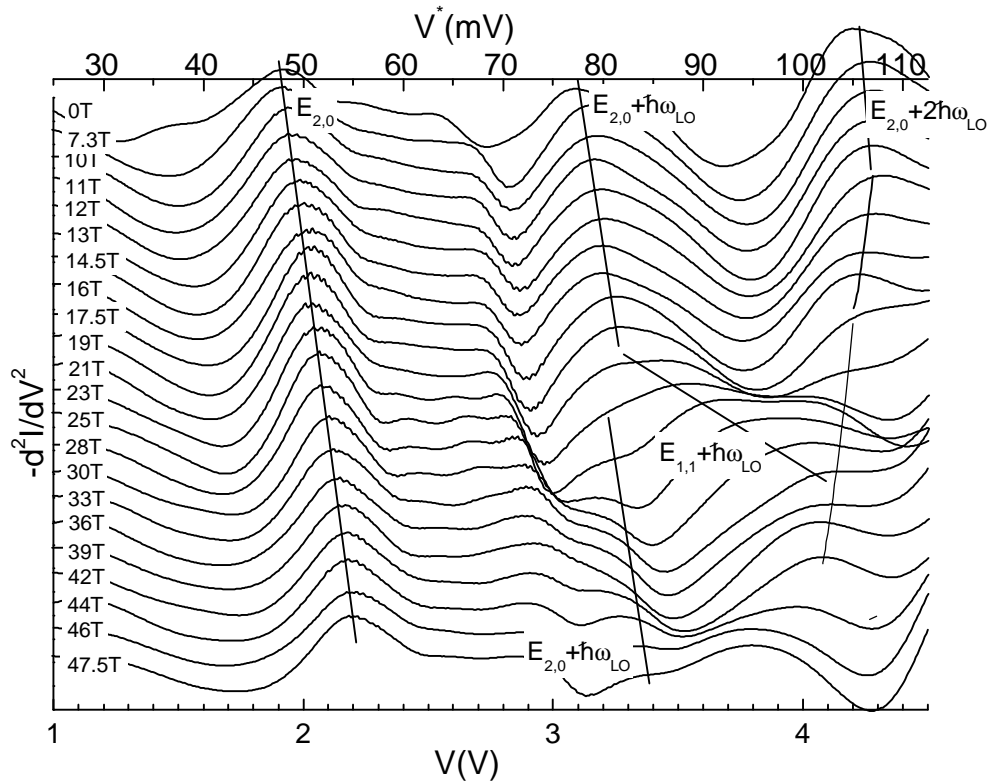


Fig. 3.10. Dérivée seconde des courbes $I(V)$ de la structure LCQ-11 mesurées à champ magnétique constant pour des valeurs quasi-équidistantes. L'échelle supérieure est graduée en tension appliquée à une période de la structure. Les lignes droites aident à suivre la position des pics de résonance tunnel (maxima) en fonction du champ magnétique.

niveau $E_{2,1}$ vu que les sous-bandes 1 et 2 sont séparées « par construction » par l'énergie d'un phonon LO ($E_{2,1} \sim E_{1,1} + \hbar\omega_{LO}$). Dans cette situation, on peut aussi envisager que

l'injection intervient pour partie dans le niveau $E_{2,1}$, dans la mesure où la présence de défauts peut relaxer les règles de sélection de transition tunnel.

L'injection électrique dans le niveau excité de Landau $E_{2,1}$ produit un signal d'électroluminescence à l'énergie cyclotron accordable par le champ magnétique. Lorsque

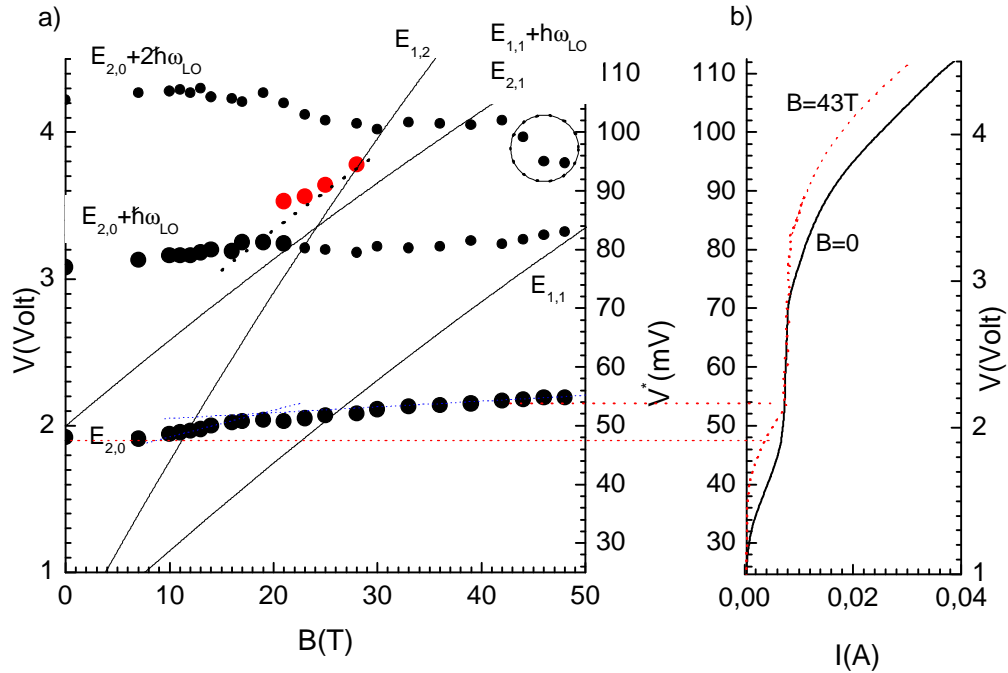


Fig. 3.11. a) Position des pics de résonance observés sur la fig. 3.10, en fonction du champ magnétique. La taille des points indique l'amplitude relative des résonances. Les lignes pleines inclinées indiquent des niveaux de Landau de sous-bandes inférieures. La portion de ligne pointillée représente le niveau de Landau $E_{2,1}$. Sa position a été augmentée de 5 meV pour tenir compte de l'abaissement moyen du niveau de Fermi de l'injecteur à ces valeurs de champ magnétique. b) Courbe courant-tension à $B=0$ et $B=43$ T.

l'énergie cyclotron est supérieure à l'énergie du phonon LO (~ 25 T pour GaAs), le cristal devient transparent. Dans cette situation, l'inversion de population dans les niveaux de Landau peut conduire à la réalisation du laser à émission cyclotron (*laser de Landau*). Pour ce projet, une cavité verticale doit être envisagée afin de confiner l'émission de Landau, vu que son vecteur d'onde est toujours dirigé perpendiculairement au plan de couches.

3.4 Courbes lumière-courant

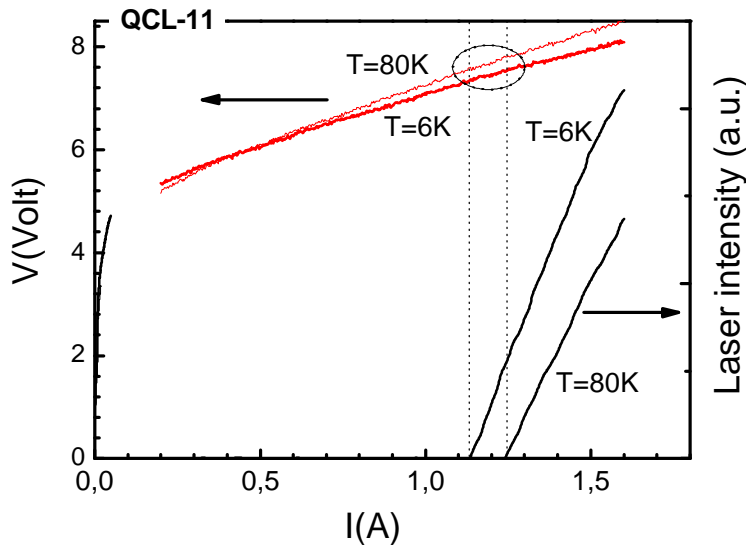


Fig. 3.12 Courbes lumière-courant $L(I)$ et tension-courant $V(I)$ de la structure LCQ-11 mesurée aux températures de 6K et 80K..

La figure 3.12 montre les courbes lumière-courant $L(I)$ et tension-courant $V(I)$ de la structure LCQ-11, mesurées aux températures de 6K et 80K. Les courbes lumière-courant sont parfaitement linéaires dans la gamme de courant explorée. La tension seuil de l'émission laser augmente avec la température tandis que la pente diminue. Les valeurs de courant seuil sont respectivement $I_{th}=1.13A\pm 1\%$ pour $T=6K$ et $I_{th}=1.24A\pm 1\%$ pour $T=80K$. La pente diminue de $\sim 26\%\pm 1\%$ entre 6K et 80K.

La structure LCQ-9 manifeste un comportement différent sur figure 3.13. Les courbes lumière-courant $L(I)$ à 6K et 80K présentent deux décrochements successifs suivis d'un changement de pente. Par contre la courbe tension-courant $V(I)$ ne porte aucune signature de ces discontinuités. Ce comportement suggère que les conditions d'injection, un décrochement des niveaux en résonance tunnel n'est pas à l'origine des discontinuités. Cela donnerait un segment de résistance négative ou la formation d'un segment de plateau [45]. Nous avons trouvé une manifestation identique dans une dizaine de structures LCQ-9 mesurées et, également, dans les structures LCQ-11 en régime de très forts courants ($>2.5A$). Ce comportement pourrait être causé par une compétition de modes au sein de la cavité Pérot-Fabry [76].

Nous caractérisons l'efficacité de l'émission laser en fonction du courant. Nous proposons ensuite dérivation de la durée de vie dans la sous-bande émettrice en fonction de la température entre 6 et 80K.

La chaîne d'instrumentation construite pour la mesure des courbes lumière-courant est décrite aux sections 2.2.1 et 2.2.3. La

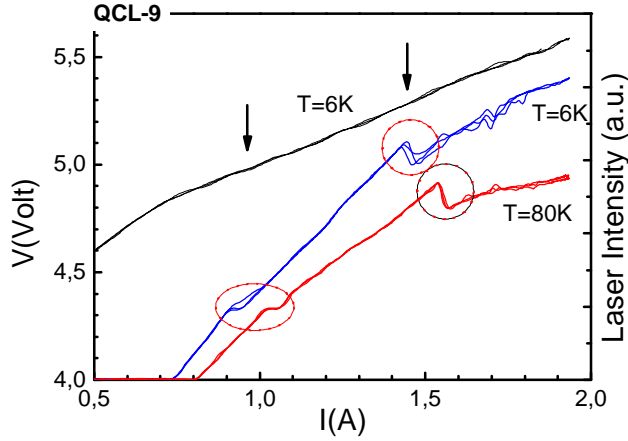


Fig. 3.13. Courbes lumière-courant $L(I)$ de la structure LCQ-9 mesurée à 80K et 6K. Les courbes en traits et pointillés marquent les changements de pente après un décrochement de l'intensité lumineuse. La courbe supérieure, tension-courant mesurée à 6K, ne montre aucune discontinuité.

Les courants seuil de la structure LCQ-9 sont respectivement: $I_{th}=0.74A$ pour $T=6K$ et $I_{th}=0.8A$ pour $T=80K$. La pente initiale des courbes lumière-courant augmente de $\sim 25\% \pm 1\%$ entre 6K et 80K.

Au voisinage du seuil d'émission laser, le courant seuil et la pente suffisent pour caractériser l'émission. Nous montrons que le produit de ces deux paramètres introduits au chapitre 1 par les équations (1.33) et (1.34) prend la

forme simple :

$$I_{th} \cdot \frac{\partial L}{\partial I} = \frac{hnN_p a_m I_0 e_0 n_{eff} L_p g_{32}}{4p \langle z_{32} \rangle^2} \frac{1}{t_3} \sim \frac{g_{32}}{t_3} \quad (3.1)$$

Dans cette expression, g_{32} , représente la largeur de la raie de luminescence à mi-hauteur. Elle demeure indépendante de la température jusqu'à $\sim 100K$, selon les résultats expérimentaux des références 26 et 48. Une conséquence intéressante est que le produit $I_{th} \frac{\partial L}{\partial I}$ varie comme l'inverse de la durée de vie. Cette propriété ouvre une méthode expérimentale pour suivre l'évolution de la durée de vie inter sous bande t_3 avec la température, ou par la suite le champ magnétique. Nous trouvons $t_3(80K)/t_3(6K)=0.94 \pm 0.07$ pour la structure LCQ-11, et $t_3(80K)/t_3(6K)=0.87 \pm 0.06$ pour la structure LCQ-9.

3.5 Conclusion ponctuelle

Nous avons caractérisé le transport tunnel dans la structure LCQ-11. Le modèle simple d'une structure tunnel résonante à double barrière rend compte remarquablement des mécanismes d'injection tunnel dans les trois sous-bandes de la zone active. Le seuil

d'injection tunnel dans la troisième sous-bande de la zone active a été détecté par la luminescence de la structure en régime d'alimentation continu de sorte l'étude de la structure LCQ par le magnéto-transport en régime continu est fondée. En champ magnétique, la courbe $I(V)$, faiblement translaté, est peu modifiée. Le transport magnéto-tunnel a permis d'identifier l'injection tunnel élastique d'électrons et l'injection assistée de l'émission des phonons LO. Nous montrons que l'alimentation à courant constant de la structure LCQ assure au voisinage du seuil laser un taux d'injection constant dans le niveau de Landau fondamental de la sous-bande supérieure durant le balayage du champ magnétique. Enfin, la linéarité des courbes lumière-courant de la structure LCQ-11 conduit à une détermination simple de la variation en température de la durée de vie dans la sous-bande supérieure.

RESONANCE MAGNETOPHONON
INTER SOUS-BANDES

4 Résonance Magnétophonon inter sous-bandes (RMPI)

Ce chapitre présente principalement l'observation d'oscillations quantiques en champ magnétique dans l'émission laser d'une structure à Cascade quantique. Nous caractérisons l'effet oscillatoire par le vocable *résonance magnétophonon inter sous-bandes* (RMPI) A notre connaissance, cette observation est la première qui soit réalisée dans une structure unipolaire à puits quantiques. Nous présentons également l'observation de ces oscillations sur la magnétorésistance de la structure. Nous montrons que les oscillations de RMPI sont causées par la variation de la durée de vie des électrons de la sous-bande supérieure avec le champ magnétique. Nous montrons enfin que la RMPI constitue un outil précieux pour caractériser les modes de phonons pertinents pour la relaxation inter sous-bandes.

4.1 Introduction

Nous rappelons schématiquement sur la figure 4.1 le concept de la Résonance Magnétophonon Inter sous-bandes. Nous prenons un puits quantique simple comportant deux sous-bandes E_1 et E_2 . La figure (a) montre la relaxation inter sous-bandes à champ magnétique nul : un électron injecté dans la sous-bande E_2 dans l'état $k_{||}=0$ relaxe son énergie par émission d'un phonon optique longitudinal d'énergie $h\omega_{LO}$ et de vecteur d'onde $k_{||}$ parallèle au plan du puits. La figure (b) montre la relaxation inter sous-bandes en champ magnétique élevé. La relaxation de l'énergie d'un électron dans le niveau fondamental $E_{2,0}$ par émission d'un phonon LO, est interdite en vertu des règles de conservation de l'énergie. Une exception se présente lorsque le niveau final dans la sous-bande inférieure est séparé du niveau initial l'énergie $h\omega_{LO}$ comme le montre la figure (c). La relaxation intervient lorsque la condition de résonance intersous-bande est remplie, soit : $E_{2,0} - E_{1,N} = h\omega_{LO}$. Cette condition se réécrit:

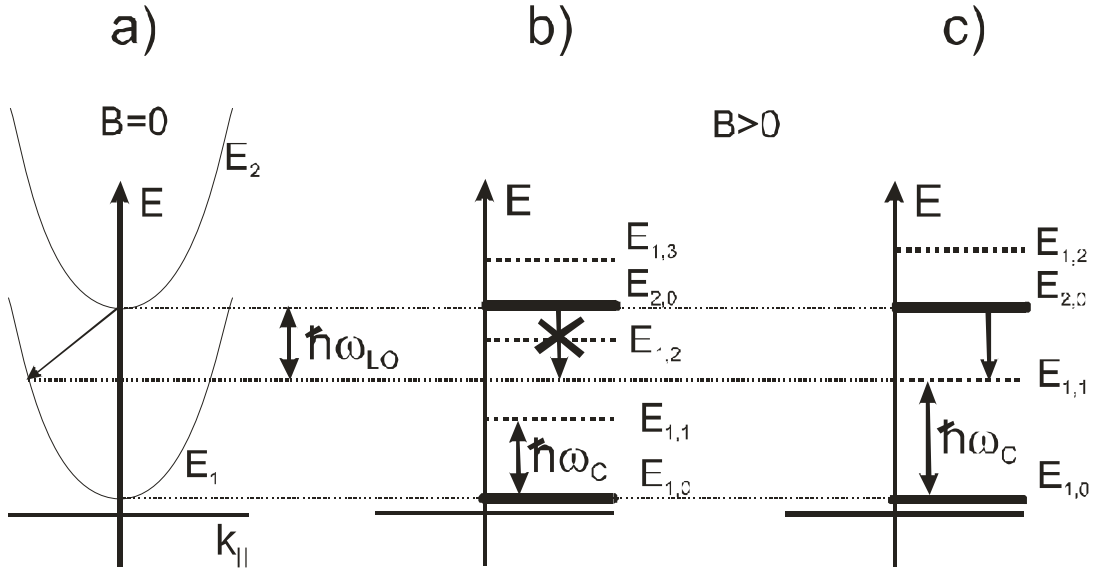


Fig. 4.1. A champ magnétique nul (a), un électron dans l'état $k=0$ de la sous-bande E_2 relaxe son énergie par émission d'un phonon d'énergie $\hbar\omega_{LO}$ et de vecteur d'onde $k_{||}$ parallèle au plan du puits. En champ magnétique élevé, la relaxation de l'énergie, par émission d'un phonon LO, d'un électron dans le niveau de Landau fondamental $E_{2,0}$, est en général interdite(b). La relaxation est permise (c) lorsque la condition de résonance inter sous-bandes est remplie : $E_{2,0} - E_{1,N} = \hbar\omega_{LO}$.

$$E_2 - E_1 - \hbar\omega_{LO} = N \cdot \hbar\omega_C \quad (4.1)$$

Dans l'hypothèse d'une masse effective des électrons constante, les champs magnétiques de résonance s'obtiennent en explicitant la fréquence cyclotron

$$B_N = \frac{1}{N} \frac{m^*}{e\hbar} (E_2 - E_1 - \hbar\omega_{LO}) \quad (4.2)$$

Bien évidemment, la condition d'observation des oscillations RMPI est que la largeur des niveaux de Landau n'excède pas leur séparation. Dans les structures mesurées, la présence de deux sous-bandes inférieures donne deux échelles de niveaux de Landau et par conséquent deux séries d'oscillations. Par ailleurs, la démultiplication des niveaux rend l'observation moins aisée aux faibles champs magnétiques.

