



HAL
open science

Etude des structures à cascade quantique sous champ magnétique - Application aux lasers THz et aux détecteurs infrarouges

Nicolas Péré-Laperne

► **To cite this version:**

Nicolas Péré-Laperne. Etude des structures à cascade quantique sous champ magnétique - Application aux lasers THz et aux détecteurs infrarouges. Matière Condensée [cond-mat]. Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, 2008. Français. NNT : . tel-00414749

HAL Id: tel-00414749

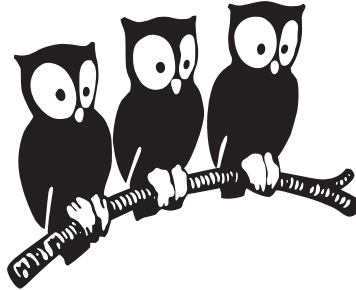
<https://theses.hal.science/tel-00414749>

Submitted on 9 Sep 2009

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.

ÉCOLE NORMALE SUPÉRIEURE
DÉPARTEMENT DE PHYSIQUE



THÈSE DE DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ PARIS VI

Spécialité : Science des Matériaux

présentée par

Nicolas Péré-Laperne

pour obtenir le grade de DOCTEUR de l'UNIVERSITÉ PARIS VI

Sujet de la thèse :

**Etude des structures à cascade quantique sous champ magnétique
Application aux lasers THz et aux détecteurs infrarouges**

Soutenue le 22 septembre 2008 devant le jury composé de :

M. W. Sacks

M. F. Julien (Rapporteur)

M. E. Tournié (Rapporteur)

M. C. Sirtori

M. L.A. de Vaultier

M. Y. Guldner (Directeur de thèse)

Mme M. Razeghi

Sujet : Etude des structures à cascade quantique sous champ magnétique, Application aux lasers THz et aux détecteurs infrarouges.

Thèse réalisée au Laboratoire Pierre Aigrain, Département de Physique de l'Ecole Normale Supérieure.

Résumé :

Le travail de thèse a porté de façon générale sur l'étude des transitions dans les hétérostructures à cascade quantique. Deux types de structures ont été étudiés, le laser émettant dans la gamme des THz et le détecteur moyen infrarouge. Cette étude a été menée en champ magnétique appliqué perpendiculairement ou parallèlement aux couches des hétérostructures. Dans la première configuration, nous avons observé des oscillations de courant dans les deux types de structures associées dans le cas des lasers à des oscillations de puissance lumineuse ainsi que de courant seuil. Ces oscillations sont la signature de différents processus de relaxation élastiques et inélastiques. Par la quantification de Landau, les temps de vie des électrons sur les niveaux mis en jeu dans les transitions sont modifiés menant à une modulation du courant et de la puissance laser en fonction du champ magnétique. Un modèle a été développé pour en comprendre l'origine. Ce faisant les processus dominants limitant le fonctionnement des lasers ont été mis à jour. Dans le cas des détecteurs, le champ magnétique nous a permis d'étudier toutes les origines du courant d'obscurité et de mettre en exergue les facteurs limitant leur fonctionnement. Un modèle décrivant le transport dans ces structures a été élaboré à partir de cette étude. Enfin, dans la seconde configuration, en champ magnétique appliqué de façon parallèle aux couches des lasers à cascade, nous avons pu mettre en évidence un déplacement relatif des sousbandes de la transition radiative.

mots clés :

hétérostructure semiconductrice, transition intersousbande, laser, détecteur, cascade quantique, terahertz, infrarouge, magnéto-transport, magnéto-spectroscopie, processus de diffusion.

Subject : Investigation of quantum cascade heterostructures under a strong magnetic field. Application to THz lasers and infrared detectors.

Thesis realized at Laboratoire Pierre Aigrain, Département de Physique de l'Ecole Normale Supérieure.

Abstract :

The thesis work was about the study of transitions in quantum cascade heterostructures. Two types of structures were studied, the laser emitting in the THz range and the detector mid infrared. This study has been carried out under magnetic field applied perpendicularly and in a parallel to the layers of the heterostructures. In the first configuration, we observed oscillations of current in both structures associated in the case of lasers to oscillations in laser power and threshold current. These oscillations are the signature of different elastic or inelastic scattering processes. By the Landau quantization, the lifetimes of electrons on levels involved in the transitions are modified leading to a modulation of current and laser power as a function of magnetic field. A model has been developed in order to describe it. As a consequence, the dominant scattering mechanisms limiting the lasers performances have been put in evidence. In the case of detectors, the magnetic field allowed us to study the origins of dark current and to head the limiting factors in the working condition. A model describing the transport in these structures has been established thanks to these observation. And to finish with, in the second configuration, we put in evidence a relative displacement of subbands involved in the radiative transition.

key words :

semiconductor heterostructure, intersubband transition, laser, detector, quantum cascade, terahertz, infrared, magneto-transport, magneto-spectroscopy, scattering process.

Pour commencer, je souhaite remercier les membres de mon jury de thèse : François Julien et Eric Tournier qui ont accepté d'en être les rapporteurs ; William Sacks, Carlo Sirtori et Manijeh Razeghi qui, en leur qualité de membres du jury ont su montrer un enthousiasme pour mes travaux. Leur présence dans mon jury a été un honneur pour moi. Et la pertinence de leurs questions, lors de la soutenance, m'a permis de me rendre compte de l'intérêt qu'ils ont porté à ma thèse.

Je tiens également à remercier Jean-Marc Berroir et Claude Delalande qui, en m'intégrant à leur laboratoire, m'ont ainsi donné un cadre de travail exceptionnel et un environnement intellectuel riche. Ils ont en effet su réunir une équipe de chercheurs de premier plan, et je ne les remercieraï jamais assez pour m'avoir donné la chance de les côtoyer. Je tiens aussi tout particulièrement à remercier Olivier Andrieu pour sa souplesse et son aide pour le ravitaillement de l'Hélium. Même dans les situations tendues, lors d'un "quench", il a répondu à mes attentes de façon plus qu'efficace.

Mon travail de recherche n'aurait sans doute pas pris toute sa dimension sans les nombreuses et riches collaborations durant mes 3 années de thèse. D'une part, une collaboration essentielle avec les théoriciens de notre laboratoire, Gérald Bastard et Robson Ferreira, qui m'ont permis de comprendre de façon précise les mécanismes complexes mis en jeu dans ces structures. Leur disponibilité et leur accueil constants ont été à la base de cette importante collaboration. D'autre part, une étroite collaboration avec le laboratoire " Matériaux et Phénomènes Quantiques " de l'Université Paris Diderot et ses équipes qui ont été des interlocuteurs de premier plan pour notre étude. Je souhaite notamment remercier l'équipe de Carlo Sirtori avec Angela Vasanelli et Stefano Barbieri ainsi que celle de Vincent Berger avec Aurore Gomez. Tous ces chercheurs, par leurs conseils, leurs idées et leurs questionnements ont été des collaborateurs passionnants. Les connaissances sur les lasers de Carlo et la rigueur scientifique d'Angela m'ont permis de mieux appréhender ces dispositifs complexes. La large vision de Vincent sur les détecteurs m'a incité à me lancer pleinement dans l'étude de ces structures. Enfin, j'ai une pensée particulière pour Aurore avec qui j'ai partagé de très longues journées de manip et de nombreuses discussions.

J'ai également une pensée chaleureuse pour deux personnes avec qui j'ai partagé mon quotidien au laboratoire, Sophie Hameau et Sukhy Dhillon. Sophie, qui a su m'accueillir très chaleureusement et m'aider dans mes premiers pas d'enseignants à l'université. Cette touche féminine, trop

rare dans ce monde de recherche, me semble salutaire et plus que nécessaire. Sukhy, qui a eu la patience de m'enseigner les bases sur les lasers à cascade et de toujours prendre le temps de discuter avec moi des expériences en cours. Grâce à ses contacts avec les fournisseurs d'échantillon, il a aussi été un gros moteur pour mes recherches et m'a donné l'immense opportunité de tester différentes structures.

Mais cette thèse, c'est avant tout le fruit d'une rencontre et d'une proche collaboration avec mes deux directeurs, Louis-Anne de Vaultier et Yves Guldner. Tous deux, à leur manière, ont su me donner le goût de la recherche et de l'expérimentation, et je les en remercie sincèrement. Louis-Anne qui, par sa rigueur scientifique, m'a toujours incité à réaliser une expérience propre et m'a appris qu'une bonne "manip", ce n'est pas la multiplication de tests effectués au hasard, mais le fruit d'une réflexion intense, rigoureuse et souvent partagée au sein d'une équipe. Je dois avouer que j'ai eu l'immense chance de travailler avec lui, car au-delà d'être un excellent pédagogue et un brillant chercheur, il est aussi un homme exceptionnel. Son enthousiasme constant et sa joie de vivre quotidienne font de lui un directeur de thèse incroyable, voire hors norme. Plus qu'un directeur de thèse, je suis heureux de pouvoir le considérer aujourd'hui comme un ami. Yves qui, malgré ses lourdes responsabilités et son emploi du temps bien souvent chargé, a toujours mis un point d'honneur à suivre mes activités durant ces trois années. Son immense culture dans le domaine des nanostructures semi-conductrices en font un puits de connaissance dans lequel il m'a permis de puiser. Je suis fier d'avoir pu travailler sous la direction de ce chercheur charismatique à mes yeux. Je les remercie donc tous deux pour m'avoir donné un encadrement scientifique exceptionnel et m'avoir permis de découvrir deux personnalités passionnantes.

Je tiens enfin à remercier mes parents pour m'avoir soutenu durant tant d'années, d'y avoir cru et de m'avoir donné tous les moyens pour réaliser ce projet. Je ne serai sans doute pas le chercheur que je suis aujourd'hui sans le constant soutien de l'ensemble de ma famille. Mes pensées vont également à Patrick et Patricia pour leur intérêt pour mon travail et leurs nombreuses questions tout au long de ces trois années. Last but not least, je remercie tout particulièrement Eléonore qui m'a accompagné dans cette aventure au quotidien, qui a été présente dans les bons et les mauvais moments et qui m'a donné la force de continuer et de réussir.

Table des matières

1	Généralités	1
1.1	Rayonnement infrarouge	1
1.2	Structures à cascade quantique	2
1.2.1	Genèse des structures cascades	2
1.2.2	Laser à Cascade Quantique	5
1.2.3	Détecteur à Cascade Quantique	12
2	Description du modèle théorique	16
2.1	Introduction	16
2.2	Bases de la mécanique quantique pour les systèmes bidimensionnels	16
2.3	Mécanismes de relaxation inter sous-bande	19
2.3.1	Transition radiative	20
2.3.2	Effet tunnel résonnant	21
2.3.3	Interaction électron-phonon LO	23
2.3.4	Interaction électron-phonon LA	25
2.3.5	Interaction électron-rugosité d'interface	26
2.3.6	Interaction électron-impuretés ionisées	28
2.3.7	Interaction électron-électron	29
2.4	Effet du champ magnétique perpendiculaire sur un puits quantique	30
2.4.1	Quantification de Landau	31
2.4.2	Correction de non-parabolicité des niveaux de Landau	34
2.5	Transitions entre niveaux de Landau	35
2.5.1	Emission et absorption de photons sous champ magnétique	36
2.5.2	Mécanismes de relaxation non-radiatifs sous champ magnétique	38
2.6	Conclusion	46
3	Laser à Cascade Quantique THz sous champ magnétique perpendiculaire	47
3.1	Introduction	47
3.2	Fonctionnement d'un QCL	49

3.2.1	Modèle simple : Equation bilan	49
3.2.2	Emission radiative	51
3.3	Dispositif expérimental	51
3.3.1	Installation expérimentale	52
3.3.2	Guide d'onde des Lasers à Cascade Quantique	55
3.4	Laser "niveau lié vers continuum"	59
3.4.1	Etude à champ magnétique nul	59
3.4.2	Etude en champ magnétique	64
3.5	Laser "dépopulation par phonon LO"	70
3.5.1	Présentation des structures étudiées à champ magnétique nul	71
3.5.2	Etude en champ magnétique	75
3.6	Laser "niveau lié vers continuum & dépopulation par phonon LO"	89
3.6.1	Etude à champ magnétique nul	90
3.6.2	Diffusion élastique	92
3.6.3	Diffusion inélastique	96
3.7	Conclusion	99
4	Laser à Cascade Quantique THz sous champ magnétique parallèle	100
4.1	Introduction	100
4.2	Dispositif expérimental	101
4.3	Modèle sous champ magnétique parallèle	101
4.4	QCLs sous champ magnétique parallèle	103
4.5	Conclusion	108
5	Détecteur à Cascade Quantique infrarouge moyen sous champ magnétique	110
5.1	Introduction	110
5.2	Dispositif expérimental	111
5.2.1	Pixel et réseau de diffraction	112
5.2.2	Mesure de courant noir	113
5.2.3	Mesure de courant sous illumination	116
5.2.4	Mesure de réponse du détecteur	118
5.3	Courant d'obscurité	118
5.4	QCD sous illumination	125
5.5	Conclusion	134

6 Conclusion et Perspectives	136
A Barrier breakdown in multiple quantum well structure	139
B Inter-Landau level scattering and LO-phonon emission in terahertz quantum cascade laser	144
C Transport analysis of Quantum Cascade Detectors by Magneto-Resistance measurements	148
D Calcul de l'élément de matrice entre niveaux de Landau	157

Chapitre 1

Généralités

La première source laser à semiconducteur a été élaborée en 1962 avec pour longueur d'onde d'émission $\lambda = 840 \text{ nm}$ [1]. Le fonctionnement de ce dispositif est basé sur la recombinaison de paires électrons-trous dans une jonction p-n. La communauté scientifique a trouvé un intérêt particulier à la gamme infrarouge à cause du nombre important d'applications. Celle-ci a donc entrepris de réaliser de nouvelles structures émettrices ou détectrices à plus grandes longueurs d'onde. La démonstration en 1994 d'un nouveau type de source appelée Laser à Cascade Quantique a été alors un tournant pour cette gamme de longueurs d'onde [2].