Au final, la durée de vie inter sous-bandes des électrons est modulée par le champ magnétique balayé qui, au premier ordre, permet et interdit successivement la relaxation inter sous-bandes.

4.2 Evidence expérimentale des oscillations de Résonance Magnétophonon Inter sous-bandes

4.2.1 Oscillations RMPI de l'intensité du laser

Les techniques expérimentales développées pour mesurer l'intensité du laser en fonction du champ magnétique sont décrites au §2.2. La gamme de champ balayée va jusqu'à 60T, mais nous avons limité la plupart des tirs à 50T afin de gagner sur le temps de refroidissement de la bobine entre deux tirs.

Les figures répertoriées de 4.2(a) à 4.5(a) présentent la mesure de l'intensité de l'émission laser des structures LCQ-11 et LCQ-9. Les lasers sont alimentés par un train d'impulsions de courant d'amplitude constante, établies pendant le balayage du champ magnétique. Le courant varie entre des valeurs situées en dessous du seuil laser et une valeur limitée à 2A pour maintenir une température constante de la structure durant le tir. Les mesures sont faites aux deux températures de 6K et 80K. Nous observons dans tous les cas une modulation géante de l'intensité du laser en fonction du champ magnétique. L'émission est renforcée ou même déclenchée à des valeurs successives de champ magnétiques indépendantes du courant dans le laser ou de sa température. De façon analogue, l'émission est réduite, voire supprimée entre les pics d'émission.

Les figures répertoriées de 4.2(b) à 4.5(b) présentent la mesure simultanée de la tension aux bornes des lasers LCQ-11 et LCQ-9 alimentés donc par les mêmes courants. Elles montrent toutes des maxima de tension, donc de résistance, en bonne coïncidence avec les maxima de l'émission laser. On retrouve ainsi un spectre d'oscillations quantiques similaire au spectre sur l'intensité.

Les oscillations de magnétophonon sont périodiques en $1/B$, selon l'équation (4.1). En conséquence, pour déterminer les champs magnétiques fondamentaux des séries, on retrace d'abord en $1/B$ les courbes des fig. 4.2(a) – 4.5(a), et on applique ensuite un algorithme de transformation de Fourier rapide. Les figures répertoriées de 4.2(c) à 4.5(c) présentent les spectres de Fourier obtenus. Nous mettons en évidence deux séries principales caractérisées par les champs magnétiques fondamentaux des échelles de Landau des deux

sous-bandes E_1 et E_2 . Prenons une expression simple de ces champs dans l'hypothèse d'une masse effective m^* constante. Il vient :

$$\begin{cases} B_{3-2}^{LO} = \frac{m^*}{e\hbar} (E_{3,0} - E_{2,1} - \hbar\omega_{LO}) \\ B_{3-1}^{LO} = \frac{m^*}{e\hbar} (E_{3,0} - E_{1,1} - \hbar\omega_{LO}) \end{cases} \quad (4.3)$$

Les valeurs des champs fondamentaux donnés par le spectre de Fourier pour les deux structures sont respectivement, $B_{3-2}^{LO}=52\pm 2T$ et $B_{3-1}^{LO}=77\pm 2T$ pour la structure LCQ-11, et $B_{3-2}^{LO}=70\pm 3T$ et $B_{3-1}^{LO}=94\pm 3T$ pour la structure LCQ-9.

Dans l'expression des champs fondamentaux, m^* représente une masse moyenne corrigée par la non-parabolicité des sous-bandes. Il est raisonnable de prendre pour masse effective moyenne une valeur mesurée directement par résonance cyclotron la même gamme de champ magnétique sur un gaz bi-dimensionnel d'électrons dans GaAs [77]. On déduit alors l'énergie cyclotron aux valeurs des champs fondamentaux. Pour la structure LCQ-11, on trouve respectivement pour les sous-bandes E_2 et E_1 les valeurs d'énergie cyclotron $e_2 \sim 75 \pm 3 \text{ meV}$ et $e_1 \sim 111 \pm 3 \text{ meV}$. Pour la structure LCQ-9, on trouve $e_2 \sim 101 \pm 5 \text{ meV}$ et $e_1 \sim 135 \pm 5 \text{ meV}$. Ces valeurs sont à rapprocher pour chacune des structures des énergies de résonances attendues une fois fixée l'énergie du phonon. Nous convenons de prendre la valeur du phonon LO du matériau massif égale à $36,2 \text{ meV}$. Pour la structure LCQ-11 ce sont: $E_3 - E_2 - \hbar\omega_{LO} = 74 \text{ meV}$ et $E_3 - E_1 - \hbar\omega_{LO} = 109 \text{ meV}$. Pour la structure LCQ-9, ce sont : $E_3 - E_2 - \hbar\omega_{LO} = 95 \text{ meV}$ et $E_3 - E_1 - \hbar\omega_{LO} = 128 \text{ meV}$. L'accord est remarquable compte tenu de la simplicité du modèle de correction de la non parabolicité. Nous envisageons dans la suite une correction plus précise de la non-parabolicité de la masse effective.

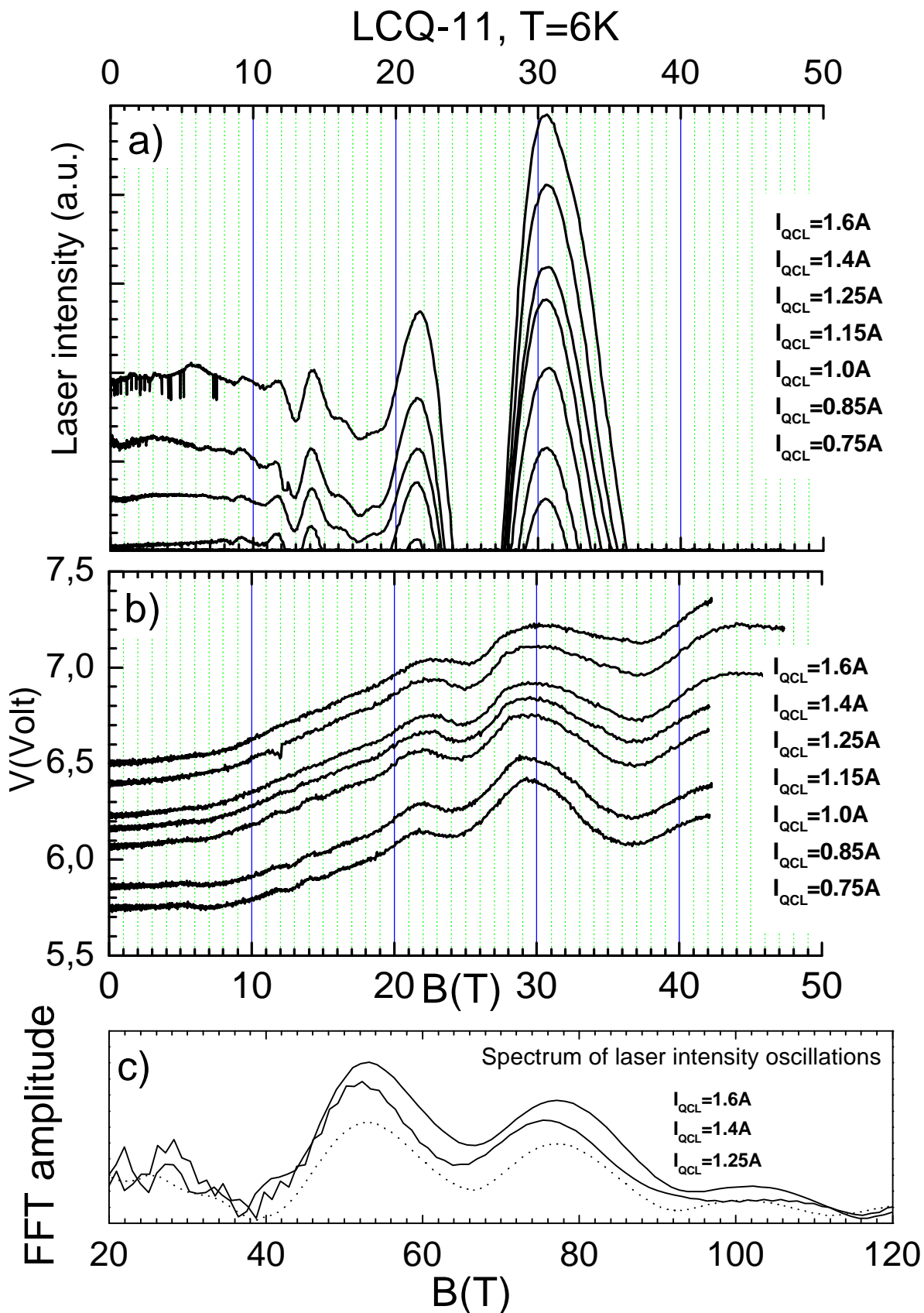


Fig. 4.2. (a) Intensité du laser LCQ-11 à la température de 6K, en fonction du champ magnétique, pour les valeurs constantes du courant affiché. (b) Valeurs correspondantes de la tension aux bornes du laser. (c) Transformée de Fourier du signal laser effectuée en fonction de l'inverse du champ magnétique. Les champs fondamentaux de la résonance magnétophonon inter sous-bandes sont les abscisses de deux pics principaux.

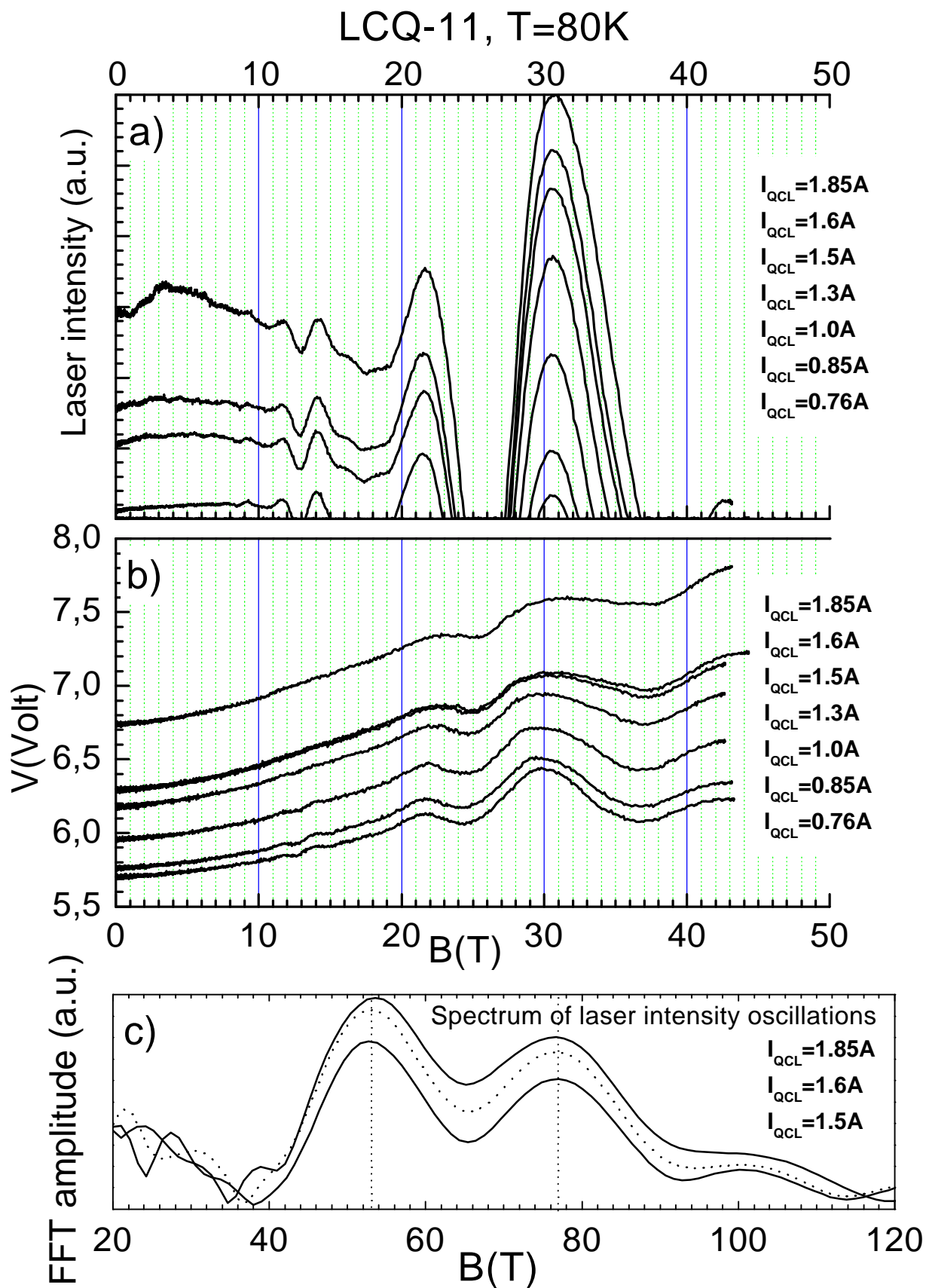


Fig. 4.3. (a) Intensité du laser LCQ-11 à la température de 80K en fonction du champ magnétique, pour les valeurs constantes du courant affiché. (b) Valeurs correspondantes de la tension aux bornes du laser. (c) Transformée de Fourier du signal laser effectuée en fonction de l'inverse du champ magnétique. les champs fondamentaux de la résonance magnétophonon inter sous-bandes sont les abscisses de deux pics principaux.

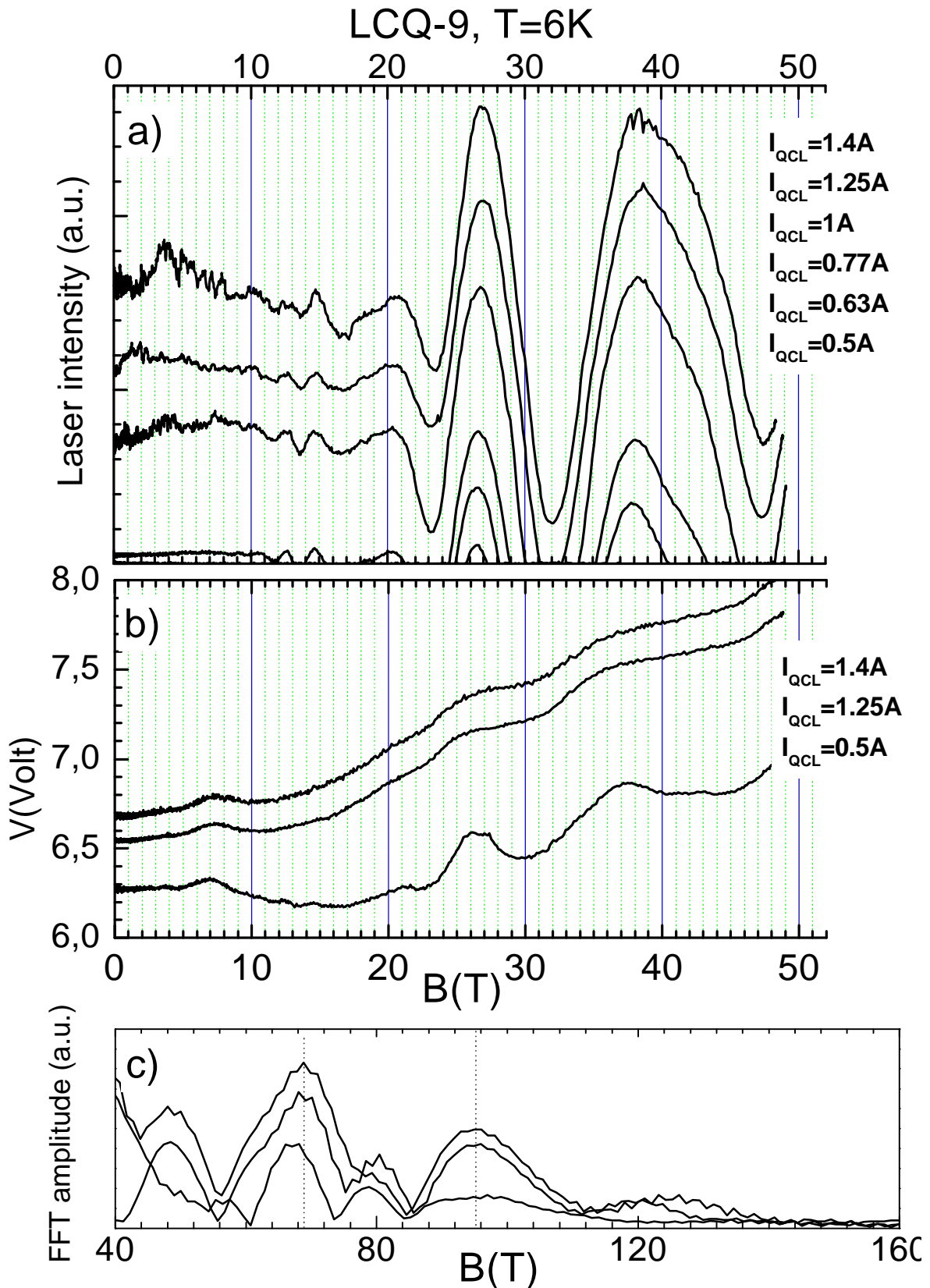


Fig. 4.4. (a) Intensité du laser LCQ-9 à la température de 6K en fonction du champ magnétique, pour les valeurs constantes du courant affiché. (b) Valeurs correspondantes de la tension aux bornes du laser. (c) Transformée de Fourier du signal laser effectuée en fonction de l'inverse du champ magnétique. Les champs fondamentaux de la résonance magnétophonon inter sous-bandes sont les abscisses de deux pics principaux.