1.1 Rayonnement infrarouge

L'infrarouge (IR) est divisé en trois régions, l'infrarouge proche (de $0.8 \mu\text{m}$ à $1.4 \mu\text{m}$), le moyen infrarouge (MIR, de $1.5 \mu\text{m}$ à $15 \mu\text{m}$) et enfin l'infrarouge lointain (IRL, de $15 \mu\text{m}$ à $1000 \mu\text{m}$). La figure 1.1 présente l'ensemble du spectre électromagnétique, la gamme IR est située entre le visible et les micro-ondes. Dans cet exposé, nous nous intéresserons à des dispositifs émettant ou détectant des ondes électromagnétiques dans cette région spectrale. Le physicien allemand Max Planck a étudié à la fin du 19^{ème} siècle le rayonnement du corps noir. Par ses travaux, il démontra que tout corps à une température T non nulle rayonne, la longueur d'onde d'émission est autour de $10 \mu\text{m}$ à température ambiante, c'est à dire dans l'infrarouge moyen. Par conséquent tous les objets émettent un rayonnement que nous pouvons caractériser par sa température dans la gamme infrarouge. Les applications possibles apparaissent alors évidentes : la vision nocturne ou la vision dans un milieu opaque dans le domaine visible. D'autres applications dans cette gamme

Fréquence (THz)	Energie (meV)	$\lambda(\mu\text{ m})$	$\sigma(\text{ cm}^{-1})$
1	4.1	300	33
10	41.3	30	333
30	124	10	1000

TABLEAU 1.1: Tableau de conversion entre les énergies, les longueurs d'onde, la fréquence et le nombre d'onde.

MIR, ou IRL sont déjà largement utilisées, par exemple dans le domaine de la sécurité avec la détection de gaz [3].

La gamme THz ou IRL a été beaucoup moins développée malgré le nombre important d'applications potentielles. Une application intéressante de la gamme THz est l'imagerie. En effet, le carton, le papier ou les plastiques sont transparents dans cette gamme de longueur d'onde alors que le métal est totalement réfléchissant. Par conséquent, les détecteurs de métaux utilisant actuellement des rayons X pourraient à l'avenir fonctionner avec des ondes THz. L'avantage des ondes THz sur les rayons X est qu'elles sont non destructives, du fait du caractère non ionisant de la radiation [4].

De plus, une autre application possible serait un système de détection d'humidité tirant partie du fait que l'eau absorbe de façon importante dans la gamme THz [5]. Pour un aspect plus fondamental, la description de structures complexes dont les différences d'énergie mises en jeu sont de l'ordre du milliélectronvolts peut être réalisée par des mesures de spectroscopie THz [6].

1.2 Structures à cascade quantique

1.2.1 Genèse des structures cascades

Dans ses débuts, la mécanique quantique s'est employée à décrire les systèmes atomiques [7]. Actuellement encore, un grand pan de la physique s'intéresse à ces objets isolés. A partir de ces considérations, un autre domaine de la physique est apparu. Un domaine qui cherche à reproduire la Nature en créant des structures dont les caractéristiques physiques s'approchent de l'atome. La première de ces caractéristiques est le confinement des porteurs dans l'espace. Pour réaliser ce confinement, il est nécessaire que le porteur (électron, trou) subisse un potentiel d'énergie dont la longueur spatiale est inférieure à la longueur d'onde de de Broglie. Si la structure consiste à un confinement dans une direction, nous avons un puits de potentiel. Pour

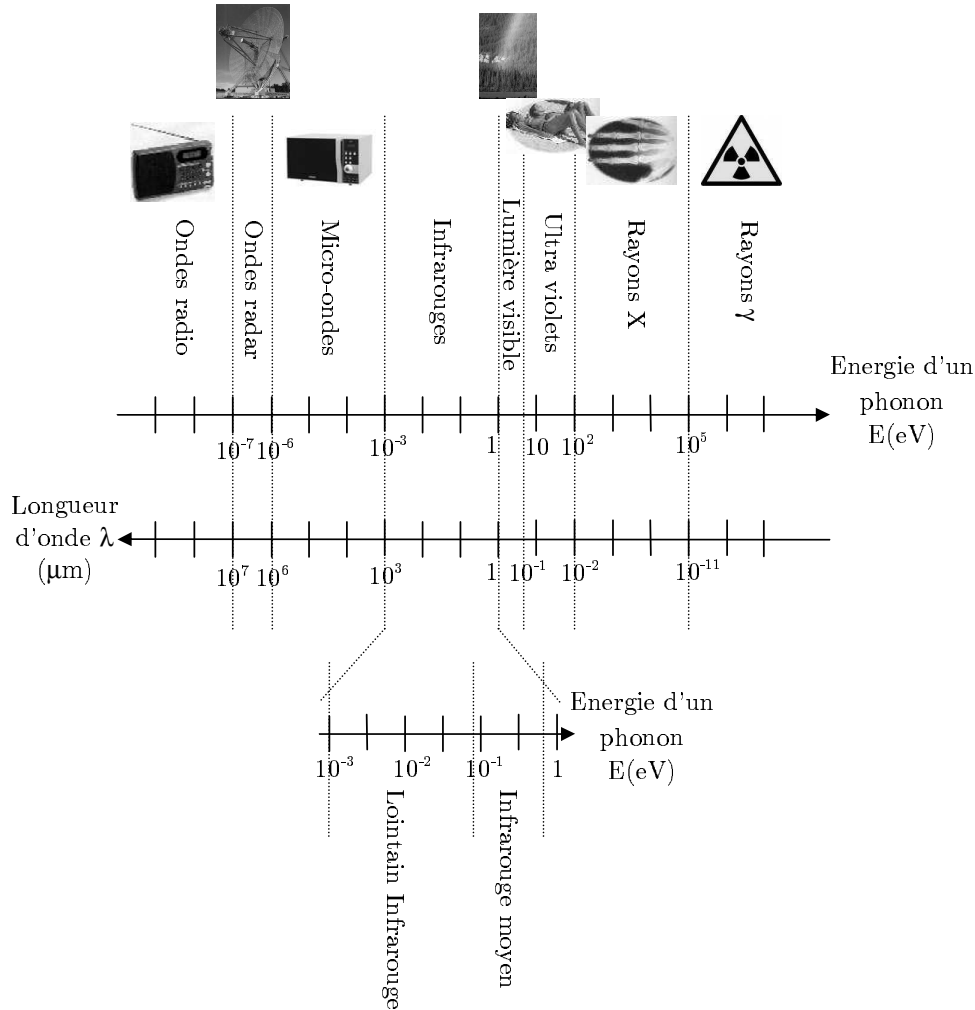


FIGURE 1.1: Spectre électromagnétique en fonction de l'énergie et de la longueur d'onde. Quelques images illustrent le domaine d'application de chaque gamme d'énergie.

une structure confinée dans deux directions, il s'agit d'un fil quantique. Enfin, lorsqu'il y a confinement dans trois directions, l'électron est piégé dans une boîte quantique. Ce dernier système physique est le plus proche de l'atome. Le confinement n'est possible que si les matériaux utilisés ont une, deux ou trois dimensions inférieures à la longueur de de Broglie. Pour réaliser de telles structures, deux méthodes de croissance ont été développées : d'une part l'épitaxie par jets moléculaires (MBE), par A. Y. Cho [8] ; d'autre part l'épitaxie en phase vapeur par décomposition d'organo-métalliques (MOCVD).

Les structures lasers et détecteurs que nous étudions sont des multipuits quantiques semiconducteurs. Le porteur (électron ou trou) est donc libre dans le plan des couches mais est confiné

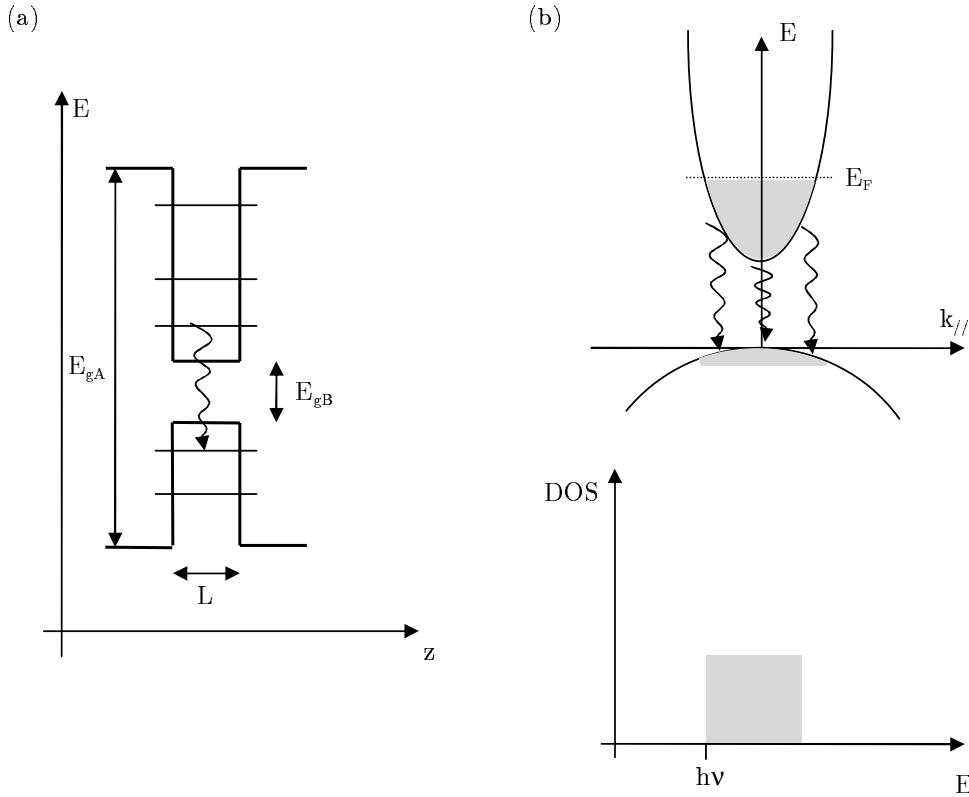


FIGURE 1.2: (a) Puits quantique à partir de deux matériaux semiconducteurs, A et B de bandes interdites respectives E_{gA} et E_{gB} . (b) Emission radiative interbande dans l'espace réciproque et densité d'états correspondante.

dans la direction de croissance z . La figure 1.2(a) représente un puits de potentiel réalisé en empilant deux matériaux de bandes interdites différentes. Ce puits de potentiel est constitué de deux matériaux, le matériau A de bande interdite E_{gA} et le matériau B de bande interdite E_{gB} . La différence d'énergie entre les deux bandes interdites $\Delta E = E_{gA} - E_{gB}$ permet de créer ce puits de potentiel. Les porteurs de charge (électrons ou trous) sont confinés dans la couche de matériau B extrêmement fine (quelques nanomètres). La position des niveaux d'énergie dans le puits dépend de l'épaisseur de la couche semiconductrice B . Le nombre de niveaux liés dépend de l'écart en énergie entre les bandes de conduction des deux matériaux.