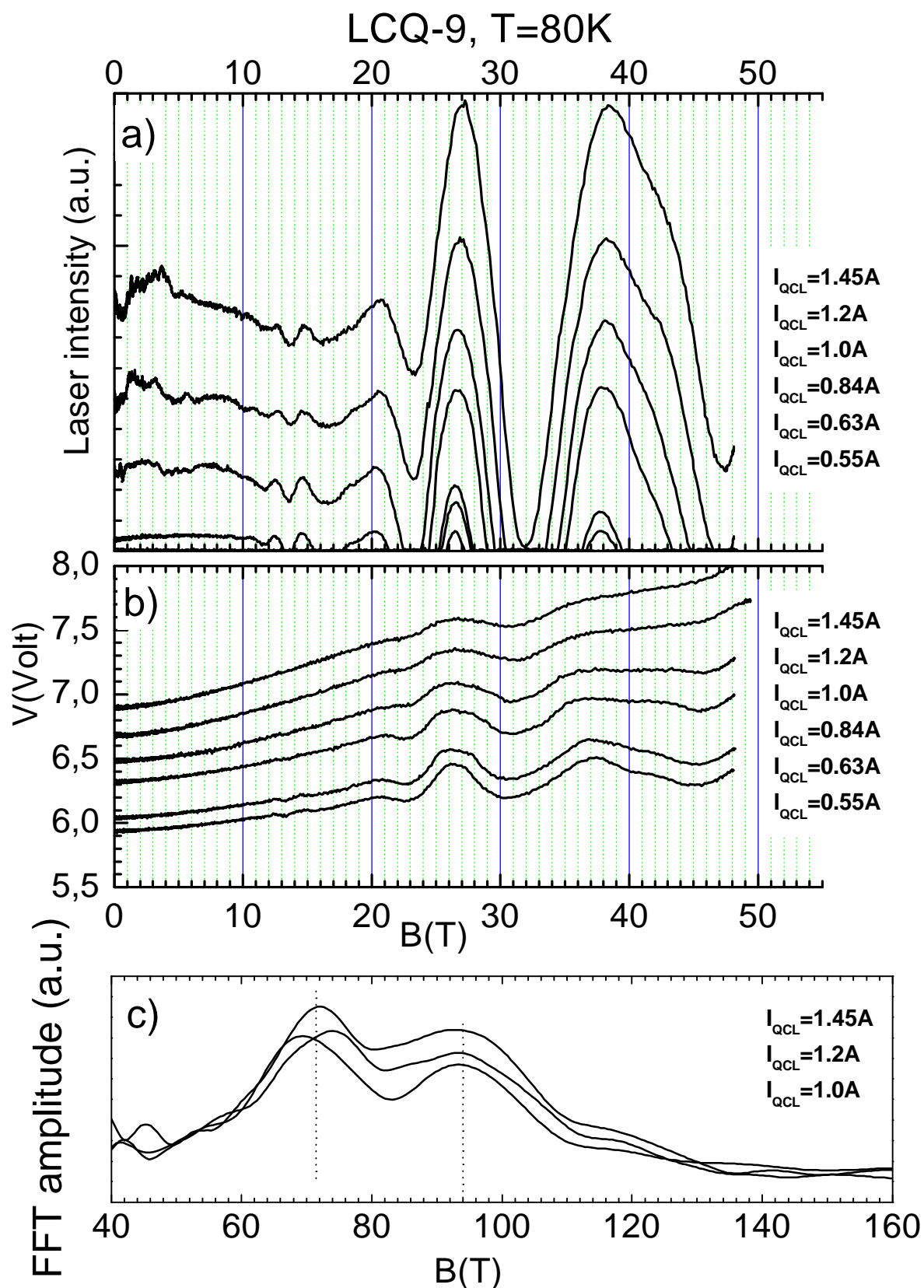


Fig. 4.5. (a) Intensité du laser LCQ-9 à la température de 80K en fonction du champ magnétique, pour les valeurs constantes du courant affiché . (b) Valeurs correspondantes de la tension aux bornes du laser.(c) Transformée de Fourier du signal laser effectuée en fonction de l'inverse du champ magnétique. Les champs fondamentaux de la résonance magnétophonon inter sous-bandes sont les abscisses de deux pics principaux.

Les spectres de Fourier des figures 4.2(c) et 4.5(c) présentent systématiquement une troisième série de faible amplitude dont les champs fondamentaux sont $101 \pm 3T$ pour la structure LCQ-11 et $118 \pm 4T$ pour LCQ-9. Les énergies cyclotron correspondantes sont $145 \pm 5meV$ and $169 \pm 6meV$. Elles coïncident avec les énergies inter sous-bandes $E_3 - E_1$ des deux structures. Cette série suggère un processus de relaxation quasi-élastique entre le sous-bande fondamentale $E_{3,0}$ vers un niveau de Landau excité de sous-bande $E_{1,n}$. Plusieurs mécanismes peuvent opérer comme l'interaction avec des impuretés ionisées ou des défauts d'interfaces ou encore des phonons acoustiques. Nous retenons les collisions quasi-élastiques électron-phonon acoustique LA. En effet, la conservation du moment fait intervenir des phonons de vecteur d'onde $q < l_c$, la longueur magnétique [46, 78] L'énergie de ces phonons est inférieure à 1 meV. Une autre série élastique répondant à l'équation $E_3 - E_1 - h\omega_{LO} = N \cdot h\omega_C$ est attendue dans chaque structure. Cette série se retrouve en coïncidence avec la série inélastique $E_3 - E_1 - h\omega_{LO} = N \cdot h\omega_C$, car dans nos structures LCQ $E_3 - E_1 - h\omega_{LO} = E_3 - E_1$. Les équations de résonance des séries élastiques sont:

$$\begin{cases} B_{3-2}^{LA} = \frac{m^*}{e\hbar} (E_{3,0} - E_{2,1}) \\ B_{3-1}^{LA} = \frac{m^*}{e\hbar} (E_{3,0} - E_{1,1}) \end{cases} \quad (4.3)$$

Le tableau 4.1 fait le bilan des séries observées.

Table 4.1. Bilan des résonances inter sous-bandes identifiées dans les structures LCQ-11 et LCQ-9 (Valeur notée entre parenthèses).

Identification de la série	Champ fondamental	Energie Cyclotron pour le champ fondamental	Equation de résonance
B_{3-2}^{LO}	$52 \pm 2T$ ($70 \pm 3T$)	$75 \pm 3meV$ ($101 \pm 5meV$)	$E_{3,0} - E_{2,0} - h\omega_{LO} = Nh\omega_C$
B_{3-1}^{LO}	$77 \pm 2T$ ($94 \pm 3T$)	$111 \pm 3meV$ ($135 \pm 5meV$)	$E_{3,0} - E_{1,0} - h\omega_{LO} = Nh\omega_C$
B_{3-2}^{LA}			$E_{3,0} - E_{2,0} = Nh\omega_C$
B_{3-1}^{LA}	$101 \pm 3T$ ($118 \pm 4T$)	$145 \pm 5meV$ ($169 \pm 6meV$)	$E_{3,0} - E_{1,0} = Nh\omega_C$

4.2.2 Oscillations de magnétophonons inter sous-bandes de la magnétorésistance

Nous présentons d'abord les résultats des mesures de magnétorésistance sur la structure LCQ-11 à la température de 6K. Nous discuterons à la fin du mécanisme à l'origine des oscillations de résistance. Le champ magnétique est orienté parallèlement au courant. Les mesures sont réalisées en courant continu aux faibles puissances d'alimentation, pour des courants inférieurs à 100mA et des tensions inférieures à 125mV* (5V) sur une période de la structure. Elles sont réalisées en régime impulsionnel aux fortes puissances. Les techniques employées sont décrites au § 2.2.2.

La figure 4.6(a) présente la mesure directe de la tension aux bornes de la

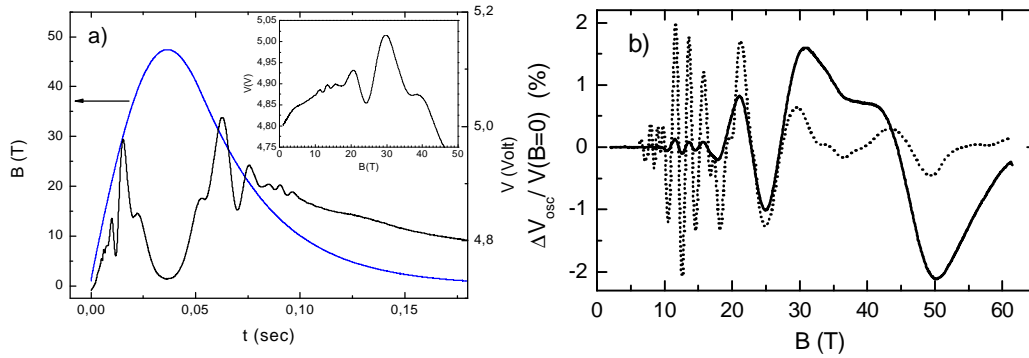


Fig. 4.6. a) Profil du champ magnétique. Tension aux bornes de la structure durant le balayage du champ magnétique et, dans l'insertion, en fonction du champ magnétique. Le LCQ est alimentée par un courant continu constant 60mA. b) Variation de la tension en fonction du champ magnétique et, sa dérivée en trait pointillé.

structure durant le balayage du champ magnétique. Le LCQ est simplement alimentée par le courant continu ($60mA^1$). Les tensions mesurées indiquées sur l'échelle à droite sont directement enregistrées sans amplification préalable. Un spectre riche d'oscillations est directement visible sans aucun traitement du signal. La figure 4.6(b) présente la tension et sa dérivée seconde (trait pointillé) en fonction du champ magnétique. Ce qui est encore remarquable, à première vue dans ces

¹ Niveau E_3 est peuplé à partir de 10mA (§3.2)

mesures en continu, c'est que les positions en champ magnétique des pics de résonance sont indépendantes du courant injecté dans la structure et coïncident avec celles trouvées en régime de fort courant d'injection, sur l'intensité du laser et sur sa résistance. En réalité, une analyse plus détaillée montre la présence d'oscillations qui bougent avec le champ magnétique. Le déplacement en champ est clairement

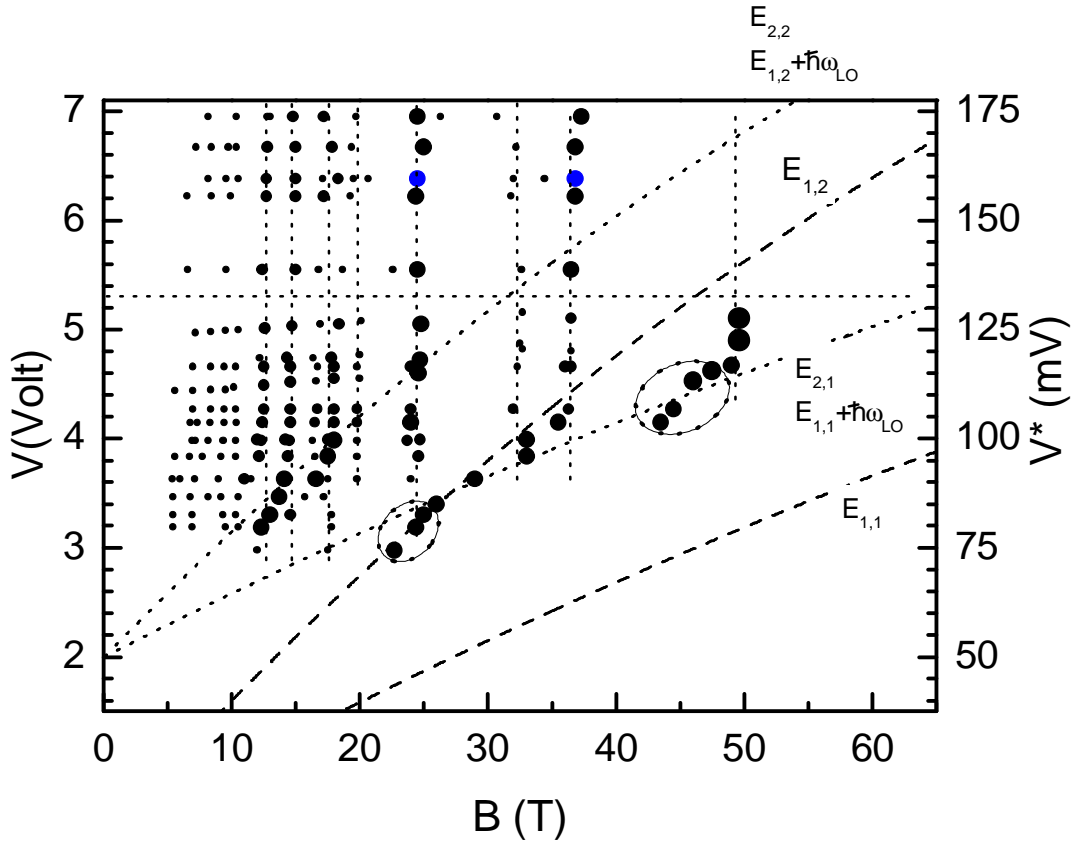


Fig. 4.7. Positions des minima des oscillations en fonction de la tension aux bornes du LCQ. La taille des points indique l'amplitude de l'oscillation. Les lignes verticales guident l'œil pour identifier les séries de résonance inter sous-bandes. Les lignes inclinées, en pointillé sont les niveaux de Landau $E_{1,1}$ et $E_{1,2}$ ainsi que leur réplique à un phonon LO. La ligne horizontale distingue les mesures en continu des mesures en impulsion de courant.

mis en évidence sur la figure 4.7 qui représente les valeurs des tensions V et V^* aux bornes de la structure LCQ en fonction des valeurs de champ magnétique des pics de résonance.

On distingue, en plus des séries indépendantes de la tension, quelques pics de forte intensité qui se déplacent à peu près linéairement avec le champ magnétique. Nous avons

porté sur cette figure les énergies de Landau calculée des sous bandes $E_{1,1}$, $E_{1,2}$ et leurs répliques translattées par le phonon LO. L'échelle d'énergie est commune avec celle des tensions V^* supportées par une période du LCQ. La tension V^* des niveaux fondamentaux est donnée par les résultats précédents de la spectroscopie magnéto-tunnel (voir fig. 3.11). Par comparaison avec la spectroscopie magnéto-tunnel. La signification spectroscopique de la figure 4.7 se dégage aisément par comparaison avec la spectroscopie magnéto-tunnel. Les pics se déplaçant avec le champ apparaissent principalement comme des pics de résonances tunnel assisté par l'émission d'un phonon LO entre le niveau fondamental de Landau de l'injecteur et les deux premiers niveaux de Landau excités de la sous-bande E_1 . Remarquons ce pendant la quasi-coïncidence de ces niveaux de Landau avec ceux de la sous- bande E_2 séparée de E_1 par un phonon LO.

Analysons maintenant spectre d'oscillations de courbes de magnétoresistance mesurées à forte injection de courant. La figure 4.8 montre le spectre de Fourier des

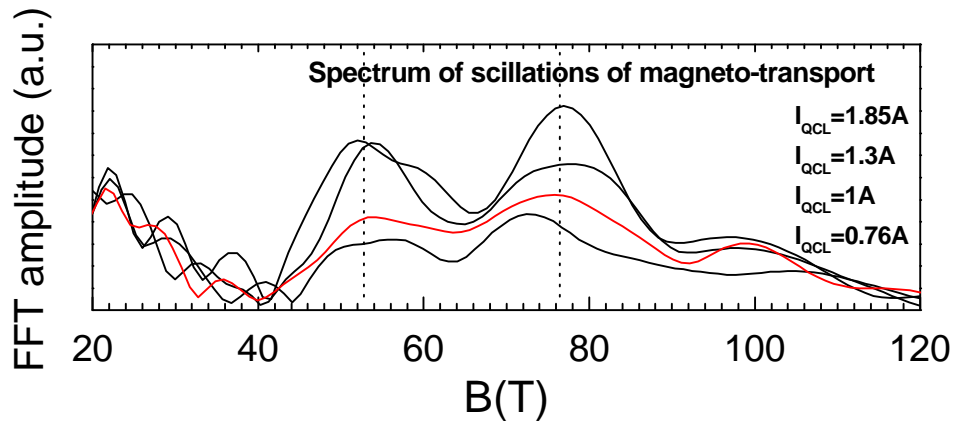


Fig. 4.8. Spectre de Fourier des oscillations en $1/B$ de la magnétoresistance de la structure LCQ-11 alimenté en courant par les valeurs indiquées. La température est égale à 6 K

oscillations par rapport à $1/B$. On trouve deux séries principales dont les champs fondamentaux sont $B_{3-2}^{LO} \sim 52 \pm 3T$, $B_{3-1}^{LO} \sim 77 \pm 3T$, et $B_{3-1}^{LA} \sim 100 \pm 3T$. Les énergies cyclotrons correspondantes sont $75 \pm 5meV$, $111 \pm 5meV$, et $144 \pm 5meV$. Ces valeurs sont regroupées dans le tableau 4.2. Elles sont en bon accord avec les séries optiques de l'émission laser dont les champs fondamentaux sont $B_{3-2}^{LO} = 52 \pm 2T$ et $B_{3-1}^{LO} = 77 \pm 2T$ et $B_{3-1}^{LA} = 101 \pm 3T$.

Table 4.2. Paramètres de séries d'oscillations RMPI de la magnétoresistance de la structure LCQ-11.

<i>Serie</i>	<i>Champ fondamental</i>	<i>Energie cyclotron au champ fondamental</i>	<i>Equation de résonance</i>
B^{LO}_{3-2}	$52 \pm 3T$	$75 \pm 5meV$	$E_{3,0} - E_{2,0} - h\omega_{LO} = Nh\omega_C$
B^{LO}_{3-1}	$77 \pm 2T$	$111 \pm 3meV$	$E_{3,0} - E_{1,0} - h\omega_{LO} = Nh\omega_C$
B^{LA}_{3-2}			$E_{3,0} - E_{2,0} = Nh\omega_C$
B^{LA}_{3-1}	$100 \pm 3T$	$144 \pm 5meV$	$E_{3,0} - E_{1,0} = Nh\omega_C$

Discutons maintenant l'origine des oscillations de tension aux bornes des structures LCQ. Le modèle de double barrière tunnel résonnant a permis précédemment de caractériser le transport. Nous avons montré qu'en régime de courant constant la sous-bande E_3 est alimentée en électrons à débit constant. Après leur relaxation dans les sous-bandes inférieures, une extraction très rapide intervient à travers la deuxième barrière de sorte que le courant à travers la double barrière se trouve principalement limité par la relaxation. Le taux de relaxation est constant et égal au taux d'injection constant. Il vaut n_3/t par définition de la durée de vie t . La concentration n_3 d'électrons dans la sous-bande E_3 est donc proportionnelle à la durée de vie. Elle est modulée périodiquement en $1/B$ par le champ magnétique comme la durée de vie t . Dans la structure LCQ étudiée, l'inversion de population est due à l'absence quasi-totale des électrons dans les sous-bandes E_1 et E_2 de sorte que la charge stockée dans le puits central se trouve principalement localisée dans la sous bande E_3 . Enfin de compte, la charge stockée dans l'ensemble des puits de la zone active est modulée par le balayage du champ magnétique. La tension aux bornes de la structure proportionnelle à la charge stockée présente également des minima aux champs de résonance inter sous-bandes. On explique ainsi les minima de magnétoresistance à la résonance. On explique également par ce schéma les minima de l'intensité du laser à la résonance inter sous-bandes.

4.3 Spectroscopie des modes de phonons de la relaxation inter sous- bandes

4.3.1 Spectroscopie des oscillations l'intensité de l'émission laser

Ici, nous comparons la position mesurée des pics de résonance en champ magnétique aux valeurs calculées par l'équation de résonance inter sous-bandes. Les échelles de niveaux de Landau des sous-bandes de la zone active du laser sont calculées dans le modèle d'Ekenberg prenant en compte la non-parabolicité de la bande de conduction de GaAs [17]. Les énergies des modes de phonons actifs pour la relaxation sont ajustées afin d'englober tous les pics expérimentaux de l'optique ou du transport dans des séries d'oscillations.

Les figures 4.9(b) et 4.10(b) présentent la variation des niveaux de Landau des sous-bandes en fonction du champ magnétique. Les paramètres de bande de modèle sont la masse effective de conduction $m^*=0.0665 \cdot m_0$ et des paramètres de non-parabolicité $\mathbf{a}=0.642 \cdot eV^{-1}$ et $\mathbf{b}=0.697 \cdot eV^{-1}$. L'énergie des minima des sous-bandes de la zone active est fournie par la modélisation de la structure laser (C. Sirtori), en accord avec les mesures de luminescence [fig. 3.3 (a) et (b)] [5, 6, 71].

Sur les figures, la ligne en trait plein représente le niveau fondamental de la sous-bande E_3 abaissé de l'énergie du phonon LO de GaAs ($36,2 meV$). Les cercles sur cette ligne, marquent les solutions correspondantes de l'équation de résonance, respectivement pour LCQ-11 [fig.4.9(b)] et LCQ-9 [fig.4.10(b)]. Les lignes verticales comparent directement les champs de résonance calculés aux champs mesurés en transport et en optique. On note le phonon LO du GaAs fixe à lui seul la position de presque toutes les résonances de l'intensité de l'émission laser sur les figures 4.9(a) and 4.10(a).

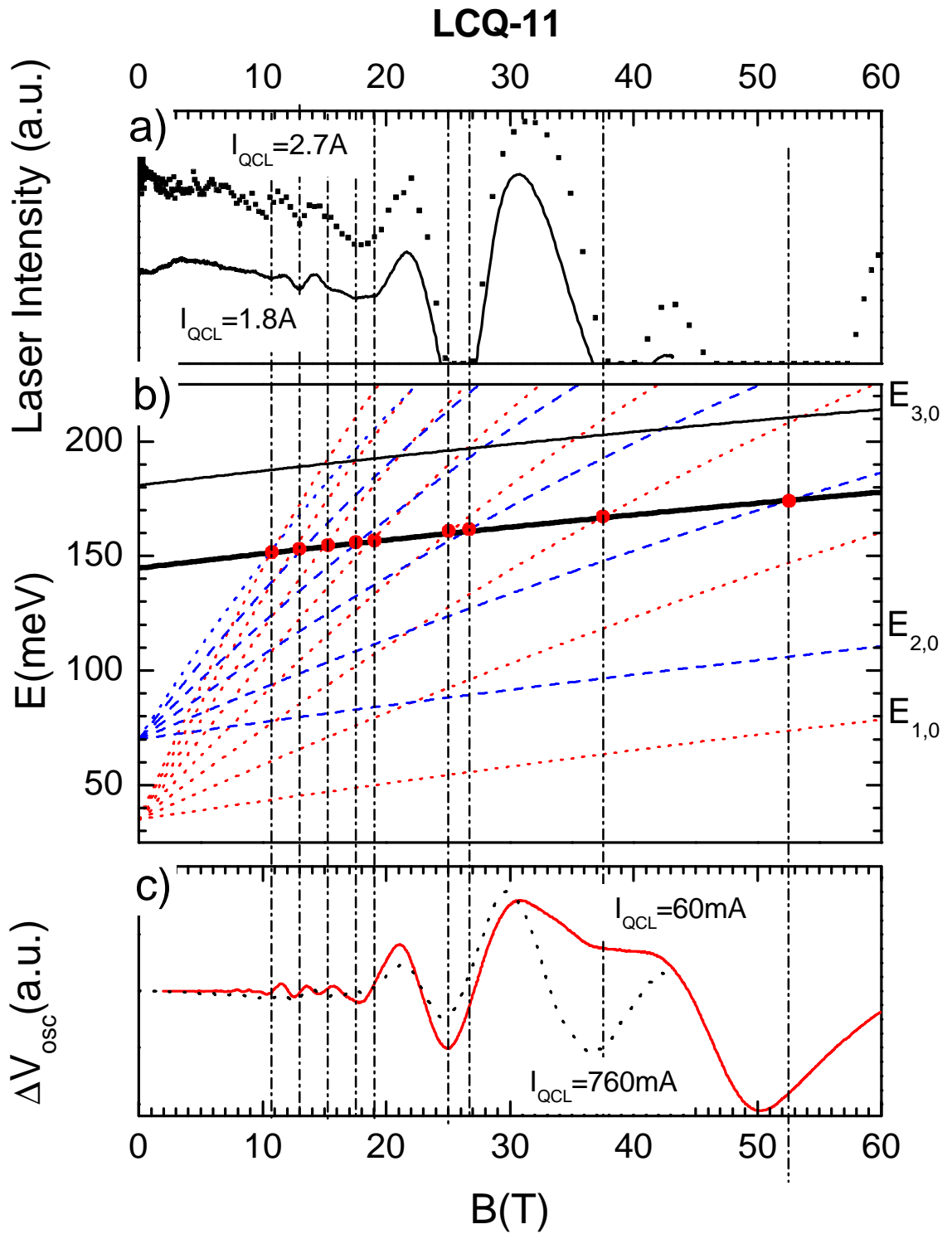


Fig.4.9. a) Intensité du laser LCQ-11 en fonction du champ magnétique pour deux valeurs constantes du courant. la mesure est réalisée avec le détecteur BIB Si:B. b) Energies de Landau des sous-bandes E_1 et E_2 calculées par le modèle d'Ekenberg. La ligne épaisse représente le niveau fondamental de la sous-bande E_3 abaissé de l'énergie d'un phonon LO ($E_{3,0} - \hbar\omega_{LO}$). Les cercles sur cette ligne donnent les solutions graphiques de l'équation de résonance inter sous-bandes (3.3) c) Composante oscillatoire de la tension aux bornes de la structure LCQ-11 pour les valeurs de courant de 60 mA et 760mA.

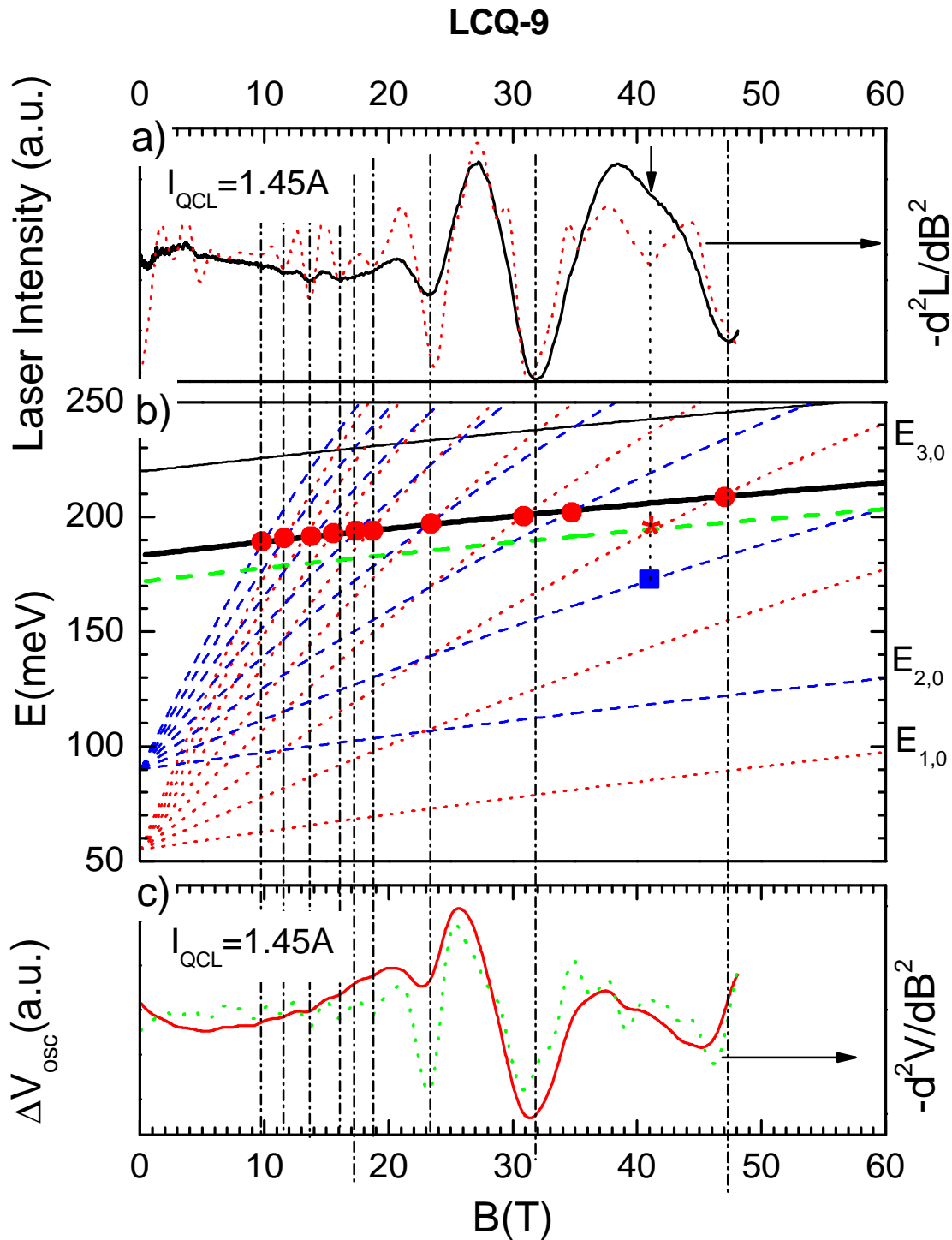


Fig.4.10. a) Intensité du laser LCQ-9 en fonction du champ magnétique alimenté par un courant constant de 1,45A.. La courbe en pointillé représente la dérivée seconde par rapport au champ. La flèche verticale suggère une transition de résonance avec un phonon de AlAs (étoile) ou à deux phonons LO de GaAs (carré). b) Energies de Landau des sous-bandes E_1 et E_2 calculées par le modèle d'Ekenberg. La ligne épaisse représente le niveau fondamental de la sous-bande E_3 abaissé de l'énergie d'un phonon LO ($E_{3,0} - \hbar\omega_{LO}$). Les cercles sur cette ligne donnent les solutions graphiques de l'équation de résonance inter sous-bandes (3.3) c) Composante oscillatoire de la tension aux bornes de la structure LCQ-9 pour les valeurs de courant de 1,45 A. La courbe pointillée est la dérivée seconde de la tension.

Une exception cependant sur la figure 4.10(a) où l'on trouve un pic au champ de $41 T$ échappant aux séries. Il peut s'incorporer à des séries engendrés par un phonon LO de AlAs ($\sim 48 meV$, Ref. 79) et deux phonons LO de GaAs ($\sim 72,4 meV$).

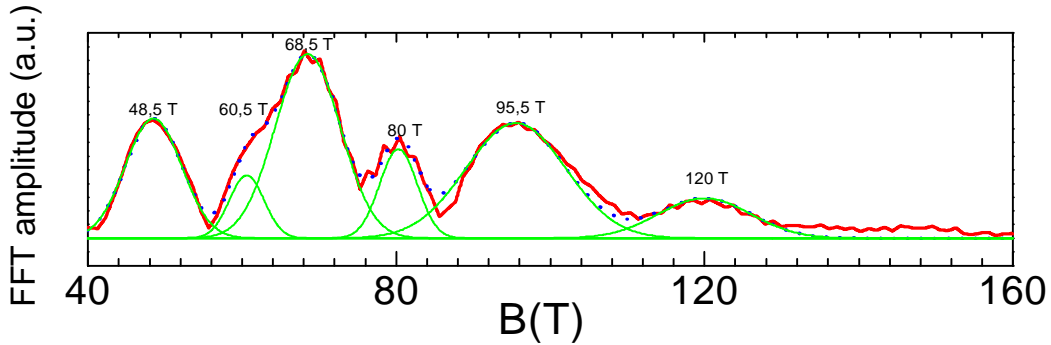


Fig. 4.11. Spectre de Fourier des oscillations en $1/B$ de l'intensité de la structure LCQ-9 alimenté en courant $1,25A$ à la température de $6K$. Les courbes gaussiennes en trait plein représentent le meilleur ajustement trouvé pour la déconvolution du spectre.

Comparons les champs fondamentaux calculés aux valeurs mesurées à travers les spectres de Fourier des oscillations. Pour la structure LCQ-11, le calcul donne $B_{3-1}=74.5T$ et $B_{3-2}=52.5T$ relatifs aux sous-bandes E_1 et E_2 .