Les diodes lasers usuelles sont basées sur le principe d'une transition interbande, entre la bande de conduction et la bande de valence. La figure 1.2(b) représente la transition interbande. Nous observons sur ce schéma la dispersion en énergie de l'émission. Cette transition radiative donne lieu à une recombinaison d'une paire électron-trou. Ce type de transition trouve ses limites dans le choix des matériaux utilisés. En effet, l'énergie minimale de la transition correspond au

gap pour un matériau massif ou au plus petit gap des deux matériaux utilisés dans le cas d'un puits quantique (Fig. 1.2(a)). Les démonstrations du confinement quantique dans un puits ont été présentées dans les années 70 par des mesures de transport [9] et des mesures d'absorption optique [10]. Esaki et Tsu [11, 12, 13] ont proposé une structure plus complexe en multipliant le nombre de puits quantiques. Si la barrière est assez fine, les puits sont couplés par effet tunnel : on observe un recouvrement des fonctions d'onde des différents puits. Le couplage implique une levée de dégénérescence et l'apparition d'états propres du système couplé. Par conséquent les porteurs sont délocalisés dans les différents puits et il y a apparition d'une minibande. Ce groupe a inventé le "superréseau". Quelques années plus tard, West *et al.* [14] ont démontré qu'une absorption est possible entre les états de la bande de conduction du superréseau. A la même époque qu'Esaki et Tsu, un autre groupe (Kazarinov et Suris) [15, 16] propose une structure multipuits quantiques émettrice. Cette structure est basée sur une transition radiative unipolaire entre les états de la bande de conduction du superréseau (Fig. 1.3). Une transition unipolaire ne fait intervenir qu'un seul type de porteur. Ceci minimise un des mécanismes non-radiatifs efficaces pour les transitions bipolaires, le mécanisme Auger. En effet, pour les transitions bipolaires, le nombre de canaux de relaxation non radiatifs est important, entre la bande de conduction et les trois bandes de valences accessibles (trous lourds, trous légers, spin-orbite). Pour une transition unipolaire, par contre, le canal non radiatif ne fait intervenir que les états de la bande de conduction. Le superréseau proposé par Kazarinov et Suris sera baptisé près de trente ans plus tard "laser à cascade quantique" (QCL). Nous présentons dans la suite l'histoire du QCL de l'IR moyen au THz et dans un second temps l'invention du détecteur à cascade quantique (QCD).

1.2.2 Laser à Cascade Quantique

Dans la partie précédente, nous avons montré en quoi la valeur en énergie du gap est importante pour déterminer la longueur d'onde d'émission des diodes (semiconducteur massif ou puits quantique). La recombinaison radiative interbande entre un électron et un trou a lieu entre la bande de conduction et la bande de valence. La longueur d'onde d'émission n'est alors pas totalement ajustable en particulier pour les grandes longueurs d'onde (MIR et THz). L'idée de Kazarinov et Suris [15, 16] est alors remarquable. Ces auteurs ont proposé une structure à multipuits quantiques disposés en série et polarisés sous un champ électrique. Les électrons sont transportés dans la structure par effet tunnel résonant et émettent des photons en cascade lors d'une transition intersousbande. En ajustant les positions en énergie des niveaux liés les uns

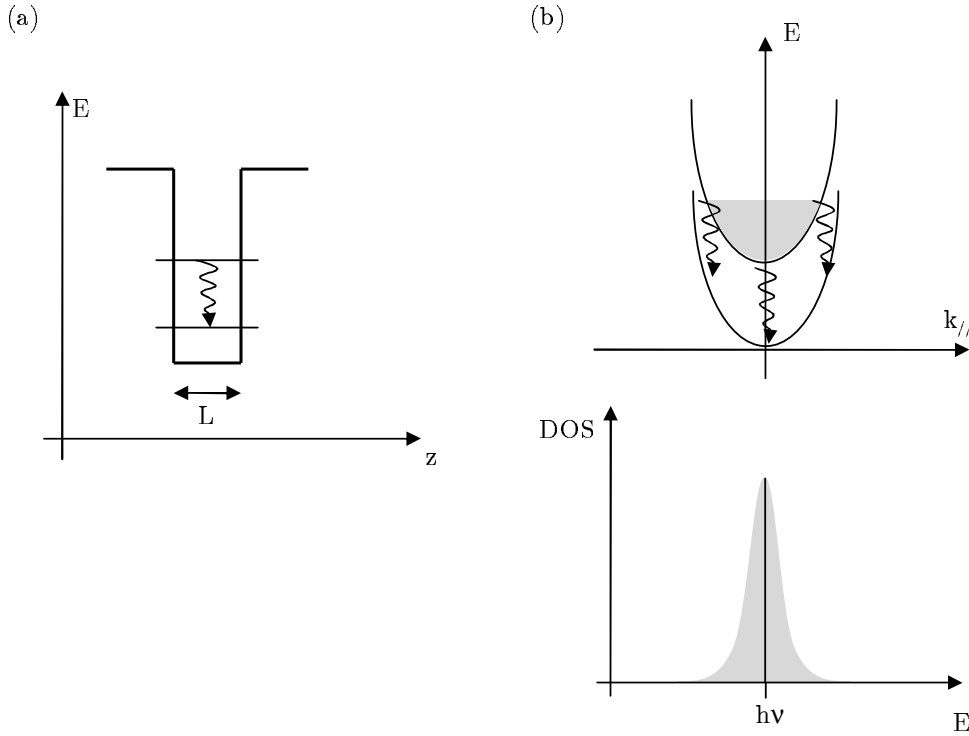


FIGURE 1.3: (a) Bande de conduction de deux matériaux superposés et transition radiative entre niveaux liés du puits. (b) Emission radiative intersousbande dans l'espace réciproque et densité d'états correspondante.

par rapport aux autres par un contrôle précis des épaisseurs de puits, ce que l'on appelle l'ingénierie de bande, ces auteurs ont proposé une structure laser pouvant émettre la plupart des longueurs d'onde IR. En effet, les niveaux liés dans les puits quantiques sont déterminés par les épaisseurs des couches constituant l'hétérostructure. La limite vient à nouveau des matériaux semiconducteurs utilisés pour fabriquer la structure car le nombre de niveaux liés dans un puits dépend de la différence de bande interdite entre les deux matériaux constituant l'hétérostructure.

Une caractéristique importante des QCLs est d'être un composant unipolaire. La transition radiative a lieu avec un seul type de porteur entre deux sousbandes de conduction (Fig. 1.3(a)). Comme nous pouvons le remarquer sur la figure 1.3(b), l'émission de ce type de structure donne lieu à une émission plus piquée s'approchant d'une transition atomique. En effet, si nous négligeons la non parabolicité (Part. 2.4.2) les états de conduction ont la même courbure de bande, par conséquent la transition optique est quasi monomode. L'utilisation d'un superréseau a pour avantage qu'un seul électron peut émettre autant de photons qu'il y a de période dans la structure, d'où l'appellation cascade. A partir des propositions théoriques des deux groupes américains

et russes (Esaki et Tsu, et Kazarinov et Suris), et grâce notamment au succès des expériences électriques et optiques sur les superréseaux, de nombreuses recherches ont été consacrées à la réalisation de superréseaux émetteurs dans le MIR [17, 18, 19]. La première observation d'électroluminescence, dans ce type de structure pompée électriquement, basée sur le transport tunnel résonnant, a eu lieu en 1989 par Helm *et al.* [20]. Pour les transitions intersousbandes, le temps de vie non radiatif d'un électron sur un niveau excité est très court, de l'ordre de 1 ps à 100 ps. En effet, les électrons relaxent dans les sousbandes inférieures par interaction avec les phonons, alors même que le temps de vie radiatif est très long (~ 1 ns). La compétition entre les deux types de processus est donc largement désavantageux pour le mécanisme radiatif. Nous comprenons ainsi pourquoi ce signal est très faible, donc très difficile à observer.

L'effet laser n'a, quant à lui, été observé que cinq ans plus tard par J. Faist, F. Capasso, D. L. Sivco, C. Sirtori, A. L. Hutchinson and A. Y. Cho [2]. La réussite du groupe de F. Capasso tient par la réalisation d'une structure dans laquelle l'inversion de population est une condition satisfaite. Cette condition est un élément clef dans les structures à cascade quantique. L'ajustement des temps de vie des niveaux, autrement dit la réalisation de l'inversion de population, ne se font que grâce à d'une part une injection sélective des électrons sur le niveau excité du laser et d'autre part une extraction des porteurs du niveau bas très efficace. Le temps de vie du premier niveau doit être maximisé alors que celui du niveau bas doit être minimisé. L'injection et l'extraction sont les deux leviers expérimentaux à ajuster pour obtenir l'inversion de population. Nous allons maintenant voir comment Faist *et al.* ont réussi cette prouesse.

La figure 1.4 représente la structure de bande et le carré des fonctions d'onde de la zone active du laser réalisée par Faist *et al.* [2] lorsqu'une tension de polarisation est appliquée. Cette structure laser a été fabriquée par MBE et est constituée de puits de $Al_{0.48}In_{0.52}As$ et de barrières $Ga_{0.48}In_{0.53}As$. L'effet de la tension de polarisation se traduit par la chute de potentiel le long de l'axe de croissance. L'effet d'une tension sur une structure multipuits est appelé l'effet Stark. Deux parties de l'hétérostructure sont différenciées sur la figure 1.4, la région active, où la transition laser a lieu et une région de relaxation et d'injection des porteurs. Une période est constituée de ces deux régions et chaque période est réalisée $N = 25$ fois. Les électrons sont injectés sur le niveau $|3\rangle$ par effet tunnel résonnant, puis émettent un photon et ainsi relaxent sur le niveau $|2\rangle$. La transition radiative est diagonale dans l'espace réel. Afin de dépeupler le niveau $|2\rangle$ rapidement et satisfaire la condition d'inversion de population, ce niveau est vidé

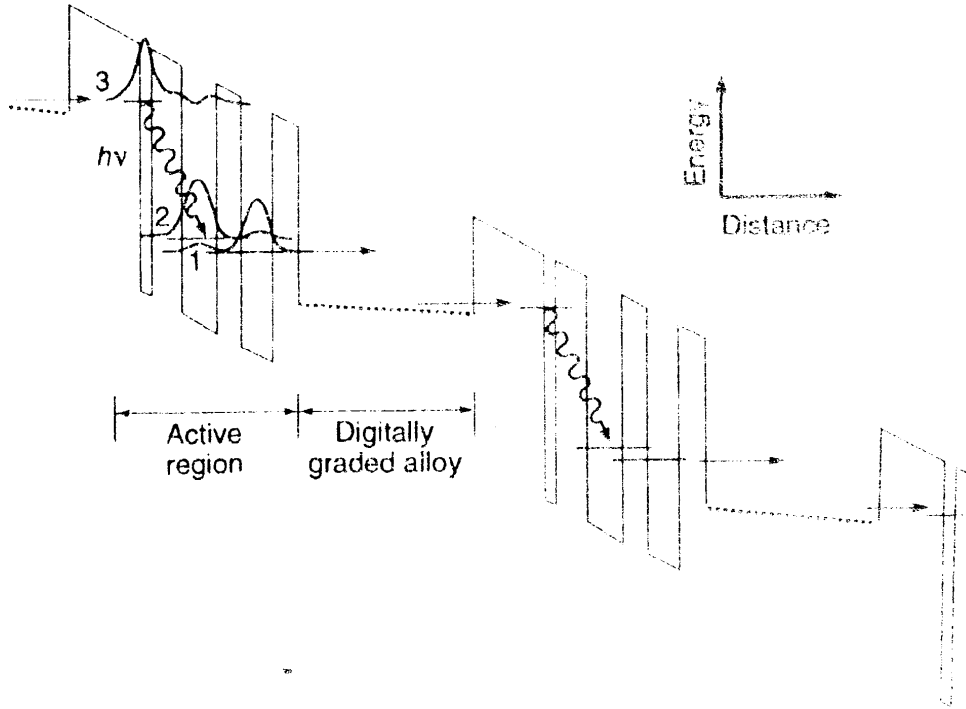


FIGURE 1.4: Diagramme de bande et module carré des fonctions d'onde du premier laser à cascade quantique $AlInAs/GaInAs$. Extrait de la référence [2]. Longueur d'onde d'émission $\lambda = 4.2 \mu m$. Le champ électrique appliqué est de 95 kV.cm^{-1}

par un mécanisme de diffusion efficace, par émission d'un phonon longitudinal optique (LO), l'électron diffuse alors vers le niveau $|1\rangle$. Chaque électron passe ensuite dans la zone de relaxation et d'injection de la période suivante. Ainsi, le principe de cascade de l'électron apparaît, le nombre de photons émis par électron correspond au nombre de période N . La réalisation de la condition d'inversion de population est permise par les deux leviers, l'injection et l'extraction. Ici, l'injection est faite depuis les états de la minibande de la zone d'injection. Les électrons sont injectés sélectivement vers le niveau $|3\rangle$, niveau isolé dans un puits fin. L'extraction est opérée par un mécanisme non radiatif très efficace pour les transitions intersousbandes, associé à l'interaction électron-phonon LO. Les données présentées par Faist *et al.* [2] sont réalisées à 10 K et avec une alimentation pulsée, les auteurs précisent que des résultats similaires sont observés jusqu'à 88 K. Ces caractéristiques de fonctionnement ne permettent pas une utilisation aisée de ces objets à cause du dispositif cryogénique et d'alimentation nécessaire. Par la suite, de nombreuses recherches ont tenté d'améliorer les performances et tendre vers un fonctionnement en continu à température ambiante du QCL MIR. Ce but a été atteint en 2002 par Beck *et al.* [21]. Le succès de ces auteurs provient de l'addition de toutes les améliorations apportées entre 1994

et 2002 en particulier une amélioration de l'extraction des électrons par la création d'un double étage à phonon [22].

La possibilité d'établir une transition radiative pour une grande gamme de longueurs d'onde offerte par les transitions intersousbandes, ont ouvert de nouvelles pistes de recherche dans la région THz. Cette gamme d'énergie sous la bande Restrahlen des semiconducteurs usuels a très peu de sources émettrices. C'est pourquoi la démonstration de Helm *et al.* [20] a suscité un intérêt important. Les premières propositions d'émetteur intersousbande dans l'IRL consistaient à une émission dans un large puits dans une structure à deux puits quantiques [23, 24, 19]. Xu *et al.* [25] ont proposé une structure basée sur un ensemble de trois puits en 1997. Grâce à celle-ci, ils ont observé un signal de luminescence dans ce type de structure. La transition optique présentée est diagonale d'un puits vers le second. Cette structure est fabriquée avec un empilement constitué de puits en $GaAs$ et de barrières en $Al_xGa_{1-x}As$. Les matériaux utilisés sont différents de ceux présentés pour le premier QCL MIR. En effet, ici, la hauteur des barrières est facilement contrôlable par la concentration en Aluminium. Dans la gamme THz, le décalage entre les bandes de conduction n'a pas besoin d'être aussi grand que dans l'IR moyen, il est donc plus facile de fabriquer avec précision ce type de structure. Dans ce sens, dans l'IR moyen, Sirtori *et al.* [26] avaient montré la possibilité de fabriquer un QCL MIR avec ce même type d'empilement et une concentration d'Aluminium différente. Suite à cette démonstration de luminescence dans la gamme THz, d'autres équipes ont tenté de faire des structures s'approchant de celle présentée par Xu *et al.* en gardant la philosophie des QCLs moyen IR. Deux types de structures basées sur une transition diagonale, interpuits [27] ou une transition verticale, intrapuits [28, 27] ont été proposées.

L'effet laser avec un QCL THz n'a été observé que quelques années plus tard [29]. Les barrières technologiques à franchir de la gamme MIR à la gamme THz sont multiples. Dans la gamme THz, l'espacement entre les niveaux de la transition optique est petit par rapport à celui dans un QCL MIR. L'injection doit donc est faite de façon précise sur le niveau haut de la transition. De plus, l'extraction des électrons doit être relativement efficace pour réussir une inversion de population et ainsi obtenir l'effet laser.

En plus de ces contraintes au niveau du superréseau s'ajoute une autre difficulté liée à la cavité optique. En effet, pour les QCLs MIR de grande longueur d'onde ($15\ \mu\text{m}$), le confinement optique est effectué par un mode plasmon de surface entre deux matériaux dont le signe de la constante

diélectrique est opposé (métal/semiconducteur), ainsi les pertes dues à la cavité sont minimisées [30, 31]. Dans la gamme THz ($50 \mu\text{m} - 200 \mu\text{m}$), avec ce type de guide d'onde, le recouvrement entre le mode optique et la région active réalisable par MBE est faible. Pour surmonter cette difficulté, Khöler *et al.* ont décidé de placer la région active entre deux couches fortement dopées pour confiner le mode [29] (Part. 3.3.2).

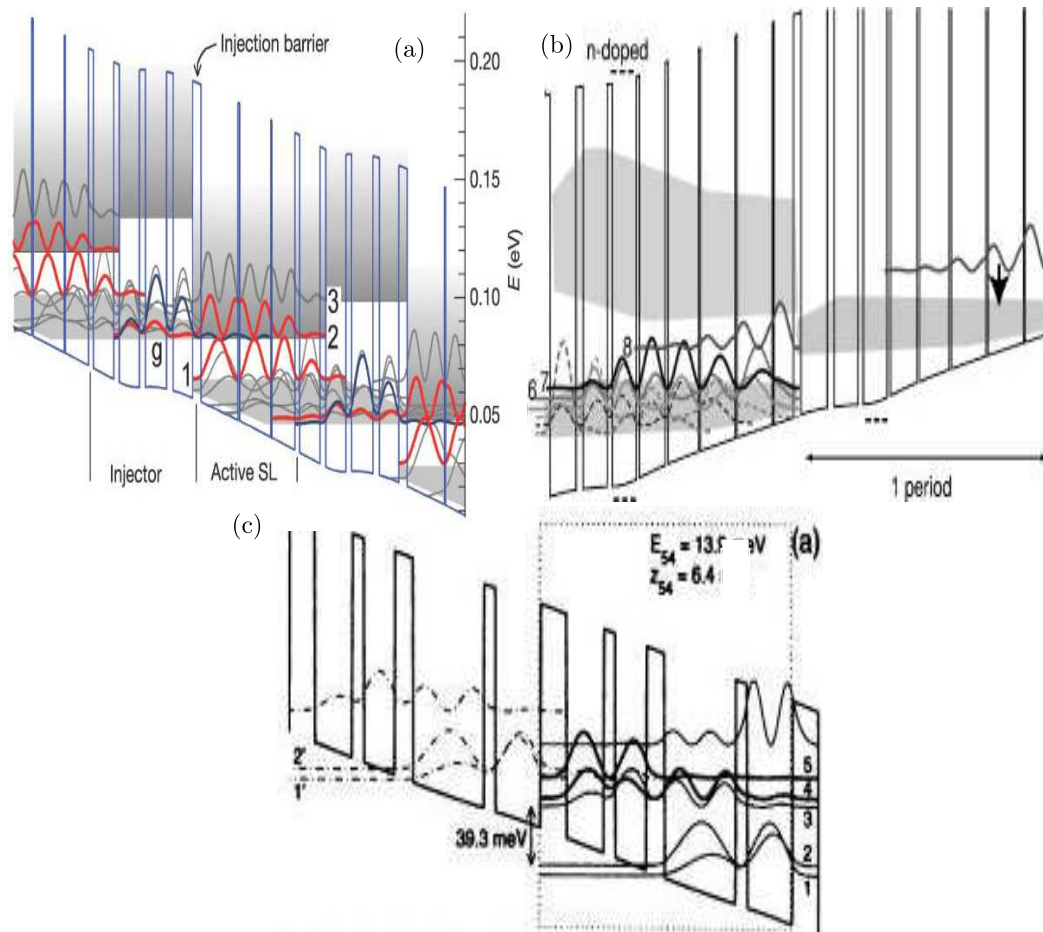


FIGURE 1.5: Diagramme de bande et module carré des fonctions d'onde des lasers à cascade quantique THz $GaAs/AlGaAs$ (a) "Chirped superlattice". Longueur d'émission $\lambda = 67 \mu\text{m}$. Le champ électrique appliqué est de 3.5 kV.cm^{-1} . Extrait de la référence [29]. (b) "niveau lié vers continuum". Longueur d'émission $\lambda = 87 \mu\text{m}$. Le champ électrique appliqué est de 2.55 kV.cm^{-1} . Extrait de la référence [33]. (c) "dépopulation par phonon LO". Longueur d'émission $\lambda = 87.2 \mu\text{m}$. Le champ électrique appliqué est de 12.2 kV.cm^{-1} . Extrait de la référence [34].

A partir de cette découverte, trois types de structures QCLs THz ont été proposées. Dans un premier temps, la structure originale dite "Chirped superlattice" (Fig. 1.5(a)), cette structure est la plus proche des QCLs MIR. La limite caractéristique de fonctionnement de ces QCLs THz est 50 K en alimentation pulsée [29, 32]. Cette structure se caractérise par une injection depuis une minibande vers le niveau excité isolé du laser par tunnel résonnant. L'extraction est effectuée contrairement aux QCLs MIR par un minibande d'extraction et non par émission d'un phonon LO. Les minibandes d'injection et d'extraction sont réalisées par un ingénieux calcul des épaisseurs de puits. Pour chaque période, l'épaisseur de puits diminue continument. Grâce à cette réalisation, les niveaux liés de chaque puits sous polarisation sont proches en énergie et forment une minibande.

Dans un second temps, une structure qui permet une meilleure injection des porteurs sur l'état haut du laser a été réalisée, le QCL "niveau lié vers continuum" [33]. Cette structure, (Fig. 1.5(b)) par un habile positionnement des niveaux électroniques, isole l'état haut du laser pour y injecter sélectivement les électrons et éviter la fuite des porteurs depuis ce niveau. Dans cette structure, contrairement à la précédente, les épaisseurs de puits ne sont pas continument diminuées mais sont ajustées individuellement pour réaliser une minibande. La transition radiative y est diagonale, c'est à dire interpuits. L'extraction des électrons de l'état bas de la transition laser s'effectue par une minibande, un ensemble d'états proches en énergie, comme dans la structure "Chirped superlattice". Cette structure est la première à dépasser une température de fonctionnement au dessus de la température de l'azote liquide. En effet, sa température maximale de fonctionnement est $T = 90$ K.

Dans un troisième temps, le laser ayant obtenu les meilleurs caractéristiques de fonctionnement à savoir une émission laser en mode pulsé à $T = 164$ K et en continu à 114 K [34] est nommé QCL "Dépopulation par phonon LO". Cette structure QCL est basée sur une transition verticale (intrapuits) entre un état haut et bas du laser (Fig. 1.5(c)). Comme pour le QCL "niveau lié vers continuum" les électrons sont injectés préférentiellement sur un niveau haut isolé $|5\rangle$ depuis un niveau discret injecteur. La transition optique est verticale ($|5\rangle \rightarrow |4\rangle$). L'extraction des électrons se fait à l'aide d'un étage à phonon LO $|2\rangle$. Le niveau bas de la transition laser est séparé en énergie par un phonon LO ($\hbar\omega_{LO}$) d'un état lié. De cette façon, les électrons ayant relaxé sur le niveau bas du laser par émission d'un photon sont extraits de l'état bas par émission d'un phonon LO. Ce mécanisme est très efficace et permet un rapide transfert des électrons. A

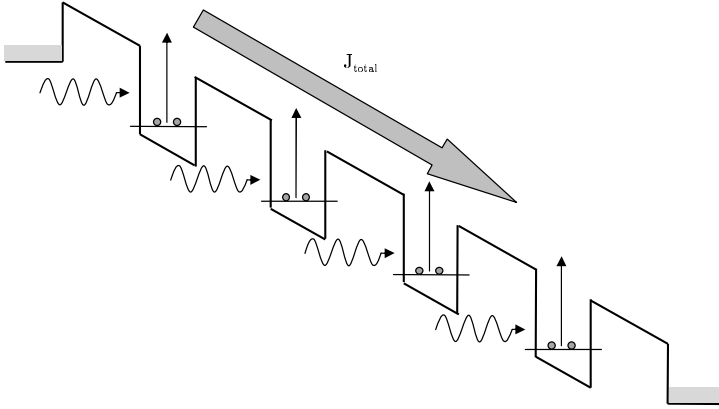


FIGURE 1.6: Schéma de principe de fonctionnement du QWIP. Les électrons sur les niveaux liés des puits absorbent les photons incidents et participent au courant traversant l'ensemble de la structure.

partir de ces trois dispositifs, d'autres superréseaux mélangeant les différents types de structures ont été imaginés [35]. Nous étudierons un de ces superréseaux en détail dans la partie 3.6.

Cette présentation historique des QCLs nous a permis de mettre en exergue les différents modes d'injection et d'extraction des électrons sur les états haut et bas des lasers. Nous avons vu que certaines structures sont plus efficaces que d'autres. Rappelons que l'objet de cette thèse est de comprendre et étudier les mécanismes qui rendent ces deux processus plus ou moins efficaces suivant la structure. Pour cela, nous verrons par la suite que les mécanismes de relaxation permettent d'améliorer ou de détruire l'inversion de population.