Pour la structure LCQ-9 on trouve $B_{3-1}=97T$ et $B_{3-2}=69T$. On trouve finalement des valeurs en bon accord avec les celles des analyses de Fourier de l'optique et du transport, dans leur marge de précision, (fig.4.8 et §4.2.1)

Analysons maintenant plus en détail les spectres de Fourier de l'intensité du laser LCQ-9 déjà présentés sur la figure 4.4(c). Nous analysons ces spectres sur la figure 4.11 par un une série de gaussiennes ajustées. Nous caractérisons avec une meilleure précision les deux séries LO et la série LA ($68.5T$, $95.5T$ et $120T$) ainsi que deux autres séries dont les fondamentaux sont $60.5T$ et $80T$. Si l'on fait l'hypothèse que ces autres séries sont causés par l'émission d'un phonon LO phonon, on peut évaluer à partir du calcul des niveaux de Landau, l'énergie du phonon mis en jeu. On trouve $47.5 \pm 3 meV$ et $50 \pm 3 meV$. Ces valeurs sont très proches de l'énergie du phonon LO de AlAs.

La spectroscopie des phonons couplés aux électrons dans les systèmes confinés est un résultat indispensable pour comprendre l'interaction électron-phonon dans ces systèmes. Rappelons que dans les gaz d'électrons 2D de GaAs, les mesures répétées de l'effet magnétophonon ordinaire sur la magnétorésistance dans le plan du gaz on produit un phonon d'énergie comprise entre celle des phonons LO (36 meV) et TO (33 meV), pour des séries d'échantillons de concentrations différentes. Très récemment, la théorie interprété ce résultat et montré que dans un confinement 2D, la résonance met en jeu un couplage de type phonon- magnétoplasmon et que c'est un mode d'énergie proche du mode TO qui active la série [41]. Dans nos expériences de résonance inter sous-bandes, la précision de la calibration des phonons s'évalue à ($\pm 3\text{ meV}$). Elle est pour l'instant insuffisante pour distinguer clairement entre les polarisations LO et TO. La situation est identique pour ce qui concerne les modes confinés de phonons. Le couplage de ces modes avec les électrons des puits quantiques demeure toujours imprécis. Les fréquences de ces modes sont bien déterminées par des mesures Raman dans les puits quantiques et superréseaux [80, 81]. Dans GaAs, elles sont proches des phonons du matériau massif, dans un intervalle de $\sim 3\text{ meV}$. Encore une fois, la précision de nos mesures ne permet pas de conclure sur les modes confinés. Toutefois, nous pensons qu'une amélioration de l'expérience est déjà possible en champ pulsé. Par ailleurs, le développement récent de nos mesures en champ continu jusqu'à 45T a commencé aux Etats-unis, à Tallahassee [82]. La spectroscopie magnétophonon intersous-bande a donc ouvert une voie d'étude de la relaxation inter sous-bandes dans les puits quantiques et superréseaux.

4.3.2 Spectroscopie des oscillations de magneto-transport

Bien que l'effet magnétophonon inter sous-bandes se manifeste directement sur l'intensité de l'émission laser, proportionnelle à la durée de vie inter sous-bandes, sa manifestation sur la résistance du LCQ est intéressante à exploiter. Elle ne comporte pas entre autres les zones aveugles de l'extinction du laser et se manifeste dans une très large gamme de courant jusqu'au régime continu d'alimentation. Mieux, elle ne demande pas de réaliser une structure laser et s'accommode d'une simple structure méso. Nous avons vu cependant que le spectres d'oscillations et leurs transformées de Fourier ne sont pas tout à fait identiques. Nous examinons dans ce paragraphe des particularités.

Un examen attentif des champs de résonance du transport sur les figures du transport [fig.4.9(c) et fig.4.10(c)] révèle un déplacement vers la gauche des résonances à fort champs. L'accord serait alors réalisé avec un phonon d'énergie plus faible que le phonon LO du GaAs.

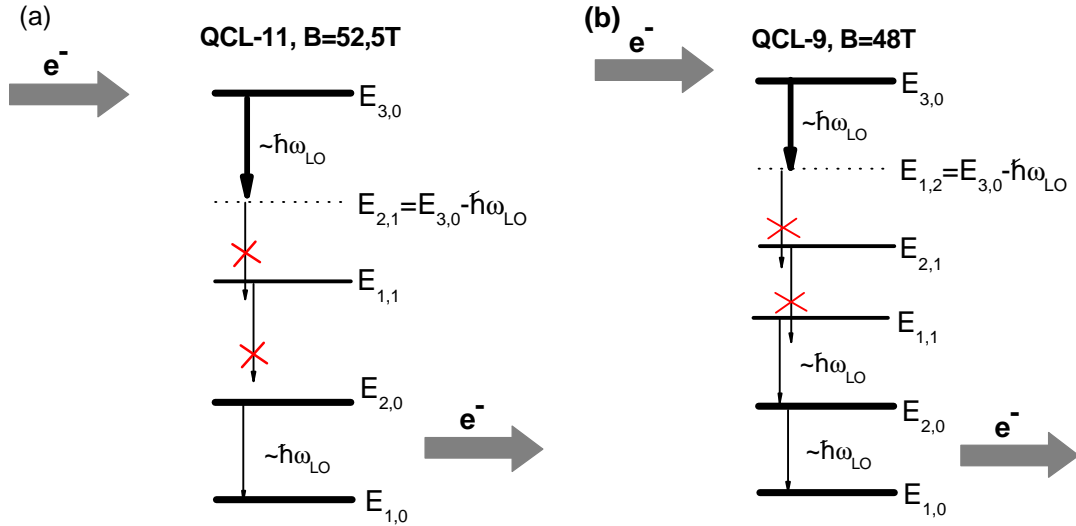


Fig. 4.12. Positions calculées de s énergies de Landau de la zone active dans les structures LCQ-11 et LCQ-9 pour des champs de résonance respectifs avec les niveaux $E_{2,1}$ et $E_{1,2}$. La flèche verticale épaisse indique cette résonance Les transitions vers les niveaux inférieurs son hors résonance de sorte que la charge relaxée n'est pas évacuée rapidement du puits.

Nous proposons une autre explication au déplacement des pics de transport qui prend en compte le mécanisme de transport à travers la double barrière. Considérons les derniers pics de résonance aux champs magnétiques élevés pour lesquels l'effet est le plus marqué. Le courant se trouve limité, comme nous l'avons vu précédemment, par la rapidité du transfert en cascade vers les niveaux fondamentaux des sous-bandes inférieures. La figure 4.12 présente le calcul des échelles de Landau aux champs de résonance de $52,5T$ pour la structure LCQ-11 et de $48T$ pour la structure LCQ-9. Il est clair sur cette figure que, à fort champ magnétique, la cascade de relaxation par émission de phonons LO est interrompue dès lors que la largeur des niveaux de Landau est bien inférieure à leur séparation. Un meilleur compromis pour le transfert est apparemment réalisé à une valeur inférieure du champ magnétique. De ce fait, le minimum de charge stockée dans le puits central, donc de tension aux bornes du laser, est déplacé.

Tout compte fait, le déplacement des pics n'a pas une influence visible sur la fréquence des oscillations. Les valeurs mesurées sont en accord avec celles de l'optique. La précision des spectres n'est pas meilleure et nous n'avons pas identifié de séries supplémentaires sur les spectres de Fourier.

4.3.3 Spectroscopie de l'énergie inter sous-bandes

L'énergie inter sous-bandes de l'émission lumineuse est la somme de l'énergie du phonon émis à la résonance et de l'énergie cyclotron fondamentale donné par le spectre de Fourier des oscillations. Dans une structure où la masse effective est connue ainsi que l'énergie du phonon dominant la relaxation, l'énergie inter sous-bandes de déduit de l'équation de résonance:

$$E_{3,0} - E_{i,0} = \hbar\omega_C + \hbar\omega_{LO} = \frac{B^{LO} e\hbar}{m^*} + \hbar\omega_{LO} \quad (4.4)$$

Une retombée intéressante de notre étude est la détermination non-optique de l'énergie inter sous-bandes à partir de la magnétorésistance dans une structure méssa gravée dans la plaquette épitaxiée après la croissance de la structure.

4.3.4 Amplitudes relatives des séries de phonons

Les spectres de Fourier ont révélé, pour chaque sous-bande, deux séries d'oscillations attribuées à l'émission de phonons de GaAs de modes LO et LA. Il est utile de calculer les amplitudes relatives des séries LO et LA, afin notamment de confirmer la

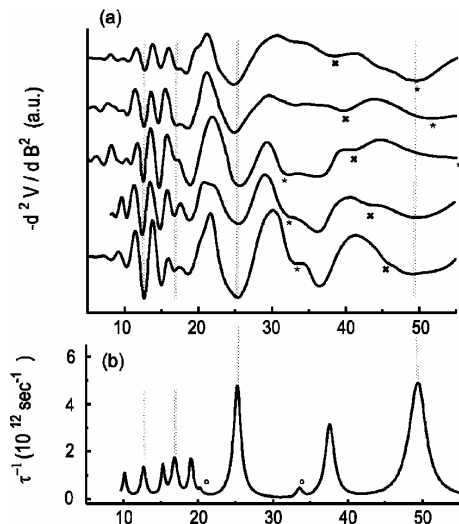


Fig. 4.13. (a) Dérivée seconde de la tension mesurée aux bornes du LCQ-11 alimenté par les courants de 42, 50, 100, 314, et 602 mA (de haut en bas). La température est de 6K. (b) Durée de vie calculée pour la relaxation inter sous-bandes par émission de modes LO et LA de GaAs. . Les deux points noirs indiquent le pics acoustiques isolés.

visibilité de séries LA. Dans ce but, le calcul de la durée de vie gouvernée par les deux processus d'émission de phonons LO et LA a été réalisé en collaboration avec le groupe de T. Chakraborty. La figure 4.13(b) présente le résultat d'un calcul spécifique à la structure LCQ-11 utilisant la règle d'or de Fermi. Il prend en compte le couplage de Frolich avec les phonons LO (formule 1.18), le couplage avec les phonons acoustiques via le potentiel de déformation et le potentiel piézo-électrique (formules 1.18 et 1.19). L'élargissement des niveaux de Landau est fixé par un profil de lorentzienne de largeur arbitrairement fixée à 2 meV. Sur la figure 4.13(b) deux pics de faible amplitude d'origine acoustique sont isolés et distingués par une étoile. Ces pics se retrouvent également avec une faible amplitude sur les courbes dérivée seconde de la magnéto-résistance de la structure [Fig. 4.13(a)].

4.4 Conclusion ponctuelle

Nous montrons dans ce chapitre que la *résonance magnétophonon inter sous-bandes* (RMPI) engendre des oscillations géantes de l'intensité de l'émission laser des LCQ-9 et LCQ-11. La quantification de Landau transforme les canaux de relaxation nonradiative. Ainsi, la population du niveau de Landau supérieur, collectant les porteurs injectés par effet tunnel, est successivement minimale aux champs magnétiques pour lesquels la transition inter sous-bandes est résonnante pour l'émission d'un phonon LO ou LA. A ces valeurs de champ, le gain et l'intensité du laser sont abaissés et, son courant seuil augmente. Entre ces valeurs de champ, le comportement est symétrique. L'augmentation de l'intensité du laser est une manifestation spectaculaire de l'effet de blocage de l'émission de phonons (« *phonon bottleneck* »).

Les spectres de Fourier des oscillations procurent une spectroscopie des modes de phonons actifs pour la relaxation. Le phonon LO de GaAs domine, une contribution quasi-élastique de mode LA est observée. Par ailleurs, l'évidence d'un mode LO de AlAs est acquise dans la structure LCQ-9 qui contient davantage d'aluminium dans ses barrières, 45% contre 33% dans la structure LCQ-11. Cependant, la précision actuelle de cette nouvelle spectroscopie n'a pas permis la mise en évidence de modes de phonons confinés aux interfaces des puits quantiques.

**DUREE DE VIE INTER SOUS-
BANDES EN FONCTION DU
CHAMP MAGNETIQUE**

5 Durée de vie inter sous-bandes en fonction du champ magnétique

5.1.1 Le principe de la méthode de mesure

Nous avons vu dans le chapitre précédent sur la résonance magnétophonon que le champ magnétique a un effet direct sur la durée de vie des électrons de la sous-bande E_3 et, en conséquence, sur sa population. Le champ magnétique agit donc sur le gain de la zone active et change de ce fait le seuil de l'émission laser. Nous allons, dans ce chapitre, présenter la mesure du courant seuil du laser en fonction du champ magnétique, puis exploiter ces mesures pour déterminer la variation de la durée de vie en fonction du champ magnétique. Nous partons de l'expression du courant seuil établie au paragraphe 1.3.2 :

$$I_{th}(B) \sim \frac{\mathbf{a}(B)}{\mathbf{t}_3(B) \cdot \mathbf{h}(B)} \quad (5.1)$$

Dans cette expression, \mathbf{a} représente les pertes de la cavité Pérot Fabry, \mathbf{h} l'efficacité d'injection et \mathbf{t}_3 , la durée de vie.

Nous proposons une méthode simple pour obtenir le courant seuil du LCQ continûment en fonction du champ magnétique à partir d'une courbe lumière-champ magnétique. Elle est basée sur l'analyse de la pente des courbes lumière-courant à champ magnétique constant. Rappelons l'expression établie au § 1.3.2 pour la pente de la courbe lumière-courant.

$$\frac{\partial L}{\partial I}(B) \sim \frac{\mathbf{h}(B)}{\mathbf{a}(B)} \quad (5.2)$$

Nous mettons en évidence dans le laser LCQ-11 une pente constante. De la découle une dérivation simple du temps de vie $\mathbf{t}_3(B)$, simplement proportionnel à $I_{th}(B)$. Par ailleurs, le courant seuil $I_{th}(B)$ est calculé simplement, comme nous verrons dans la suite à partir des courbes lumière-champ.

5.1.2 Courbes lumière-courant du LCQ sous champ magnétique

La figure 5.1 présente des courbes lumière-courant du laser LCQ-11 aux températures de 6 et 80K pour deux valeurs du champ magnétique. Les courbes sont mesurées à 0 et à 30T, valeur pour laquelle l'émission du laser est maximale. Les courbes mesurées à 30T sont définies par des valeurs discrètes extraites des faisceaux de courbes lumière-champ magnétique à courant des figures 4.2 – 4.5. Les courbes à champ nul sont plus précises car elles sont mesurées continûment par un balayage du courant (§2.2.3). Nous observons pour chaque température que les pentes des courbes lumière-courant ne varient pas avec le champ magnétique. Nous avons construit ces courbes pour de nombreuses valeurs du champ magnétique et trouvé aux températures de 6 et 80K une pente constante avec le champ magnétique dans une marge de 10% qui correspond à la précision de calibration des mesures de l'intensité lumineuse.

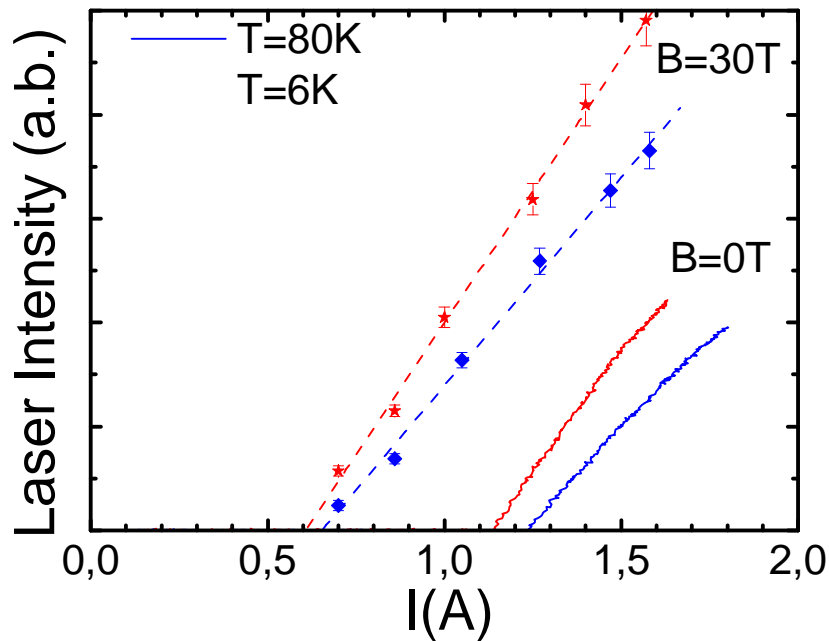


Fig. 5.1. Courbes lumière-courant du laser LCQ-11 aux températures de 6 et 80K mesurées respectivement à champ nul (trait plein) et à 30T (trait pointillé). Les courbes à 30T sont construites à partir des faisceaux de courbes lumière-champ magnétique à courant constant des fig. 4.2-4.5.