1.2.3 Détecteur à Cascade Quantique

Les détecteurs à cascade quantique (QCD) sont les derniers nés de la famille des structures cascades quantiques. En 2004, de façon quasi simultanée, deux équipes, celle de V. Berger [36] et celle de J. Faist [37] ont proposé un nouveau système de détection IR. L'idée de ce type de détecteur vient d'un mélange entre les QCLs et un détecteur connu depuis quelques années, le photodétecteur infrarouge à puits quantique (QWIP). Le QWIP est un détecteur constitué de N puits et barrières identiques. Chaque puits est dopé n . La structure est destinée à absorber les photons et ainsi crée un photocourant. Celui-ci est mesuré et permet de déterminer la quantité de photons reçus par la structure. Le schéma 1.6 représente le principe de fonctionnement.

Le QCD a le même principe de fonctionnement que le QWIP puisque ce détecteur absorbe les photons et cette absorption crée un déplacement de charge et donc un courant d'illumination. Si

par le principe le QCD se rapproche du QWIP, dans sa forme il se rapproche du QCL. En effet, le QCD est un superréseau constitué de plusieurs puits différents. Le fonctionnement du QCD est lui aussi très original, c'est un détecteur fonctionnant sans aucune polarisation, la tension aux bornes du détecteur est nulle. Le QCD fonctionne donc par effet photovoltaïque. Les figures 1.7 (a) et (b) présentent le principe de fonctionnement des deux premiers QCDs, le premier dans la gamme IR moyen et le second dans la gamme THz. Le QCD MIR développé par V. Berger [36] (Fig. 1.7 (a)) est un dessin spécifique à la détection de photon d'une énergie de 155 meV soit $8 \mu\text{m}$. Le détecteur THz développé par l'équipe de J. Faist [37] (Fig. 1.7 (b)) est un simple QCL THz non polarisé. Dans les deux cas, le QCD est un détecteur dont la structure est non polarisée. Cette caractéristique est un avantage considérable par rapport aux QWIPs, en effet, grâce à cette propriété les QCDs n'ont pas ou peu de courant d'obscurité. Le courant noir ou d'obscurité est le courant mesuré lorsque le détecteur ne reçoit aucune illumination. La tension de polarisation dans les QWIPs induit un fort courant noir, la détectivité du détecteur s'en retrouve alors moins grande. Le QCD paraît donc être un excellent candidat pour la détection précise de photons à une longueur d'onde donnée.

Les QCDs se décomposent en deux parties de la même manière que pour les QCLs. La première partie est la région active du détecteur, là où la transition optique a lieu, donc l'absorption du photon. La deuxième partie est la zone d'extraction des électrons excités. Pour le QCD MIR, l'extraction est effectuée par une suite de cinq niveaux chacun espacés de l'énergie du phonon LO ($\hbar\omega_{LO}$, Fig. 1.7 (a)). Le QCD THz utilise aussi une suite de niveaux mais espacés de quelques milliélectronvolts (Fig. 1.7 (b)).

Les premiers résultats obtenus avec ces deux structures sont très encourageants, mais le point négatif dans la mesure de réponse de ces détecteurs est de ne pas avoir une réponse monochromatique. En effet, contrairement au QWIP qui par construction et après optimisation ne détecte qu'une longueur d'onde, le QCD à ce stade des recherches détecte plusieurs fréquences. En plus de la transition attendue, d'autres transitions optiques sont observées [36, 37]. Les transitions observées correspondent à des transitions vers la cascade.

Pour résoudre ce problème, d'autres QCDs MIR ont été réalisés par ces deux équipes [38, 39, 40]. Ces détecteurs ont été optimisés pour ne répondre qu'à une seule longueur d'onde. Les études dans ce domaine s'intéressent particulièrement à la gamme MIR pour deux raisons. La

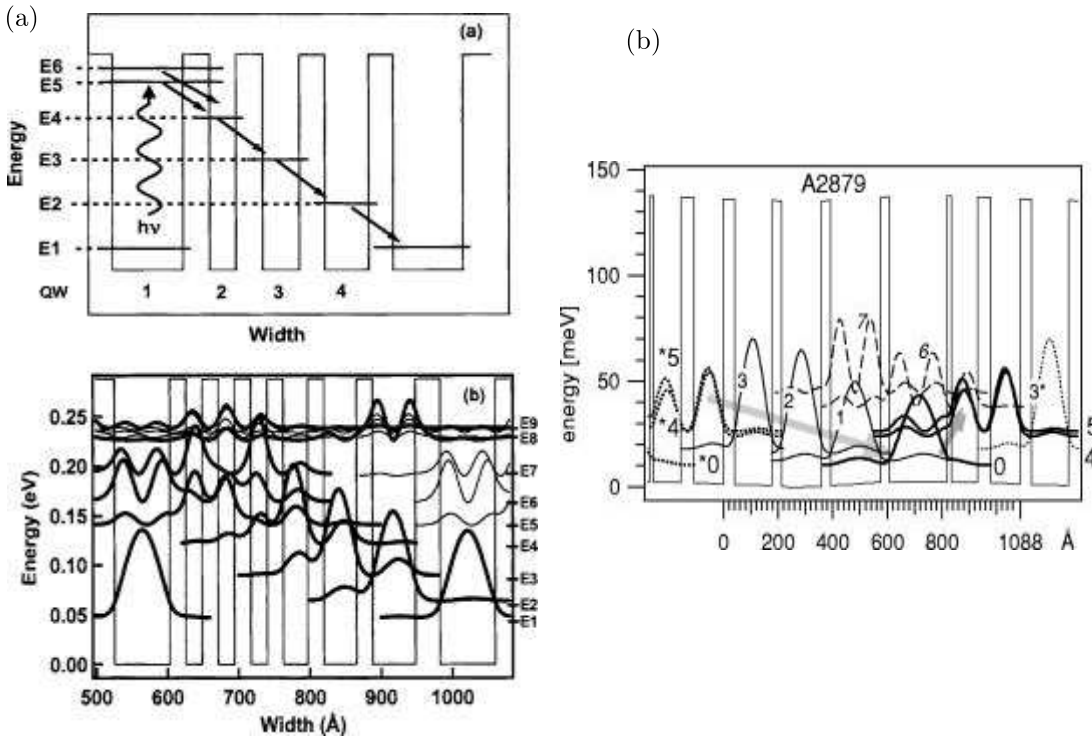


FIGURE 1.7: (a) Diagramme de bande et module carré des fonctions d'onde du premier détecteur à cascade quantique MIR $GaAs/AlGaAs$. Longueur d'onde de détection $\lambda = 8 \mu m$. Le champ électrique appliqué à la structure est nul. Extrait [36]. (b) Diagramme de bande et module carré des fonctions d'onde du premier détecteur à cascade quantique THz $GaAs/AlGaAs$. Longueur d'onde de détection $\lambda = 84 \mu m$. Extrait [37].

première est sans doute liée aux multiples applications qui existent dans ce domaine de longueur d'onde. La deuxième est d'ordre pragmatique, car les transitions énergétiques mises en jeu dans le MIR sont beaucoup plus grandes que dans le THz. Différents matériaux ont été utilisés pour réaliser ces structures QCDs MIR, $GaAs/AlGaAs$ [38, 42] et $InGaAs/InAlAs/InP$ [39, 40]. Pour toutes ces structures, le signal de détection disparaît à haute température. Un modèle de transport du courant noir dans ces détecteurs a été élaboré par Koeniguer *et al.* [42]. Ce modèle permet de comprendre les fuites électroniques dans le QCD lorsque celui-ci ne subit pas d'illumination. Dans la partie 5.3, nous présentons les résultats expérimentaux qui viennent appuyer ce modèle. En plus de cette étude sans illumination, nous avons tenté de comprendre le fonctionnement d'une structure QCD MIR sous illumination. Nous nous sommes attachés à la description du courant traversant la structure sous illumination, et en particulier aux mécanismes dominants

le transport dans cette configuration dans la partie 5.4.

Au cours de notre travail de recherche, nous nous sommes intéressés à une autre structure détectrice, le QWIP THz. Ce dispositif vient d'être présenté par l'équipe de H.C. Liu [41]. Une étude électrique et en champ magnétique a été réalisée sur ce dispositif dans notre laboratoire. Nous ne détaillerons pas les résultats obtenus dans cette thèse mais présentons l'article concentrant les résultats en annexe A.

Cette thèse est organisée comme suit. Dans le chapitre 2, nous décrivons le modèle utilisé pour le calcul des fonctions d'onde dans les structures à multipuits. Cette partie est essentielle puisqu'elle pose les bases des mécanismes de diffusion possibles dans les hétérostructures. Nous y présenterons l'ensemble des processus de relaxation, radiatif et non radiatif. Cette étude est menée à champ magnétique nul et en champ magnétique. Nous montrerons comment ces mécanismes sont mis en évidence à l'aide du champ magnétique. Le chapitre 3 rassemble l'ensemble des résultats expérimentaux obtenus sur les lasers à cascade quantique émettant dans le THz en champ magnétique appliqué perpendiculairement aux couches. Dans ce chapitre, nous chercherons à identifier les mécanismes de relaxation mis en jeu dans chaque type de structure QCL. Nous y expliquerons l'effet du champ magnétique sur l'émission laser des QCLs. Le chapitre 4 décrit une configuration du champ magnétique moins usuelle, le champ magnétique est appliqué parallèlement aux couches de l'hétérostructure. Dans cette partie nous présenterons l'effet d'une telle configuration mais aussi les résultats expérimentaux obtenus avec une structure laser à cascade quantique. Le chapitre 5 présente les résultats expérimentaux obtenus avec une structure détecteur à cascade quantique sous champ magnétique appliqué perpendiculairement aux couches de l'hétérostructure. Nous étudierons ce dispositif dans deux configurations sans et avec illumination. Enfin, dans le chapitre 6 nous concluons sur l'ensemble des résultats expérimentaux obtenus et sur l'apport de cette technique expérimentale à la compréhension de ces deux types de structure. Nous proposerons ensuite quelques pistes de recherche à développer pour améliorer les structures sur la base de nos résultats.

Chapitre 2

Description du modèle théorique

2.1 Introduction

Dans le chapitre introductif, nous avons présenté les différents types de structures étudiées lors de ce travail de recherche. Leur point commun est d'être des structures à multipuits quantiques. Le transport au travers de ce type de structure et l'émission d'une onde électromagnétique par celle-ci sont des processus complexes. Nous détaillons, dans ce chapitre, l'ensemble des mécanismes susceptibles de participer au transport électronique. Dans un premier temps, cette étude est réalisée à champ magnétique nul. Nous présentons le transport cohérent ainsi que les mécanismes de diffusion efficaces. Dans un second temps, nous présentons l'effet du champ magnétique sur ces structures multipuits. Nous tentons de montrer en quoi cet outil expérimental peut être utile dans la compréhension des processus de diffusion dans ces structures.

2.2 Bases de la mécanique quantique pour les systèmes bidimensionnels

L'élément de base des structures à cascade quantique est le puits quantique. La quantification des porteurs dans une direction de l'espace change les propriétés physique et de transport du semiconducteur. Dans le cas où, l'électron est dans un potentiel de confinement dont la longueur caractéristique est inférieure à la longueur d'onde de de Broglie, l'énergie des porteurs est quantifiée [43].

L'Hamiltonien de l'électron dans un puits de potentiel suivant la direction de quantification

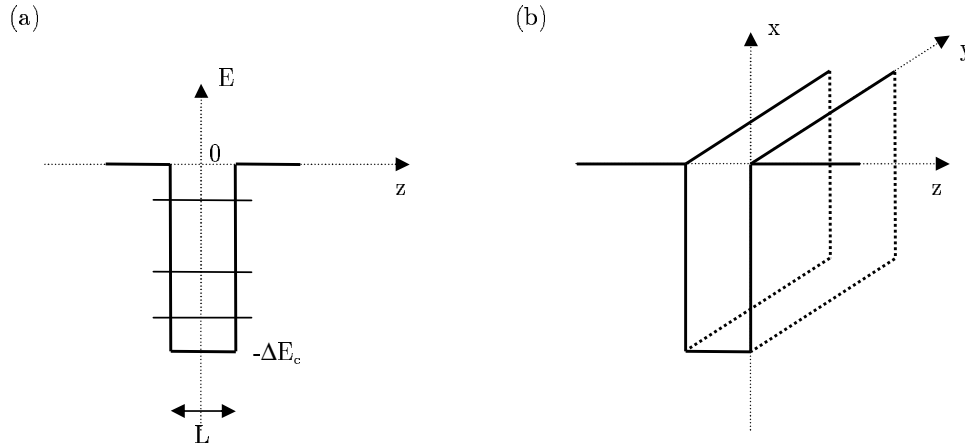


FIGURE 2.1: (a) Puits quantique unidimensionnel et quantification suivant l'axe de croissance z . (b) Système bidimensionnel avec quantification suivant l'axe de croissance et mouvement libre des électrons dans le plan des couches.

(Fig. 2.1(a)) s'écrit :

$$(2.1) \quad H_z = -\frac{\hbar^2}{2m^*} \frac{d^2}{dz^2} + V(z)$$

Les fonctions d'onde et les énergies propres sont données par la résolution du problème aux valeurs propres :

$$(2.2) \quad H_z \Phi(z) = E \Phi(z)$$

Soit

$$(2.3) \quad E = \frac{\hbar^2 k^2}{2m^*} - \Delta E_c$$

Si nous considérons le puits quantique unidimensionnel à barrière infinie, l'énergie de l'électron s'écrit :

$$(2.4) \quad E_n = \frac{\hbar^2 \pi^2}{2m^* L^2} n^2 - \Delta E_c; n = 1, 2, 3, \dots$$

Dans le cas d'un système réel avec quantification dans la direction z et mouvement libre des électrons dans le plan des couches (x, y) , l'Hamiltonien s'écrit :

$$(2.5) \quad H = H_z + \frac{p_x^2 + p_y^2}{2m^*}$$

Dans ce cas les énergies propres sont données par :

$$(2.6) \quad E(\vec{k}_{\parallel}) = E_n + \frac{\hbar^2 k_{\parallel}^2}{2m^*}; \vec{k}_{\parallel}(k_x, k_y)$$

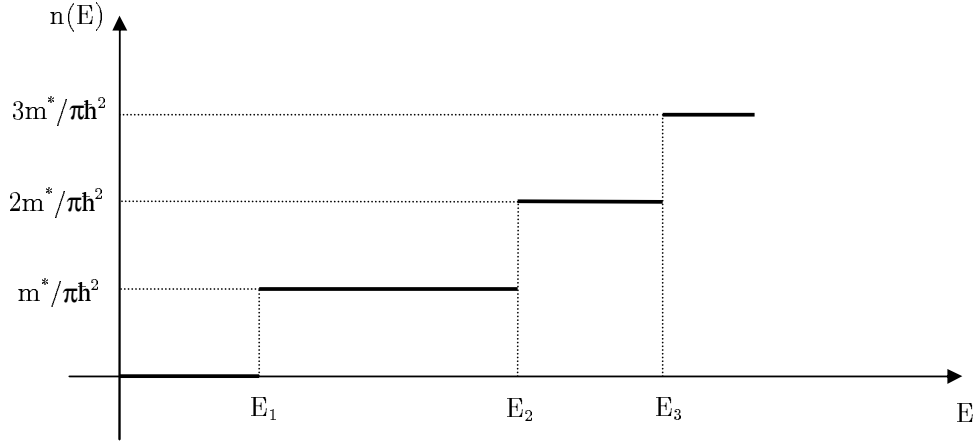


FIGURE 2.2: Densité d'état dans le puits quantique bidimensionnel.

La première partie de l'énergie (E_n) correspond à une des valeurs propres de l'équation de Schrödinger unidimensionnelle. La seconde partie représente l'énergie cinétique des électrons provenant du mouvement libre des porteurs pour chaque état lié du puits quantique dans le plan des couches.

La densité d'état dans un puits quantique est donnée par :

$$(2.7) \quad n(E) = \frac{m^*}{\pi\hbar^2} \sum_n Y(E - E_n)$$

Avec $Y(x) = 0$, $x < 0$ et $Y(x) = 1$, $x > 0$. La figure 2.2 représente la variation de la densité d'états dans le puits quantique.

Dans le chapitre 1, les structures à cascade sont décrites comme des hétérostructures constituées de puits *GaAs* et de barrière *AlGaAs*. Grâce à la périodicité cristalline de ce type de matériaux et à leur accord de paramètre de maille, nous pouvons déterminer les états propres et les énergies propres des électrons dans la bande de conduction par la résolution de l'équation de Schrödinger dans le cadre du formalisme des fonctions enveloppes et par l'approximation de Kane. Dans ce cadre, les fonctions d'ondes $\Psi(\vec{r})$ sont le produit d'une fonction atomique périodique de Bloch $u_{n,\vec{k}}(\vec{r})$ et d'une fonction lentement variable à l'échelle atomique, la fonction enveloppe $f_n(\vec{r})$. $f_n(\vec{r})$ est solution de l'équation de Schrödinger (Eq. 2.2) dont l'expression de l'Hamiltonien est donné dans l'équation 2.9, $f_n(\vec{r})$ s'écrit :

$$(2.8) \quad f_n(\vec{r}) = \frac{1}{\sqrt{S}} e^{i\vec{k}_{\parallel} \cdot \vec{r}} \psi_n(\vec{k}_{\parallel}, z)$$

Aux interfaces entre deux matériaux, nous faisons l'hypothèse que les parties périodiques des fonctions de Bloch sont identiques de deux cotés de l'interface ($u_{l,\vec{k}_0(A)} \equiv u_{l,\vec{k}_0(B)}$). Considérons

comme nous l'avons fait jusqu'à maintenant, un potentiel de confinement $V(z)$ dû à un empilement de couches dans la direction de croissance z . L'Hamiltonien 2.5 nous a montré que pour un puits unique, le transport suivant z et dans le plan des couches (x, y) est indépendant. Dans le cadre de la fonction enveloppe, l'Hamiltonien unidimensionnel dans l'équation 2.2 s'écrit :

$$(2.9) \quad H_z = -\frac{\hbar^2}{2} \frac{\partial}{\partial z} \frac{1}{m^*(E)} \frac{\partial}{\partial z} + V(z) + V_C(z)$$

Où $V_C(z) = e\phi(z)$ avec $\phi(z)$ est le potentiel électrostatique appliqué à la structure et $m^*(E)$ prend en compte l'effet de non parabolicité en changeant la valeur de la masse en fonction de l'énergie [43, 44]. L'expression de la masse effective est :

$$(2.10) \quad \frac{1}{m(E, z)} = \frac{1}{m^*(0)} \left(\frac{2}{3} \frac{E_p}{E - E_{lh}(z)} + \frac{1}{3} \frac{E_p}{E - E_{so}(z)} \right)$$

où $m^*(0)$ est la masse effective dans le *GaAs* ($m^*(0) = 0.067m_0$, m_0 masse de l'électron), E est l'énergie de l'état considéré depuis le bas du puits, E_p est l'énergie de Kane (~ 20 eV dans le GaAs), E_{lh} l'énergie de la bande de valence trou léger et E_{so} l'énergie de la bande de valence split-off. Pour prendre en compte l'effet du dopage dans nos structures, il est nécessaire de coupler l'équation de Schrödinger 2.9, à laquelle il faut ajouter un terme de potentiel Coulombien de la forme $V_C(z) = e\phi(z)$, à l'équation de Poisson. Celle-ci s'écrit :

$$(2.11) \quad \frac{\partial}{\partial z} \left(\epsilon(z) \frac{\partial}{\partial z} \phi(z) \right) = -\rho(z)$$

Où $\epsilon(z)$ est la permittivité et $\rho(z)$ la densité de charge. L'introduction de la charge est importante pour certaines structures QCLs THz. En effet, pour certains dopages, la courbure de bande change sous l'effet des charges, nous le verrons en particulier pour la structure QCL THz "niveau lié vers continuum & LO phonon dépopulation".

2.3 Mécanismes de relaxation inter sous-bande

Les parties 3.2.1 et 5.4 montrent que les caractéristiques des structures cascades dépendent du temps de vie des électrons dans les sous-bandes. Connaître les temps de vie mis en jeu dans la structure permet de comprendre la dynamique des porteurs à l'intérieur de celle-ci. Le temps de vie de l'électron est déterminé suivant le mécanisme radiatif ou non lui permettant de passer d'une sous-bande à une autre. Dans ce chapitre, nous allons présenter ces mécanismes, à champ nul et sous champ magnétique perpendiculaire. Nous tenterons de mettre en exergue les mécanismes dominants dans chacune des structures.

L'estimation des différents temps de vie dans nos structures est faite entre un état $|\psi_i\rangle$ vers l'ensemble des états $|\psi_f\rangle$ accessibles. La transition est induite par un potentiel $V(\vec{r})$, en appliquant la règle d'or de Fermi, on a[45] :

$$(2.12) \quad \frac{\hbar}{2\pi\tau_i} = \sum_f |\langle \psi_i | V(\vec{r}) | \psi_f \rangle|^2 \delta(\epsilon_f - \epsilon_i)$$

Les fonctions d'onde sont connues grâce au formalisme de la fonction enveloppe[43], il faut maintenant expliciter chaque potentiel d'interaction.

L'électron peut passer d'une sousbande à une autre par émission de lumière, par transport tunnel résonnant ou enfin par mécanisme non radiatif élastique ou inélastique. L'ensemble des mécanismes élastiques et inélastiques sont représentés respectivement sur les figures 2.5 et 2.4. Nous commençons cette partie avec la diffusion inélastique par les phonons longitudinaux optiques [45] qui, dans les structures polaires est un des mécanismes dominants. Nous évaluons ensuite l'élément de matrice pour un autre processus intrinsèque : l'interaction électron-phonons acoustiques. Nous ne prenons pas en compte le désordre d'alliage car nous n'étudions que des structures dont les puits sont constitués de GaAs. Nous exprimons ensuite deux processus extrinsèques la diffusion par la rugosité aux interfaces ainsi que sur les impuretés ionisées. Le premier de ces mécanismes a été mis en évidence dans l'ensemble de nos structures étudiées [46, 47], il provient des défauts de croissance par épitaxie par jet moléculaire. Le second a seulement été mis en évidence dans les détecteurs à cascade quantique, car il s'agit du seul composant dont la région active est la région dopée (Chap. 5). Un dernier mécanisme sera décrit dans la partie 2.3.7, l'interaction électron-électron [48].

2.3.1 Transition radiative

Dans le chapitre 1, les transitions intersousbandes sont présentées comme étant des transitions unipolaires et par conséquent l'absorption ou l'émission pour ce type de transition est une fonction Dirac à l'énergie $\hbar\omega = E_f - E_i$, si l'on néglige l'effet de la non parabolicité des bandes. Calculons maintenant le taux de transition radiative entre deux sousbandes en utilisant la règle d'or de Fermi :

$$(2.13) \quad \frac{\hbar}{2\pi\tau_{i \rightarrow f}} = |\langle f_f | H_{rad} | f_i \rangle|^2 \delta(E_f(k_f) - E_i(k_i) \pm \hbar\omega)$$

ω est la fréquence du photon, le signe \pm correspond soit à une émission soit à une absorption, l'Hamiltonien d'interaction s'écrit :

$$(2.14) \quad H_{rad} = \frac{e}{m^*} \mathbf{A} \cdot \mathbf{p}$$

Où \mathbf{A} est le potentiel vecteur et \mathbf{p} est l'opérateur du moment de l'électron. Après avoir exprimé le potentiel vecteur pour une interaction harmonique, l'Hamiltonien s'écrit :

$$(2.15) \quad H_{rad} = \frac{e}{m^*} \sqrt{\frac{\hbar}{2\epsilon_0 n_r c \omega}} (e^{i\mathbf{q} \cdot \mathbf{r}} \boldsymbol{\varepsilon} \cdot \mathbf{p} + e^{-i\mathbf{q} \cdot \mathbf{r}} \boldsymbol{\varepsilon} \cdot \mathbf{p})$$

Où ϵ_0 est la permittivité du vide, n_r l'indice optique du matériaux, $\boldsymbol{\varepsilon}$ est la polarisation et \mathbf{q} est le moment du photon, perpendiculaire à $\boldsymbol{\varepsilon}$. La première partie de l'Hamiltonien correspond à l'absorption des photons alors que la seconde correspond à l'émission. L'élément de matrice s'écrit donc :

$$(2.16) \quad \langle f_f | e^{\pm i\mathbf{q} \cdot \mathbf{r}} \boldsymbol{\varepsilon} \cdot \mathbf{p} | f_i \rangle \propto \left(\int dx dy e^{-i\mathbf{k}_{\parallel, f} \cdot \mathbf{r}_{\parallel}} \boldsymbol{\varepsilon}_{\parallel} \cdot \mathbf{p}_{\parallel} e^{i\mathbf{k}_{\parallel, i} \cdot \mathbf{r}_{\parallel}} \times \int dz \psi_f^* e^{\pm i q_z z} \psi_i \right) \\ + \left(\int dx dy e^{i(\mathbf{k}_{\parallel, i} - \mathbf{k}_{\parallel, f}) \cdot \mathbf{r}_{\parallel}} e^{\pm i\mathbf{q}_{\parallel} \cdot \mathbf{r}_{\parallel}} \times \int dz \psi_f^* \boldsymbol{\varepsilon}_z \cdot \mathbf{p}_z \psi_i \right)$$

Notre étude porte sur des longueurs d'onde IR ($\lambda \sim 1 \mu\text{m}$), les puits étudiés ont des épaisseurs de l'ordre de 100 \AA , par conséquent $z/\lambda \ll 1$. En posant $q_z z \sim z/\lambda$, nous simplifions l'expression précédente en écrivant $e^{\pm i q_z z} \cong 1$. L'équation 2.16 s'écrit alors :

$$(2.17) \quad \langle f_f | e^{\pm i\mathbf{q} \cdot \mathbf{r}} \boldsymbol{\varepsilon} \cdot \mathbf{p} | f_i \rangle \propto \varepsilon_z \delta_{\mathbf{k}_{\parallel, i}, \mathbf{k}_{\parallel, f}} \langle \psi_f | p_z | \psi_i \rangle$$

D'après l'expression 2.17, nous retrouvons une règle de sélection pour les transitions intersousbandes : l'émission ou l'absorption intersousbande n'est possible qu'avec une onde polarisée suivant l'axe de croissance (z), une onde Transverse Magnétique (TM).