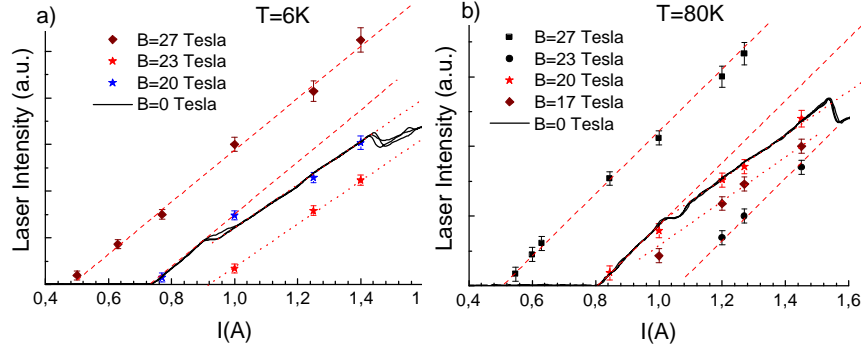


Fig. 5.2. Courbes lumière-courant du Laser LCQ-9 aux températures de 6K (courbe a) et 80K (courbe b). Les courbes en trait plein correspondent au champ $B=0$. les courbes en trait pointillé guident l'œil pour monter la pente de la courbe aux valeurs de champ indiquées sur la figure.

Le comportement de la structure LCQ-9 est différent comme le montre les figures 5.2(a) and 5.2(b). Nous avons déjà présenté et analysé la courbe en champ nul de ce laser. Nous avons relevé les instabilités de l'émission qui présente une rupture de pente. Nous observons une situation plus complexe sous l'action du champ magnétique. On note que les pentes demeurent parallèles à l'une ou l'autre des pentes à champ nul suivant la valeur choisie du champ magnétique pour tracer la courbe. Par la suite, nous n'exploiterons que les résultats concentrons notre analyse sur la structure LCQ-11.

5.1.3 Détermination de la durée de vie en fonction du champ magnétique

Dans la structure LCQ-11, les courbes lumière-courant $L_I(B)$ en fonction I sont des droites parallèles de pente commune K_0 à toutes les valeurs de champ magnétique B . L'abscisse à l'origine de ces droites représente le courant seuil $I_{th}(B)$. Ce courant s'exprime par la relation :

$$I_{th}(B) = I - L_I(B) / K_0 \quad (5.3)$$

La durée de vie peut finalement se calculer en fonction du champ magnétique par la relation :

$$\frac{t_3(B)}{t_3(0)} = \frac{I_{th}(0)}{I_{th}(B)} = \frac{I_{th}(0)}{I - L_I(B) / K_0} \quad (5.4)$$

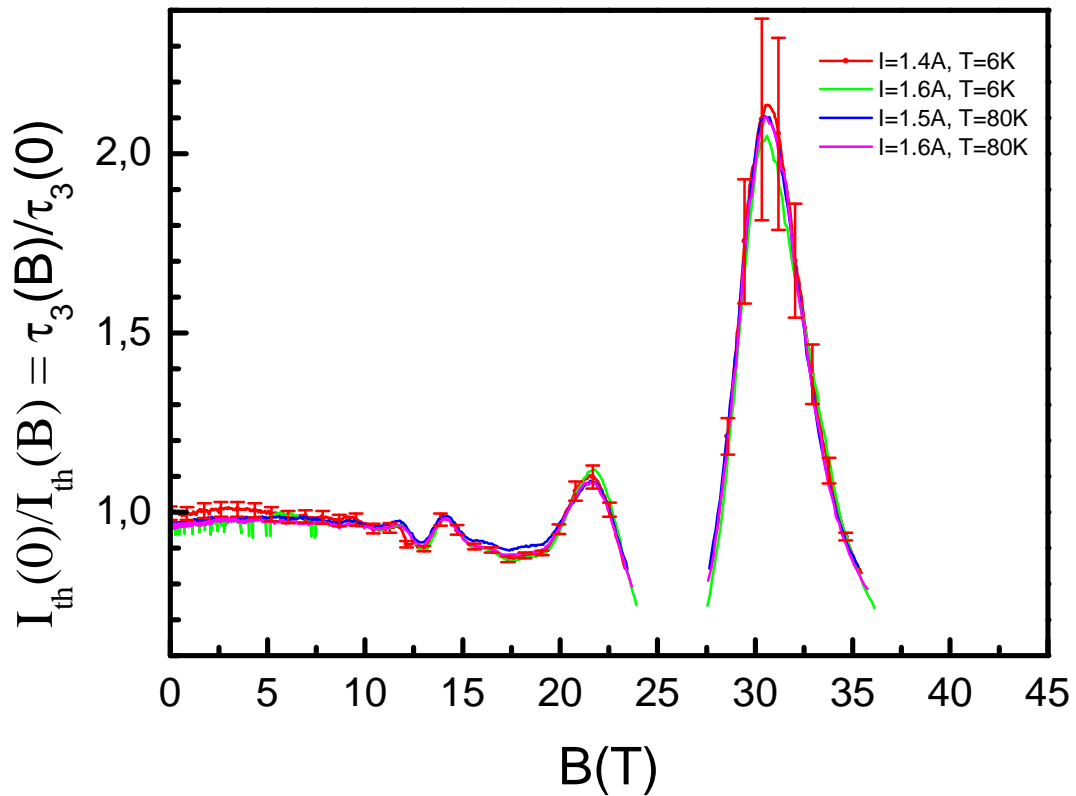


Fig.5.3. Variation de l'inverse du courant seuil en fonction du champ magnétique. Le courant seuil est obtenu à partir du faisceau lumière-champ à courant constant. Les valeurs des courants et des températures sont indiquées sur la figure.

La figure 5.3 montre les résultats du calcul de la durée de vie pour un ensemble de courbes $L_r(B)$ issues du faisceau présenté sur des figures 4.2(a) et 4.3(a). La barre d'erreur sur la figure traduit principalement la précision de la calibration de l'intensité de l'émission. On note un léger désaccord aux forts courants d'injection pour les quels la linéarité de la courbe $L-I$ n'est pas préservée. Il est remarquable et attendu que le résultat $t_3(B)$ ne change pas avec la valeur du courant injecté pour mesurer $L(B)$. Tout aussi remarquable est l'invariance de $t_3(B)$ avec la température de $80T$. Une vérification simple de la méthode est l'accord trouvé avec les valeurs discrètes de courant seuil lues directement sur le faisceau de courbes (courbes insérées de la figure 5.4) aux champs magnétiques d'extinction ou d'allumage du laser.

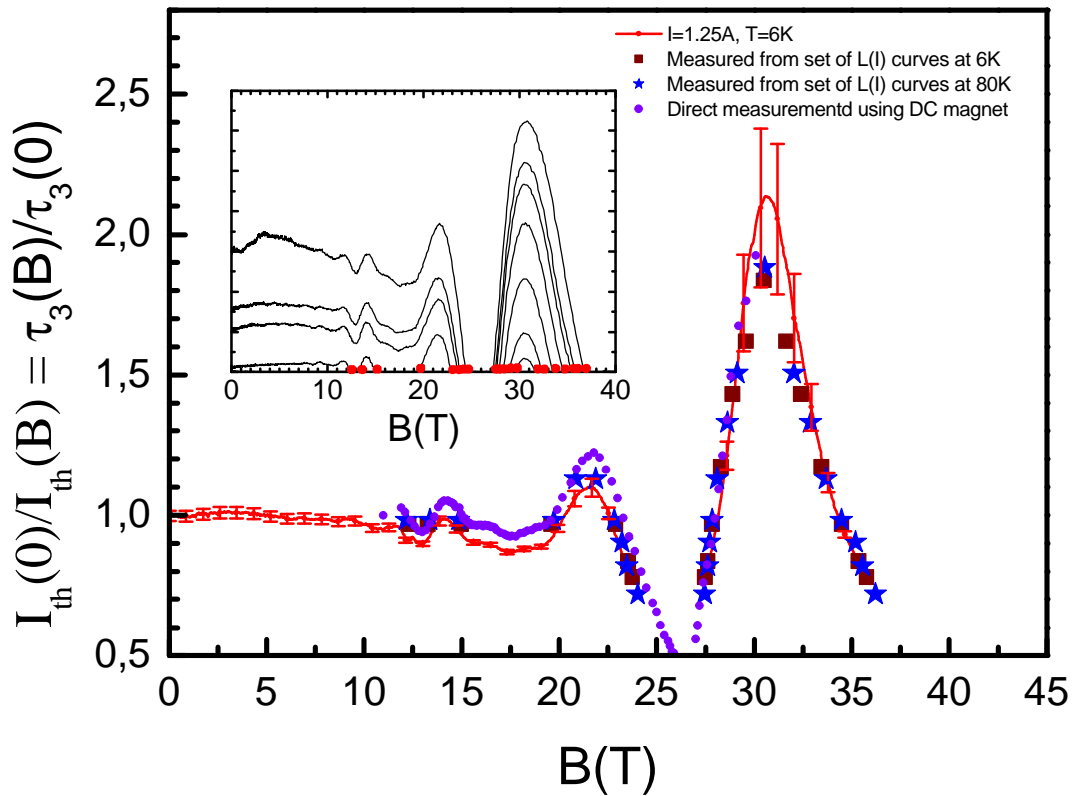


Fig.5.4. . Mesures expérimentales comparées des courants seuils du LCQ-11 en fonction du champ magnétique, obtenus par trois méthodes distinctes. La courbe en points violet est une mesure directe à partir des courbes Lumière-Courant relevées en champ continu au NHML(Tallahassee). Les carrés marron sont des points directement relevés sur les faisceaux de courbes Lumière-Champ mesurées en champ pulsé à 6K (courbe insérée). De même, les étoiles bleues sont relevées sur le faisceau à 80K. La courbe en trait continu est dérivée de la courbe Lumière- Champ mesurée en champ pulsé pour un courant impulsionnel d'amplitude constante égal à 1,4 A, à la température de 6K.

Une vérification encore plus concluante de la méthode a été réalisée en champ continu en collaboration avec le NHMFL à Tallahassee. Elle a consisté à tracer les courbes lumière-courant du laser LCQ-11 dans une vaste plage de valeurs du champ magnétique ainsi que les courbes lumière-champ à courant constant. La précision est bien meilleure mais nos résultats sont tous confirmés comme la montre la figure 5.4. Cette figure compare en effet nos résultats obtenus par les courbes lumière-champ avec les mesures directes en champ continu.

5.1.4 Comparaison de la durée de vie aux modèles proposés

Nous confrontons nos résultats expérimentaux de durée de vie inter sous-bandes à deux types de modèles du couplage électron-phonon. L'un est représentatif d'un couplage faible traité par la règle d'or de Fermi et l'autre d'un couplage fort donnant des états polarons.

Formalisme de la règle d'or de Fermi

Dans le cadre de notre coopération avec l'équipe de C. Sirtori à Thales, A. Vasanelli a calculé numériquement la variation de la durée de vie en fonction du champ magnétique. En particulier, le modèle prend en compte le désordre d'interface résultant de fluctuations locales d'épaisseur des puits quantiques. Ce type de désordre contribue

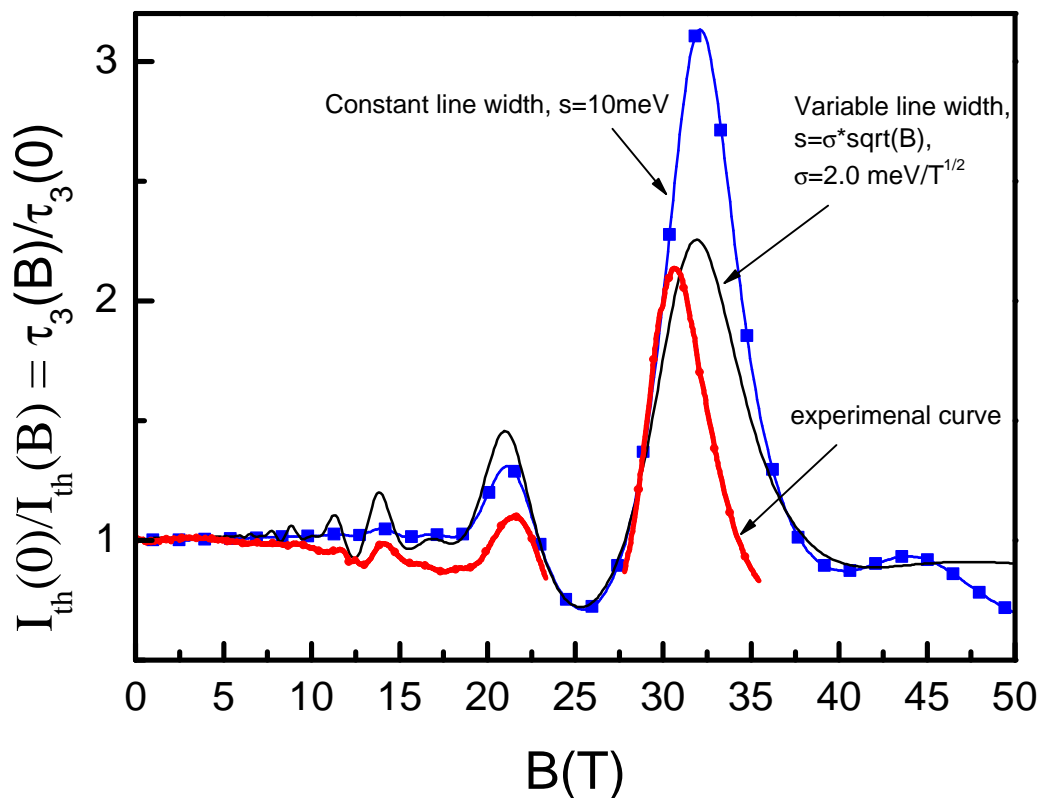


Fig.5.5. Variation relative de la durée de vie inter sous-bandes en fonction du champ magnétique. La courbe expérimentale en rouge est issue de la mesure Lumière-Champ pour $I=1.4A$. Elle est comparée à deux courbes calculées, l'une avec une largeur Gaussienne des niveaux de Landau égale à $10meV$, l'autre avec une largeur gaussienne en $B^{1/2}$ égale à $2 meV/ T^{1/2}$. La désaccord en position à fort champ magnétique est dû à une correction non- optimisée de la nonparabolicité.

à un élargissement inhomogène des niveaux de Landau représentés par un profil Gaussien. La durée de vie a été calculée par la règle d'or avec les fonctions d'ondes spécifiques de la structure QCL-11. La largeur Gaussienne des niveaux est ajustée pour reproduire nos courbes. Ce travail, bien que préliminaire, donne des résultats instructifs. La figure 5.5 présente la variation relative de la durée de vie inter sous-bandes de la structure QCL-11 en fonction du champ magnétique. La courbe expérimentale en rouge est issue de la mesure Lumière-Champ pour $I=1.4A$. Les deux autres courbes sont calculées, l'une avec une largeur Gaussienne des niveaux de Landau égale à $10meV$, l'autre avec une largeur gaussienne en $B^{1/2}$ égale à $2 meV/ T^{1/2}$. Le choix d'une largeur variable $s\sqrt{B}$ [27] est dérivé d'une expression proposée par Ando et Uemura pour représenter l'effet de collisions avec des diffuseurs de potentiel à courte portée. Ce modèle a expliqué le comportement de l'aimantation d'un gaz 2D de forte mobilité avec une valeur de $s \sim 1meV/T^{1/2}$ [28]. Le meilleur ajustement est trouvé dans notre cas pour une valeur $s \sim 2 meV/T^{1/2}$. Cela donne une largeur de niveau égale à $22 meV$ au champ de 30T. Cette valeur est environ le double de la largeur de la raie de luminescence en champ magnétique nul.

L'hypothèse d'une largeur de niveaux variable n'est pas prise en compte dans l'expression utilisé pour évaluer la variation de la dure de vie [eq. (5.4)].

Modèle de magneto-polarons

Encore aujourd'hui, la validité de la règle d'or de Fermi n'est pas démontrée pour calculer la durée de vie des électrons dans des systèmes de puits quantiques sous champ magnétique intense. Le spectre d'énergie complètement discret des niveaux peut produire des états cohérents d'électrons et de phonons dénommés polarons (§1.1). Ce type d'états a été clairement mis en évidence dans des boites quantiques [11, 29]. Récemment, les travaux théoriques de C Becker *et al* (Ref.34) évaluent la contribution des états polarons à la variation de la durée de vie avec le champ magnétique autour des résonances. La conclusion qui émerge est que les effets de désordre sont prépondérants dans l'élargissement des niveaux même pour les systèmes élaborés avec l'état de l'art. Il faut attendre d'autres mesures plus directes pour trancher ce problème.