2.3.2 Effet tunnel résonnant

Considérons le cas le plus simple pour expliquer l'effet tunnel résonnant, celui d'une double barrière ayant un seul niveau lié d'énergie E_n dans le puits. A l'état initial, $V = 0 \text{ V}$ (Fig. 2.3(a)), nous supposons $E_n > E_F$, avec E_F le niveau de Fermi dans les contacts. Dans cette configuration pour tous les états occupés des contacts il n'y a aucun état vide de même énergie dans le puits.

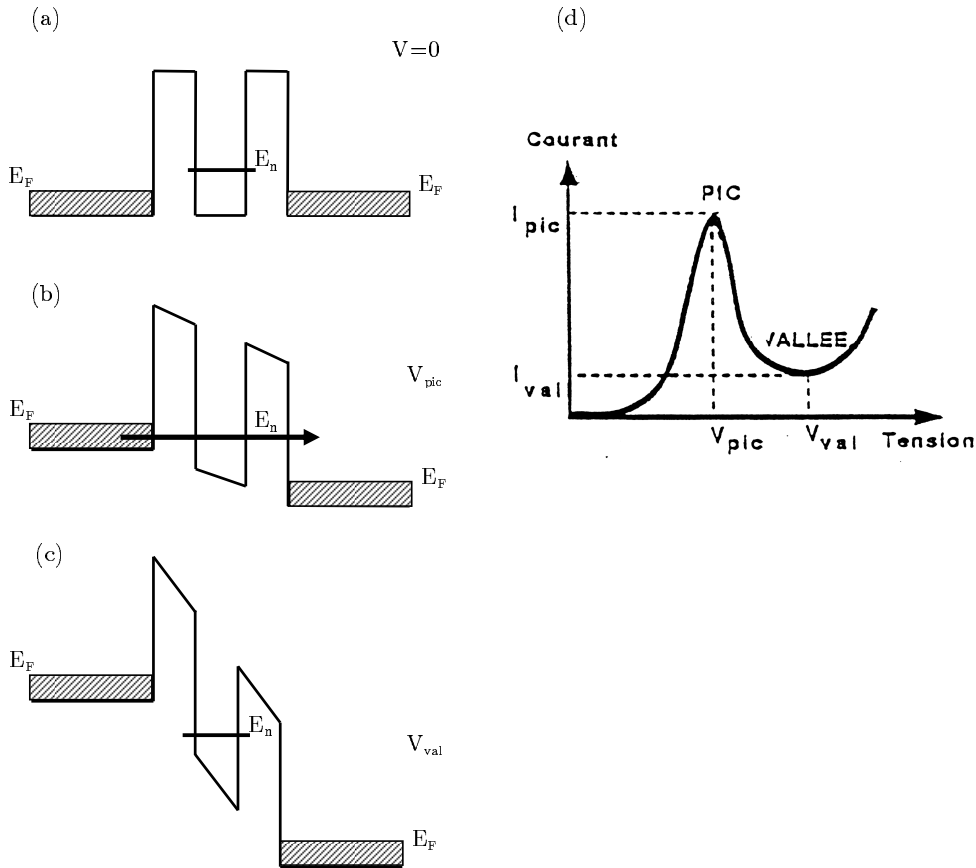


FIGURE 2.3: Polarisation d'une diode double barrière (a) E_n est supérieure à l'énergie E_F de l'émetteur, le courant est nul. (b) E_n est inférieure à l'énergie E_F de l'émetteur, le courant circule. (c) E_n est inférieure au bas de la bande de conduction de l'émetteur, le courant diminue brusquement. (d) Caractéristique $i(V)$ d'une structure à double barrière, extrait de la référence [49].

La probabilité qu'un électron ne passe par effet tunnel d'un contact à l'autre est donc égale au produit des probabilités de passage par effet tunnel de chacune des barrières. En appliquant une tension entre les deux contacts de la structure, le niveau lié du puits se place en face d'états occupés du contact gauche et d'états vides du contact de droite. La probabilité de passage par effet tunnel est alors importante (Fig. 2.3(b)). A plus forte tension de polarisation, lorsque le niveau lié du puits est en face du niveau bas de la bande de conduction de l'émetteur, alors la probabilité de passage diminue (Fig. 2.3(c)).

La figure 2.3(d) représente l'évolution du courant aux bornes de ce type de structure. Ce courant total tunnel est la somme des probabilités de transmission. L'évolution suit la description qualitative et peut être découpée en trois parties décrites dans les figures 2.3(a), (b) et (c). L'expression de courant est donnée par [50] :

$$(2.18) \quad I = \frac{e}{4\pi^3\hbar} \int_0^\infty dk_x dk_y \int_0^\infty dk_z T(E_z) [f(E) - f(E')] \left(\frac{\partial E}{\partial k_z} \right)$$

Où $f(E)$ est la fonction de distribution de Fermi-Dirac de l'émetteur et $f'(E)$ celle du collecteur. $T(E_z)$ est la probabilité de transmission tunnel, celle-ci est déterminée par le calcul de la matrice de transfert [50]. L'effet tunnel résonnant est un mécanisme élastique avec conservation du vecteur d'onde dans le plan (k_{\parallel}). Nous allons maintenant expliquer en détail les mécanismes de diffusion élastique et inélastique possibles dans les hétérostructures.

2.3.3 Interaction électron-phonon LO

Dans cette partie, nous allons décrire explicitement le calcul du taux de diffusion dû à l'émission d'un phonon LO. Dans un semi-conducteur massif, un électron et un phonon LO de vecteur d'onde \vec{q} et d'énergie $\hbar\omega_{LO}$ sont couplés par l'Hamiltonien de Fröhlich[45] :

$$(2.19) \quad H_{e-ph} = \sum_q [\alpha(\vec{q}) e^{-i\vec{q}\cdot\vec{r}} a^+(\vec{q}) + c.c.]$$

où $a^+(\vec{q})$ est l'opérateur création pour un phonon et $|\alpha(\vec{q})|^2 = 2\pi\hbar\omega_{LO}e^2/\varepsilon_p\Omega q^2$ est la constante de couplage de Fröhlich. Cette interaction est délocalisée dans toute la structure et non pas restreinte à un puits. Nous négligeons la dispersion des phonons due à l'hétérostructure devant celle des électrons. Dans un premier temps, nous ne considérons seulement que l'émission de phonons LO. D'après les equations 2.19 et 2.12, le taux de diffusion d'un état initial $|i, k_i\rangle$ vers un état final $|f, k_f\rangle$ dû à l'émission de phonon longitudinaux optique à $T = 0K$ s'écrit comme :

$$(2.20) \quad \frac{1}{\tau_i} = \frac{m^*e^2\omega_{LO}}{2\hbar^2\varepsilon_p} \sum_f \int_0^{2\pi} d\theta \frac{I^{if}(Q)}{Q},$$

$$Q = (k_i^2 + k_f^2 - 2k_i k_f \cos\theta)^{1/2}$$

où

$$(2.21) \quad k_f^2 = k_i^2 + \frac{2m^*}{\hbar^2} (\varepsilon_i - \varepsilon_f - \hbar\omega_{LO}),$$

$$\varepsilon_p^{-1} = \varepsilon_\infty^{-1} - \varepsilon_0^{-1}$$

où ε_∞ et ε_0 sont respectivement la permittivité relative de haute fréquence et statique de l'hétérostructure. $I^{if}(Q)$ est définie par :

$$(2.22) \quad I^{if}(Q) = \int dz \int dz' \chi_i(z) \chi_f(z) e^{-Q|z-z'|} \chi_i(z') \chi_f(z')$$

Toutes nos expériences étant réalisées à une température $T \neq 0$, nous devons multiplier l'équation 2.20 par $(1 + n_{LO})$ où n_{LO} est la population thermique des phonons optiques :

$$(2.23) \quad n_{LO} = \left(e^{\frac{\hbar\omega_{LO}}{k_B T}} - 1 \right)^{-1}$$

Nous venons de décrire explicitement le calcul du taux de diffusion dû à l'émission d'un phonon LO, ce mécanisme n'est possible que si la séparation entre les sous-bandes est supérieure ou égale à l'énergie d'un phonon LO ($\hbar\omega_{LO}$).

Si nous appliquons ce raisonnement aux structures moyen IR, laser et détecteur, lorsqu'un niveau haut est peuplé, les électrons peuvent relaxer dans un niveau inférieur en émettant un phonon LO. Ce phénomène a été observé dans les QCLs [46, 51]. Un bon accord entre les expériences de magnéto-transport et la théorie montre l'efficacité du mécanisme. Pour les structures QCDs, la part de ce processus est explicité dans la partie 5.4. Afin d'avoir un niveau haut peuplé, cette étude est faite lors de l'illumination du détecteur (Fig. 2.4(a)). Lorsque le détecteur est dans le "noir" (sans illumination), les électrons sont situés sur le niveau fondamental du puits dopé, il ne peut donc pas y avoir émission de phonon LO. Nos expériences de courant noir sont réalisées à des températures relativement élevées ($T = 40\text{K}$, $T = 80\text{K}$, $T = 120\text{K}$), nous pouvons alors supposer qu'une absorption de phonon LO est possible (Fig. 2.4(b), Chap. 5.3). Dans le formalisme précédent, pour obtenir le taux d'absorption de phonon LO, le terme $-\hbar\omega_{LO}$ dans l'équation 2.21 est remplacé par $\hbar\omega_{LO}$ et l'équation 2.20 est multipliée par n_{LO} .

Dans les structures THz, la transition radiative a une énergie inférieure à $\hbar\omega_{LO}$, ce qui, en principe interdit ce mécanisme non-radiatif au niveau de la transition laser. Nous verrons par la suite (Chap. 3) que ce mécanisme peut tout de même avoir lieu dans un laser THz à condition de considérer une population d'électrons chauds (Fig. 2.4(c), Part. 3.6). Par ailleurs, ce processus a été utilisé dans ces structures THz pour vider de façon très efficace le niveau bas de la transition laser (Ref. [52], Part. 3.5). Dans les structures QCDs, l'absorption de phonon LO explique le courant sans illumination (Part. 5.3).