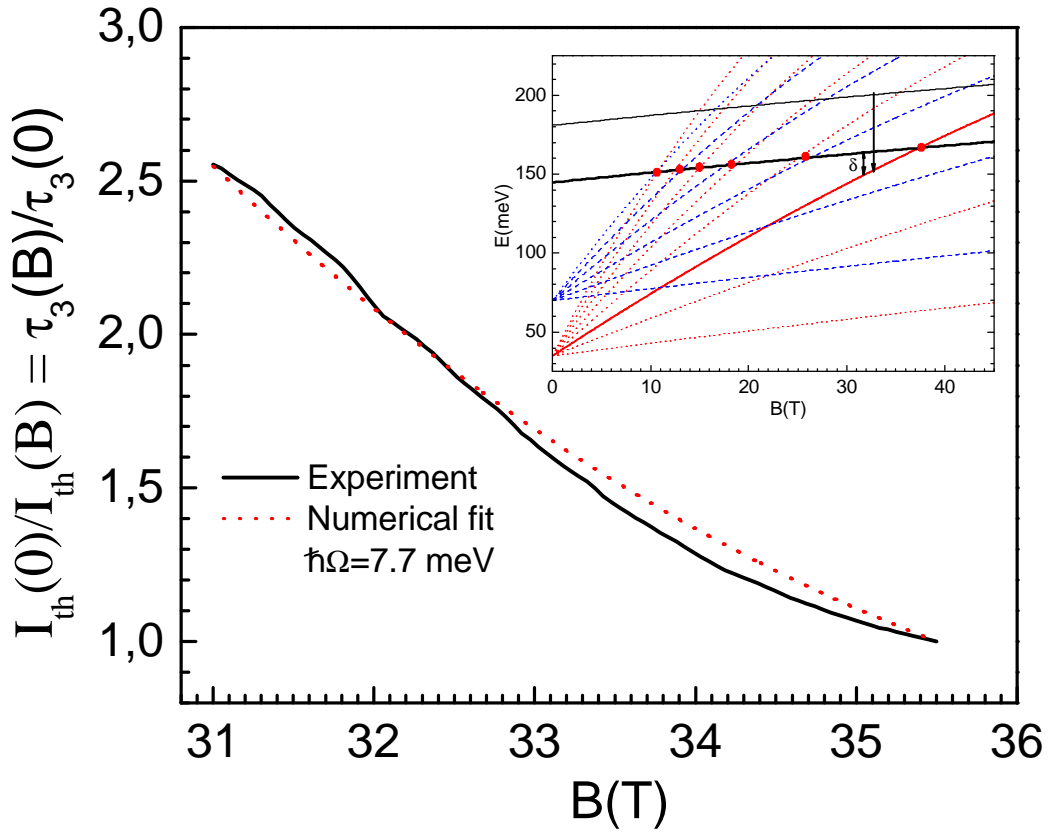


Fig.5.6. Variation de la durée de vie mesurée par l'inverse du courant seuil en fonction du champ magnétique. La courbe en pointillé représente le résultat d'un calcul simplifié basé de durée de vie d'un état polaron

Cela dit, il n'est pas inutile de confronter nos résultats avec un modèle simplifié d'états polaron.

Nous envisageons la comparaison dans un intervalle limité de champ magnétique dans un intervalle limité de champ magnétique entre les champs de résonances. La figure 5.6 montre dans la partie insérée la disposition des niveaux de Landau dans cet intervalle. Il apparaît que la relaxation met principalement en jeu le seul niveau de Landau $E_{1,2}$. Dans cet intervalle, le modèle à deux niveaux présenté à §1.1 est raisonnable pour évaluer la durée de vie en fonction du désaccord énergétique d par rapport à la résonance. Les équations (1.23) et (1.24) permettent d'exprimer la valeur normalisée de la durée de vie à un champ B à celle d'un champ B_0 . On obtient :

$$\frac{t_{LO}(B)}{t_{LO}(B_0)} = \frac{p_{LO}(B_0)}{p_{LO}(B)} = \frac{\Omega^2 + \left(\frac{d(B)}{2} + \sqrt{\frac{d(B)^2}{4} + \Omega^2} \right)}{\Omega^2 + \left(\frac{d(B_0)}{2} + \sqrt{\frac{d(B_0)^2}{4} + \Omega^2} \right)} \quad (5.5)$$

B_0 est le champ de référence (ici $B_0=35,5T$)

La figure 5.6 montre le résultat obtenu avec le meilleur ajustement du paramètre d'anticroisement hO de l'expression (5.5). On trouve $hO \sim 7.7 \text{ meV}$. Cette valeur est trois fois supérieure à la valeur de Becker et al. (Ref. 34) et environ deux fois plus élevée que les résultats expérimentaux disponibles. Ce désaccord n'est cependant pas concluant au vu de la simplicité du modèle et du domaine limité de champ exploré. Pour aller plus loin, nous collaborons à des expériences de spectroscopie de Fourier en champ magnétique élevé à Tallahassee pour mesurer directement l'anticroisement des niveaux.

5.1.5 Conclusion ponctuelle

Dans ce chapitre nous avons proposé une méthode simple pour obtenir la durée de vie inter sous-bandes en fonction du champ magnétique, à partir d'une courbe lumière-champ. La méthode suppose que la courbe lumière-courant est linéaire et indépendante du champ magnétique, ce qui est bien vérifié dans la structure LCQ-11.

Nous avons confronté nos résultats expérimentaux de durée de vie inter sous-bandes d'abord à un modèle récent de couplage faible, dans lequel le profil oscillatoire est gouverné par l'élargissement inhomogène des niveaux de Landau. Nous avons ensuite comparé notre résultat à un modèle simplifié d'états polarons à deux niveaux. Nous ne donnons pas encore de conclusion pour ces résultats préliminaires. Pour la suite, nous avons engagé une collaboration avec le NHMFL pour une mesure spectroscopique de l'énergie d'anticroisement à partir de la mesure de la fréquence du laser en fonction du champ magnétique.

CONCLUSION

Conclusion générale

Dans ce travail, nous tirons profit des structures laser à Cascade quantique pour étudier le comportement de la durée de vie inter sous-bandes dans un puits quantique soumis à un champ magnétique parallèle à l'axe de confinement. La problématique est centrée sur le blocage de la relaxation de l'énergie des électrons par émission de phonons LO, lorsque le champ magnétique confine progressivement les électrons 2-D dans des états 0-D. Cet effet de blocage (*phonon bottleneck*) causé par le champ magnétique n'avait pas été observé dans des systèmes unipolaires.

Nous avons mesuré l'intensité émise par des structures *GaAs/AlGaAs*, aux longueurs d'onde de $\sim 9\mu\text{m}$ et $\sim 11\mu\text{m}$, lorsque les structures sont soumises à un champ magnétique pulsé jusqu'à $60T$. Nous avons mis en évidence des oscillations quantiques périodiques en $1/B$, causées par l'émission résonante de phonons LO par les électrons injectés dans les états excités du couple de niveaux de la transition laser. Nous avons baptisé cet effet : « *résonance magnétophonon inter sous-bandes* ». Les oscillations ont été également mises en évidence sur la magnétoresistance de la structure. Il est remarquable de trouver les oscillations de magnétoresistance même en régime d'alimentation du laser en courant continu. Dans ce cas, elles procurent une méthode simple, non optique, de spectroscopie des sous-bandes.

L'analyse détaillée du spectre des oscillations par transformée de Fourier produit une spectroscopie nouvelle des modes de phonons qui interviennent dans la relaxation inter sous-bandes des électrons du « puits quantique ». Nous montrons, par exemple, que dans une structure dont la concentration en aluminium dans les barrières du puits est importante, 45%, le mode de phonon de type *AlAs* joue un rôle dans la relaxation inter sous-bandes. Par contre, nous n'avons pu mettre en évidence l'intervention de modes de phonons confinés, probablement à cause de la résolution limitée de cette première expérience de spectroscopie.

Nous avons proposé dans ce travail une méthode pour déduire la variation de la durée de vie inter sous-bandes en fonction, à partir de l'intensité du laser en fonction du champ magnétique alimenté par un courant d'amplitude constante. Nous avons, à la fin,

comparé le comportement de cette durée de vie avec deux modèles théoriques proposés récemment, l'un basé sur le traitement perturbatif à l'aide de la règle d'or de Fermi, l'autre, sur le traitement en régime de couplage fort des électrons et des phonons. L'amortissement des oscillations est, dans le premier traitement, causé principalement par l'élargissement inhomogène des niveaux de Landau par le désordre d'interface. Dans le second, l'amortissement est réglé par la variation de la durée de vie du magnéto-polaron. En conclusion, l'adéquation exclusive de l'un des modèles ne s'est pas imposée. Notre stratégie est de prouver d'abord la robustesse du magnéto-polaron en déterminant le clivage d'anticroisement par une mesure de la variation de la fréquence du laser en fonction du champ magnétique. L'expérience se fera en champ continu, en collaboration au NHMFL (Thalassée).

Il faut ajouter, par ailleurs, que nous n'avons pour l'instant mesuré que les structures disponibles à Thales. Nous attendons de bénéficier de structures dédiées, mieux conçues pour exploiter la Résonance Magnétophonon inter sous-bandes. Nul doute, alors, que la structure à Cascade quantique en champ magnétique fournira un outil puissant de spectroscopie inter sous-bandes, de spectroscopie de phonons et de diagnostic des interactions dans le gaz d'électrons de la zone active.

Enfin, une part importante de notre travail a été consacrée à la conception et à la réalisation intégrale de l'instrumentation utilisée. Nous avons mis en route une chaîne de mesures de l'électroluminescence dans le moyen infra-rouge en régime d'impulsions brèves. Nous avons également contribué à l'installation sécurisée des nouveaux postes de mesures du LNCMP.

ANNEXE A

Annexe A.

The Effect of Strong Magnetic Fields on the Photoresponse of Si:B Structures with Blocked Conductivity in the Impurity Band

O. Drachenko¹, V. V. Rylkov^{1,2}, B. A. Aronzon², and J. Leotin¹

¹*LPMC and SNCMP, Complexe Scientifique de Rangueil INSA, 31432 Toulouse, France*

²*Russian Research Center, Kurchatov Institute, Moscow, 123182 Russia*

(Publication en préparation pour Journal of Applied Physics)

Abstract

Silicon blocked impurity band (BIB) detectors are epitaxial structures very sensitive in a wide infrared spectral range, for example from 4 to 40 μ m wavelength when doped with boron impurities. They are presently used as matrix of infrared sensors in spaceborne telescopes [83, 84]. On the other hand, BIB structures turns out to be poorly sensitive to magnetic fields applied along the current direction, perpendicular to the epitaxial layers. This immunity enables to use BIB detector in much higher magnetic fields than usually possible with conventional photoconductors. Recently, cyclotron resonance absorption was measured in high magnetic fields by a BIB structure located in the vicinity of the magnet coil. It becomes valuable, for future applications, to measure the BIB photoresponse in high magnetic fields and understand the photo current transport mechanisms. [85]. In this paper we present systematic study of photoresponse of BIB structures under high magnetic field up to 40T.

ANNEXE B

Annexe B:

Compact cyclotron resonance spectrometer

O. Drachenko, D. Smirnov, J. Leotin, V. Rylkov*

LNCMP, 143 Avenue de Rangueil, 31432 Toulouse, France

(Présenté à la conférence IRMMW, 2003, Matsue, Japon,)

Spectrometer design

Terahertz spectroscopy remains underdeveloped due to the lack of compact, low consumption, solid-state sources, and sometimes the shortage of fast and sensitive detectors. We propose a compact spectrometer including a LCQ source placed nearby the sample in the magnet. In the present system, the transmitted radiation across a sample placed in the bore of a 60T pulsed magnet [86] is measured either outside or inside the

sample cryostat. In the former case, the detector is an MCT detector at 77K, sensitive in the range 25 – 50 THz [70]. In the later, a Si:B BIB detector, very sensitive in the range 10 – 50 THz and working at temperatures below 8K. This detector could also be placed nearby the sample in the same liquid helium cryostat. This configuration is shown in figure 1.

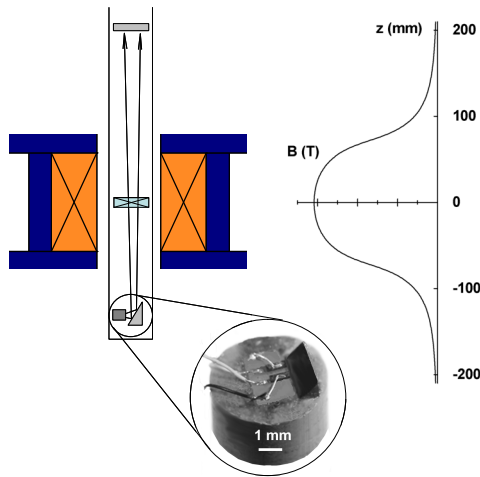


Figure 1. Compact spectrometer including a GaAs/GaAlAs LCQ source emitting at $11.4 \mu\text{m}$ and a Si:B BIB photoconductor placed 20 cm above the sample at liquid helium temperatures. Two LCQ devices 1 mm long are mounted on the holder. They emit horizontally onto a mirror which drives the beam vertically upwards. The right panel shows the axial magnetic field distribution for a 60 T coil.

In the chapter 4 we demonstrated the poor sensitivity to high magnetic fields of the LCQ source. We used as a source the LCQ-9 sample described in details in chapter 3 or Ref. 6. Figure 4.5(a) in the chapter 4 shows emission intensity of the LCQ-9 sample placed at 80K in the centre

of the magnet shot at 50T. Up to 20T, the laser intensity is nearly constant. Above, the intensity develops strong oscillations which have been explained in the chapter 4. The good signal to noise obtained is partly due to the laser stability from pulse to pulse and also to the long duration of the pulsed magnet, typically 300ms, which encompasses about 2000 light pulses during the magnet shot. We also presented in previous section the poor sensitivity of the Si:B BIB to high magnetic fields by measuring the detector responsivity when placed in the centre of the bore magnet and illuminated by high backgrounds photons flux. From these measurements and the vertical magnetic field distribution along the axis, one could evidence the detector remains insensitive to a magnetic shot up to 60T, when it is placed only 20 cm above the sample.

Cyclotron resonance test measurement.

We finally present a crude test measurement of cyclotron resonance in the case when the LCQ source is sitting just 10cm below the centre of the magnet. The sample is n-type InSb doped at $3 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$. The LCQ light crossing the sample is collected by a ZnSe lens and

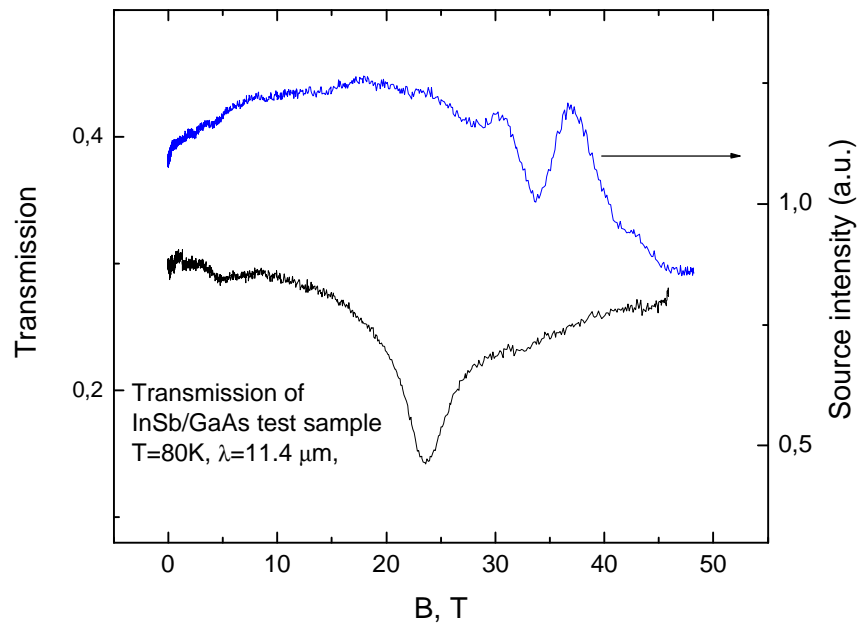


Figure 2. Cyclotron resonance absorption of an InSb sample at 80K. The LCQ source emitting at $11.4 \mu\text{m}$ is placed 10cm below the centre of the bore magnet. The cyclotron absorption peak falls at the same magnetic field as measured in reference [7]. It correspond to the spin resolved transition 0^+ to 1^+ . The upper curve displays the background signal measured without sample.

guided through an evacuated pipe. A mirror directs the beam through a focussing lens to an MCT detector. Figure 2 shows the cyclotron resonance absorption obtained by normalising the laser signal across the sample to the signal without sample. The signal to noise ratio of the line is very good. This result fully agrees with published data for the same wavelength [87]. It is unable to identify the line as the fundamental transition between the spin polarised states 0^+ to 1^+ . The measured cyclotron effective mass m^* is $0.0247 \cdot m_0$, much higher than the band mass $0.014 \cdot m_0$.

The present data are very preliminary results. They will be extended soon in higher magnetic fields range and higher temperatures to evidence the 0^- to 1^- transition. In addition, the LCQ will also have remote position from the magnet centre.

Summary

In summary, the cyclotron resonance results LCQ presented above using a LCQ source is very promising. They suggest that LCQs may be used in numbers of spectrometers instead of the cumbersome molecular gas, optically pumped submillimeter laser. LCQs could also meet a wide range of applications including chemical detection, Astronomy and medical imaging. It is worthwhile pointing they recently became commercially available [88].

ANNEXE C

Annexe C:

List of publications related to this thesis

Articles in international reviewed journals

1. O. Drachenko, D. Smirnov, J. Leotin, V. Rylkov, H. Page and C. Sirtori, “Intersubband lifetime tuning by magnetophonon resonance in GaAs/GaAlAs quantum cascade lasers”, *Physica B*, **346-347**, 498-502 (2004)
2. O. Drachenko, D. Smirnov, J. Leotin, V. Rylkov, H. Page, C. Sirtori, “Energy relaxation of magnetically confined electrons in Quantum Cascade Lasers”, *Physica E*, **20**, 503 (2004)
3. D. Vignolles, D. Smirnov, G. Rikken, B. Raquet, H. Rakoto, C. Proust, M. Nardone, J. Léotin, F. Lecouturier, M. Goiran, O. Drachenko, J. M. Broto, L. Brossard, A. Audouard., “Low Temperature Physics at the Laboratoire National des Champs Magnétiques Pulsés in Toulouse”, *Journal of Low Temperature Physics*, Vol. **133**, Nos.1/2, (2003)
4. O. Drachenko, Cyril Becker, V. V. Rylkov, Hideaki Page, D. V. Smirnov, Jean Leotin, and Carlo Sirtori, “Observation of phonon bottleneck in quantum box cascade lasers”, *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.* 5023, 347 (2002)
5. D. Smirnov, O. Drachenko, J. Leotin, H. Page, C. Becker, C. Sirtori, V. Apalkov, T. Chakraborty, “ Intersubband magnetophonon resonances in quantum cascade structures ”, *Physical Review B* **66**, 125317, (2002)
6. D. Smirnov, C. Becker, O. Drachenko, V. Rylkov, J. Leotin, H. Page, C. Sirtori, “Control of Electron Optical-Phonon Scattering Rates in Quantum Box Cascade Lasers”, *Physical Review B* **66**, 121305(R) , (2002)
7. C. Becker, C. Sirtori, O. Drachenko, V. Rylkov, D. Smirnov, J. Leotin, “GaAs quantum box cascade lasers”, *Applied Physics Letters* **81**, 2941, (2002)
8. D.V. Smirnov, J. Léotin, O. Drachenko, J. Galibert, H. Page, C. Sirtori, “GaAs quantum cascade lasers spectroscopy by tunnelling magnetotransport”, *Physica B* **298** 348 (2001)
9. O. Drachenko, D. Smirnov, J. Leotin, V. Rylkov, “Terahertz Cyclotron Resonance Spectrometer Using Quantum Cascade Lasers”, submitted for publication in *IEEE*.

International proceedings, fully published

10. J. Leotin, O. Drachenko, V.V. Rylkov, D.Yu. Kovalev, B.A. Aronzon, C. Morin, J. Regolini, “Far Infrared Photovoltage Effect in a Blocked Impurity Band Photodetector” , in Proceedings FAR-IR, SUB-MM & MM DETECTOR TECHNOLOGY WORKSHOP, Wolf J., Farhoomand J. and McCreight C.R. (eds.), NASA/CP-211408, 2002
11. Intersubband magnetophonon resonances in quantum cascade structures, Physical Phenomena at High Magnetic Fields - IV Conference, Santa Fe, USA (2001). D. Smirnov, O. Drachenko, J. Leotin, H. Page, C. Becker, C. Sirtori, V. Apalkov, T. Chakraborty
12. Observation of phonon bottleneck in quantum box cascade lasers, O. Drachenko, C. Becker, V. Rylkov, H. Page, D. Smirnov, J. Leotin and C. Sirtori, 10th international symposium Nanostructures: Physics and technologies, 17–21, June 2002, St Petersburg, Russia

Other meetings

13. O. Drachenko, D. Smirnov , J. Leotin, H. Page, C. Sirtori, “Magnetopolarons in GaAs Quantum Cascade Lasers”, 7th international conference on Intersubband Transition in Quantum Well (ITQW’2003), September, 1-5, 2003, Evolène, Switzerland
14. O. Drachenko, C. Becker, D. Smirnov, H. Page, V. Rylkov, C. Sirtori, J. Leotin, “Intersubband magnetophonon resonance in Quantum Cascade Lasers”, 15th International Conference on High Magnetic Fields in Semiconductor Physics, 5 - 9 August 2002, Clarendon Laboratory, Oxford, UK
15. O. Drachenko, D. Smirnov, J. Leotin, H. Page, C. Becker, C. Sirtori, V. Apalkov, T. Chakraborty, “Magneto-subband resonances in quantum cascade lasers”, Nano-Physics & Bio-Electronics - A new Odyssey, August 6 - 31, 2001, Dresden, Germany
16. D. Smirnov, O. Drachenko, J. Leotin, H. Page, C. Sirtori. “Magneto-subband effect in quantum cascade lasers”, 4th International Conference on Infrared Optoelectronics Materials and Devices, Montpellier, France (2001),

REFERENCES

References

- [1] J. Faist, F. Capasso, D. L. Sivco, C. Sirtori, A. L. Hutchinson, A. Y. Cho, *Science* **264**, 553–6, 1994
- [2] L. Esaki, and R. Tsu, “Superlattice and negative differential conductivity in semiconductors”, *IBM J. Res. Dev.* **14**, 61 (1970)
- [3] R. F. Kazarinov and R. A. Suris, *Soviet Physics – Semiconductors* **5**, 707 1971
- [4] C. Sirtori, P. Kruck, S. Barbieri, P. Collot, J. Nagle, M. Beck, J. Faist, U. Oesterle, *Applied Physics Letters* **73**, 3486-3488 (1998)
- [5] P. Kruck, H. Page, C. Sirtori, S. Barbieri, M. Stellmacher, and J. Nagle, *Appl. Phys. Lett.* **76**, 3340 (2000).
- [6] H. Page, C. Becker, A. Robertson, G. Glastre, V. Ortiz and C. Sirtori, *Applied Physics Letters* **78**, 3529 (2001)
- [7] R. Ferreira and G. Bastard, *Phys. Rev. B* **40**, 1074 (1989)
- [8] U. Bockelmann and G. Bastard, *Phys. Rev. B* **42**, 8947 (1990)
- [9] H. Benisty, C.M. Sotomayor-Torres, and C. Weisbuch, *Phys. Rev. B* **44**, 10 945 (1991)
- [10] J. Urayama, T. B. Norris, J. Singh, and P. Bhattacharya, *Phys. Rev. Lett.* **86**, 4930 (2001)
- [11] S. Sauvage, P. Boucaud, R. P. S. M. Lobo, F. Bras, G. Fishman, R. Prazeres, F. Glotin, J. M. Ortega, J.-M. Gérard, *Phys. Rev. Lett* **88**, 177402-1 (2002)
- [12] «Quantum Mechanics», E. Merzbacher, Wiley, New York, 1961
- [13] S.L.Chuang, «Physics of Optoelectronic Devices », Wiley, New York, 1995

-
- [14] I-H. Tan, G. L. Snider, L.D. Chang, and E.L.Hu, *J. Appl. Phys.* **68** (8), 4071 (1990)
- [15] Gerald Burns, “Solid State Physics”, Academic Press, 1985
- [16] L. D. Landau and E. M. Lifshitz, *Quantum Mechanics: Non Relativistic Theory*, Pergamon, London, 1959.
- [17] U. Ekenberg, *Phys. Rev. B*, **40**, 7714 (1989)
- [18] L.C. West and S.J.Eglash, *Appl. Phys. Lett.* **46**, 1156 (1985)
- [19] M. Helm, P. England, E. Colas, F. DeRosa, and S. J. Allen, Jr., *Phys. Rev. Lett.* **63**, 74 (1989)
- [20] Dai-Sik Kim, Jagdeep Shah, J. E. Cunningham, T. C. Damen, Stefan Schmitt-Rink, Wilfried Schäfer, *Phys. Rev. Lett.* **68**, 2838–2841 (1992)
- [21] S.-C. Lee and I. Galbraith, *Phys. Rev. B* **59**, 15796–15805 (1999)
- [22] D. Y. Oberli, D. R. Wake, M. V. Klein, J. Klem, T. Henderson, and H. Morkoç, *Phys. Rev. Lett.* **59**, 696–699 (1987)
- [23] A. Seilmeier and H.-J. Hübner, G. Abstreiter, G. Weimann and W. Schlapp, *Phys. Rev. Lett.* **59**, 1345–1348 (1987)
- [24] M. C. Tatham and J. F. Ryan, C. T. Foxon, *Phys. Rev. Lett.* **63**, 1637–1640 (1989)
- [25] K.L. Campman, H. Schmidt, A. Imamoglu, and A.C. Gossard, *Appl. Phys. Lett.* **69**, 2554 (1996)
- [26] M.O. Manasreh, F. Szimulowicz, D. W. Fischer, K. R. Evans, and C.E. Stutz, *Appl. Phys. Lett.* **57**, 1790 (1990)
- [27] T. Ando and Y. Uemura, *J. Phys. Soc. Jpn*, **36**, 959 (1974)

-
- [28] J. P. Eisenstein, H.L. Stormer, V. Narayanamurti, A.Y. Cho, A.C. Gossard, and C.W. Tu, *Phys. Rev. Lett.* **55**, 875 (1985)
- [29] S. Hameau, Y. Guldner, O. Verzelen, R. Ferreira, G. Bastard, J. Zeman, A. Lemaître and J. M. Gérard, *Phys. Rev. Lett* **83**, 4152, (1999)
- [30] T. Inoshita and H. Sakaki, *Phys. Rev. B* **56**, R4355 (1997)
- [31] O. Verzelen, G. Bastard, R. Ferreira, *Phys. Rev. B* **66**, 081308(R) (2002)
- [32] O. Verzelen, R. Ferreira, and G. Bastard, *Phys. Rev. Lett* **88**, 146803-1 (2002)
- [33] G. Bastard, R. Ferreira, Y. Gouldner, S. Hameau, O. Verzelen, “Les boîtes quantiques semi-conductrices: des atomes artificiels en couplage fort avec le reseau”, *Images de la Physique 2001-2002*
- [34] C. Becker, A. Vasanelli, C. Sirtori, and G. Bastard, accepted for publication in *Phys. Rev. B*
- [35] V. L. Gurevich, and Yu. A. Firsov, *Zh. Eksp. & Teor. Fiz.* **40**, 199 [*Sov. Phys. – JETP* **13**, 137]
- [36] S. M. Puri, and T. H. Geballe, *Bull. Am. Phys. Soc.* **8**, 309
- [37] S. S. Shalyt, R. V. Parfen’ev and V. M. Muzhdaba, 1964a, *Fiz. Tverd. Tela*, **6**, 647 [*Sov. Phys. – Solid State*, **6**, 508]
- [38] D. C. Tsui, Th. Englert, A. Y. Cho and A. C. Glossard, 1980, *Phys. Rev. Lett*, **44**, 341
- [39] N. Mori, K. Taniguchi, C. Hamaguchi, S. Sasa, and S. Hiyamizu, *J. Phys. C:Solid State Phys.* **21**, 1791-1805 (1988)
- [40] M. A. Brummel, R.J.Nicholas, M. A. Hopkins, J.J. Harris, and C. T. Foxon, *Phys. Rev. Lett.* **58**, 77 (1987)

-
- [41] V. V. Afonin, V.L.Gurevich, and R. Laiho, *Phys. Rev. B* **62**, 15913 (2000)
- [42] P. D. Buckle, J. W. Cockburn, M. S. Skolnick, R. Grey, G. Hill, and M. A. Pate, *Phys. Rev. B* **53**, 13651–13655 (1996)
- [43] R. Tsu and L. Esaki, *Appl.Phys. Lett.* **22**, 562 (1973)
- [44] T. C. L. G. Sollner, W. D. Goodhue, P. E. Tannenwald, C.D. Parker, and D.D. Peck, *Appl. Phys. Lett.* **43**, 588 (1983)
- [45] “Intersubband Transitions in Quantum Wells: physics and device Applications”, *Semiconductors and Semimetals*, **62**, **66**, editors: H.C.Liu and F. Capasso, Academic Press, 2000 [ISBN: 012752171-2]
- [46] Tapash Chakraborty and Vadim M. Apalkov, “Quantum cascade transitions in nanostructures”, *Advances in Physics*, **52**, No. 5, 455–521 (2003)
- [47] Daniel Hofstetter and Jérôme Faist, “High Performance Quantum Cascade Lasers and Their Applications”, in *Solid-State Mid-Infrared Laser Sources*, *Topics Appl. Phys.* **89**, 61-96 (2003).
- [48] Claire Gmachl, Federico Capasso, Deborah L Sivco and Alfred Y Cho, “Recent progress in quantum cascade lasers and applications”, *Rep. Prog. Phys.* **64**, 1533–1601 (2001)
- [49] François Julien, “Lasers infrarouges unipolaires dans les puits quantiques semi-conducteurs”, *Images de la Physique* 1998
- [50] F. Capasso, K. Mohammed, and A. Y. Cho, *IEEE J. Quantum Electron.* **QE-22**, 1853 (1986)
- [51] H.C. Liu, “A novel superlattice infrared source”, *J. Appl. Phys.* **63**, 2856 (1988)

-
- [52] S.I. Borenstain, and J. Katz, "Evaluation of the feasibility of a far infrared laser based on intersubband transitions in GaAs quantum wells", *Appl. Phys. Lett.* **55**, 654 (1989)
- [53] A. A. Andronov, "Proposed optical phonon mediated population inversion and stimulated far-infrared emission in superlattices", 7th Int. Conference on Hot Carriers in Semiconductors, Nara, Japan, *Semicond. Sci. Technol.* **7**, B629 (1992)
- [54] Q. Hu and S. Feng, "Feasibility of far-infrared lasers using multiple semiconductor quantum wells", *Appl. Phys. Lett.* **59** (23), 2923 (1991)
- [55] "Optical Electronics in Modern Communications", Amnon Yariv, Oxford University Press, 1997 [ISBN: 0-19-510626-1]
- [56] "Lectures on Quantum Electronics", Karlov N.V, Nauka, 1983
- [57] "Fundamentals of Semiconductors: Physics and Materials Properties", Peter Y. Yu and Manuel Cardona, Springer-Verlag Berlin Heidelberg 1996
- [58] Jerome Faist, Federico Capasso, Carlo Sirtori, Deborah L. Sivco, James N. Baillargeon, Albert L. Hutchinson, Sung-Nee G. Chu, and Alfred Y. Cho, "High power mid-infrared (1.5 mm) quantum cascade lasers operating above room temperature", *Appl. Phys. Lett.* **68**, 3680 (1996)
- [59] A. Kastalsky, A. L. Efros, *J. Appl. Phys.* **69**, 841-845 (1991)
- [60] A. Blank and S. Feng, *J. Appl. Phys.* **74**, 4795 (1993)
- [61] G. A. Toombs, F. W. Sheard, D. Neilson, L.J. Challis, *Solid State Comm.* **64**, 577 (1987)
- [62] S. Askenazy, C. Fert, J. Marquez, Ph. Bellan, Ph. Wallace, F. Herlach, *Rev. Phys. Appl.* **21** (1986)563.
- [63] <http://www.ni.com>

-
- [64] «Manuel des Circuits Intégrés Analogiques », Texas Instruments Inc., 1974
- [65] <http://www.analog.com>
- [66] S. Pasquier, C. Meny, L. Asadauskas, J. Leotin, B.A. Aronzon, V.V. Rylkov, V. Conedera, N. Fabre, S. Regolini, C. Morin. *J. Appl. Phys.*, **83**, 4222 (1998).
- [67] Annexe A
- [68] <http://www.lakeshore.com/temp/sen/sdts.html>
- [69] see for example datasheet for AD 8067 OP amplifier,
http://www.analog.com/UploadedFiles/Data_Sheets/87342155AD8067_0.pdf
- [70] Kolmar Technologies, Inc., 3 Henry Graf Rd. #9 Newburyport, MA 01950 USA,
<http://www.kolmartech.com/>
- [71] Private communications with C. Becker
- [72] L. Esaki and L.L. Chang, *Phys. Rev. Lett.*, **33**, 495 (1974)
- [73] H. T. Grahn, R. J. Haug, W. Müller, and K. Ploog, *Phys. Rev. Lett.* **67**, 1618 (1991)
- [74] V.N. Murzin, Yu.A. Mityagin, *Physics-Uspekhi*, Vol. **42**, 1999
- [75] V.N. Murzin, Yu.A. Mityagin, *JETP Lett.* **64**, 155 (1996)]
- [76] “Optoelectronique”, Emmanuel Rosencher, Borge Vinter, Dunod, Paris, 2002
- [77] S.P. Najda, S. Takeyama, N. Miura, P. Pfeffer, and W. Zawadzki, *Phys. Rev. B* **40**, 6189 (1989)
- [78] D. Smirnov, O. Drachenko, J. Leotin, H. Page, C. Becker, C. Sirtori, V. Apalkov, T. Chakraborty, “ Intersubband magnetophonon resonances in quantum cascade structures ”, *Physical Review B* **66**, 125317, (2002)

-
- [79] Z. R. Wasilewski, M. M. Dion, D. J. Lockwood, P. Poole R., W. Streater, and A. J. SpringThorpe, *Journal of Applied Physics*, **81**, 1683 (1997)
- [80] Akhilesh K. Arora, E.-K. Suh, A.K.Ramdas, F.A. Chambers, and A.L.Moretti, *Phys. Rev.B*, **36**, 6142 (1997)
- [81] M. Zunke, R. Schorer, G. Abstreiter, W. Klein, G. Weimann, M.P. Chamberlain, *Solid State Commun.* **93**, 847 (1995)
- [82] <http://www.nhmfl.gov>
- [83] J.E. Huffman, A.G. Crouse, B.L. Halleck, T.V. Downes, T.L. Herter. *J. Appl. Phys.*, **72**, 273 (1992).
- [84] D. G. Esaev, S. P. Sinitza. *Semiconductors*, **35**, 459 (2001).
- [85] Annexe B
- [86] O. Portugal, F. Lecouturier, J. Marquez, D. Givord, and S. Askenazy, *Physica B* **294-295**, 579 (2001)
- [87] Miura et al. *Solid Sate Comm.* **18**, 885-886 (1976)
- [88] Number of devices are commercially available from Alpes Lasers (<http://www.alpeslasers.com>)