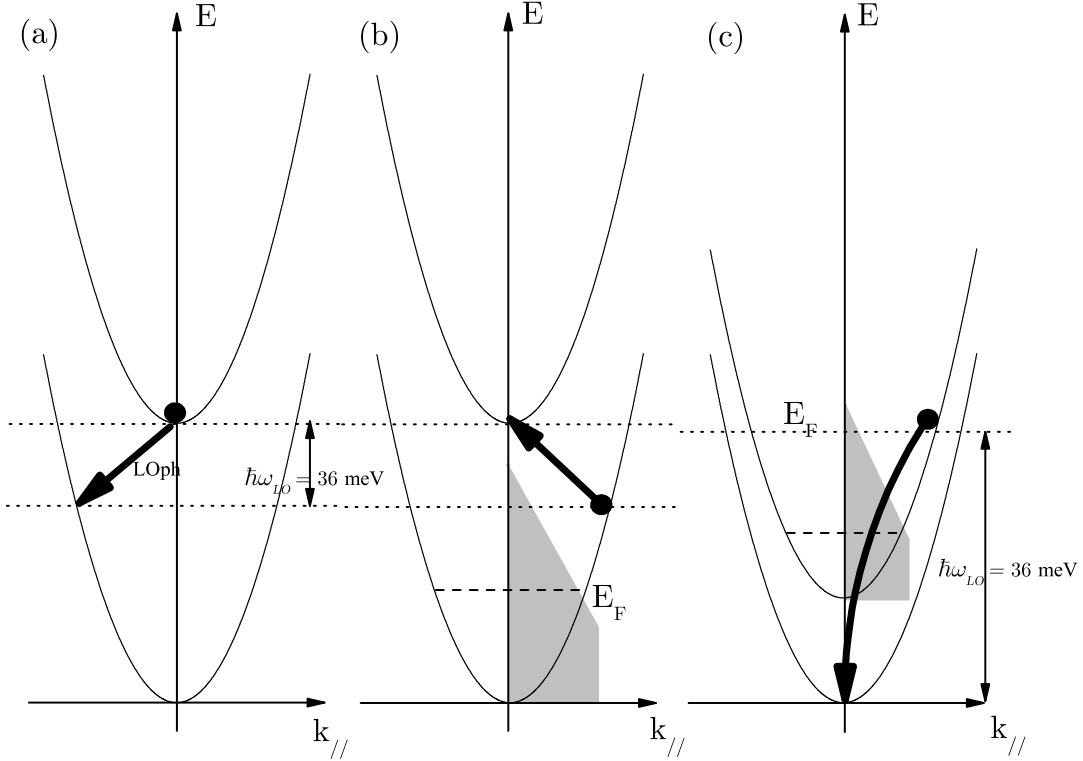


FIGURE 2.4: Sousbandes électroniques de la bande de conduction dans un puits quantique espacées d'une énergie ΔE . Les parties grisées correspondent à une distribution thermique des électrons. (a) (resp. (b)) Cas $\Delta E > \hbar\omega_{LO}$. L'émission (resp ;absorption) de phonon LO de la sousbande | 2) vers la sousbande | 1) (resp. | 1) vers | 2)) est possible par un changement de k_{\parallel} . (c) Cas $\Delta E < \hbar\omega_{LO}$. L'émission de phonon LO de la sousbande | 2) vers la sousbande | 1) est possible pour une population d'électrons chauds par un changement de k_{\parallel} .

2.3.4 Interaction électron-phonon LA

Le taux de diffusion pour l'interaction électron-phonon LA est déterminé de la même manière que précédemment[45]. Dans l'expression de l'Hamiltonien (Eq. 2.19) le facteur $\alpha(\vec{q})$ s'écrit $|\alpha(\vec{q})|^2 = 2\pi\hbar\omega_{LA}e^2/\varepsilon_p\Omega q^2$.

Bien que l'émission de phonon LA soit permise pour tous les porteurs dans nos structures, différents calculs[45, 48] montrent qu'à très basse température (0 K-4.5 K) le temps de vie d'un électron avant l'émission d'un phonon LA est compris dans un intervalle allant de 80 à 400 ps. A plus haute température (77 K), le temps de vie d'un électron est compris entre 20 et 40 ps.

Ces intervalles de temps de vie sont calculés pour différentes largeurs de puits ce qui induit différentes séparations énergétiques. Pour la borne inférieure, le calcul est fait pour un simple puits $GaAs/Al_{0.3}Ga_{0.7}As$ de largeur 50 \AA (140 meV) et pour la borne supérieure, la largeur du puits est 300 \AA (16 meV). Dans nos structures, les mécanismes non-radiatifs dominants ont des temps de vie de l'ordre de quelques picosecondes. Ce calcul a déjà été mené pour un QCL moyen IR[46], il apparait que le taux de diffusion est très petit par rapport aux autres comme la diffusion sur la rugosité d'interface et l'émission de phonon LO. Nous négligerons donc toujours ce processus non-radiatif dans la suite de notre étude.

2.3.5 Interaction électron-rugosité d'interface

Les structures à cascade sont composées de puits et de barrières dont l'épaisseur est de l'ordre de quelques nanomètres. Pour élaborer ces structures, deux techniques d'épitaxie existent, le dépôt chimique en phase vapeur (MOCVD) et l'épitaxie par jets moléculaires (MBE). La précision de cette dernière est de l'ordre d'une monocouche atomique, soit 3.2 \AA dans le GaAs. Lors de l'épitaxie de l'hétérostructure, le passage d'une couche de GaAs (puits) à une couche d'AlGaAs (barrière) doit se faire de façon brutale. Compte tenu de la précision de croissance, les interfaces ont des défauts, qui constituent la rugosité de l'interface. Cette rugosité a été mise en évidence dans plusieurs types de structures, par exemple dans un simple puits quantique de GaAs/AlGaAs en étudiant les propriétés de luminescence [53] ou encore pour un multi-puits quantique GaAs/AlGaAs en étudiant la relation entre la microrugosité d'interface et la largeur du pic de photoluminescence [54]. Le modèle communément utilisé [55] pour rendre compte de l'effet de la rugosité d'interface est de prendre une distribution de terrasse de hauteur Δ dans le plan des couches $\vec{r} = (x, y)$ distribuée par une fonction de corrélation gaussienne de paramètre Λ [56, 57] :

$$(2.24) \quad \langle F(\vec{r})F(\vec{r}') \rangle = \exp\left(-\frac{|\vec{r} - \vec{r}'|}{\Lambda}\right)$$

Le potentiel d'interaction s'écrit alors :

$$(2.25) \quad V_{IR}(\vec{r}) = V_0 \Delta \delta(z - z_i) F(\vec{r})$$

où V_0 est la hauteur des barrières, z_i la position des barrières. Afin de simplifier les calculs, nous nous plaçons dans le cas présenté sur la figure 2.5, les électrons dans la sousbande initiale sont

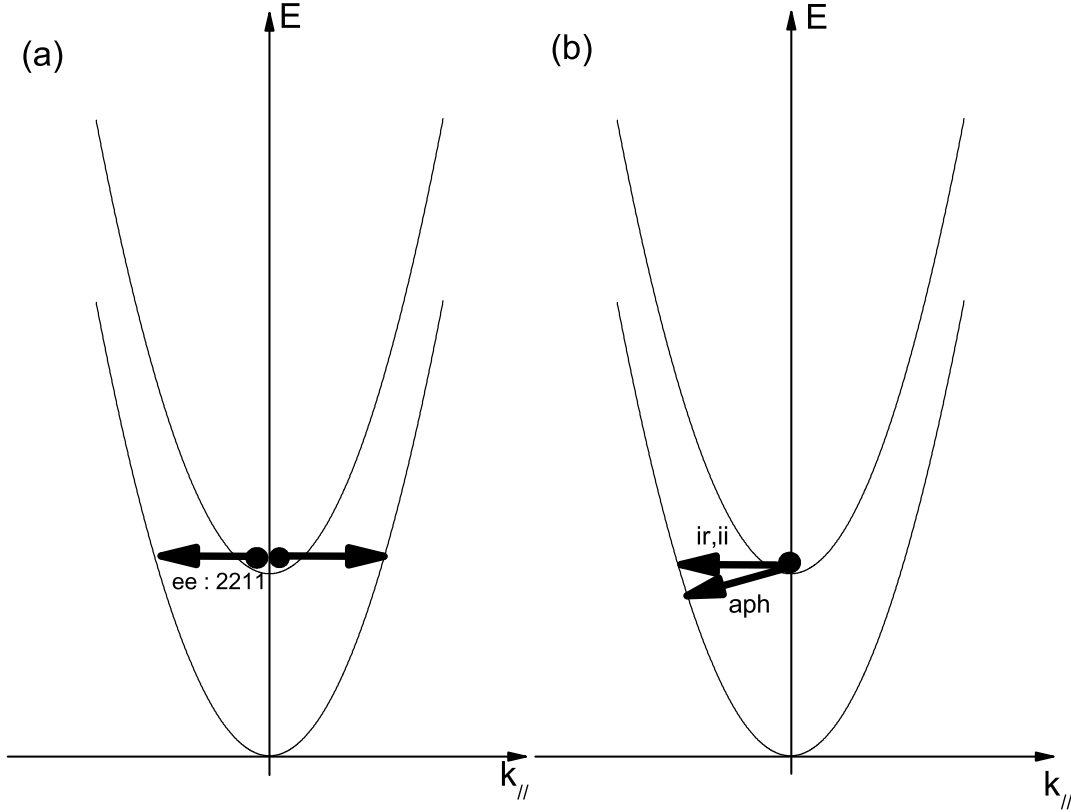


FIGURE 2.5: Sousbandes électroniques de la bande de conduction dans un puits quantique espacées d'une énergie ΔE . (a) Illustration de l'interaction électron-électron (ee) pour deux électrons dans la sousbande $|2\rangle$ vers la sousbande $|1\rangle$. Notons le changement de k_{\parallel} pour les deux électrons et la conservation de l'énergie. (b) Illustration de l'interaction électron-rugosité d'interface (ir), de l'interaction électron-impuretés ionisées (ii) et de l'interaction électron-phonon acoustique (aph) pour un électron dans la sousbande $|2\rangle$ vers la sousbande $|1\rangle$. Notons le changement de k_{\parallel} de l'électrons et la conservation de l'énergie pour les deux premiers mécanismes et dans le cas du dernier processus, nous remarquons le changement de k_{\parallel} de l'électron et la quasi-conservation de l'énergie.

supposés être situés en bas de bande, $k_i = 0$.

$$(2.26) \quad \frac{\hbar}{2\pi\tau_i} = \pi V_0^2 \Delta^2 \Lambda^2 \sum_f \sum_{z_i} \chi_i(z_i)^2 \chi_f(z_i)^2 \exp\left(-\frac{m^* \Lambda^2}{\hbar^2} (\epsilon_i - \epsilon_f)\right)$$

La somme sur les z_i a été ajoutée pour tenir compte de toutes les interfaces présentes dans notre structure. Les structures cascades sont constituées d'empilements de deux matériaux : il y a donc deux types d'interface, les interfaces GaAs/AlGaAs et AlGaAs/GaAs. Tanaka *et al.*[58]

ont rapporté une différence de rugosité effective pour chacune des interfaces. Pour autant, par souci de simplification, nous prendrons les mêmes paramètres de rugosité, Δ et Λ pour chaque interface. Comme Leuliet *et al.* [46] l'ont montré dans les structures QCLs moyen IR, la rugosité d'interface est un mécanisme de diffusion efficace. Par la même approche, ce mécanisme sera étudié dans les structures QCLs THz et les QCDs moyen IR. (Part. 3, 5)

2.3.6 Interaction électron-impuretés ionisées

Toutes les structures étudiées ont des dopages très élevés. En effet, dans les QCLs, le fort dopage permet de faciliter l'inversion de population. Nous avons vu dans le chapitre 1 que pour éviter une forte électroluminescence, la zone dopée dans les QCLs THz ne se trouve pas dans la région active mais dans le puits qui précède la région active. Dans les QCDs, nous avons déjà vu que la zone dopée est la zone active. Ce processus non-radiatif est donc primordial dans ces structures.

Le potentiel d'interaction électron-impuretés ionisées s'écrit[45] :

$$(2.27) \quad V_{imp} = \frac{2\pi e^2}{4\pi\epsilon_0\epsilon_r S} \sum_{Q_\perp} \frac{1}{Q_\perp} \exp(-Q_\perp |z - z_i| + iQ_\perp(\vec{\rho} - \vec{\rho}_i))$$

où S est la surface de l'échantillon, z_i la position des impuretés, ϵ_r la constante diélectrique relative dans le GaAs.

Grâce au potentiel des impuretés ionisées, nous pouvons résoudre l'équation 2.12, nous nous limitons aux diffusions sur les impuretés à partir du bas de la bande du niveau haut ($k_i = 0$) 2.5. Le taux de diffusion s'écrit :

$$(2.28) \quad \langle \frac{\hbar}{2\pi\tau_i} \rangle = \pi \left(\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0\epsilon_r} \right)^2 N_{imp} \sum_f \frac{1}{E_i - E_f} | \langle \chi_f | e^{-|z-z_i|\sqrt{2m^*(E_i-E_f)/\hbar^2}} | \chi_i \rangle |^2$$

où N_{imp} est la densité d'impureté par unité de surface. D'après l'équation 2.28, le taux de diffusion est limité par la distance $|z - z_i|$ entre l'électron qui diffuse et l'impureté ionisée. Ce mécanisme non-radiatif peut être dominant lorsque l'amplitude des fonctions d'onde $\chi(z)$ sont importantes à proximité de la zone dopée. Par des simulations Monte Carlo du transport dans des QCL THz, Callebaut *et al.*[59] ont montré que les impuretés ionisées augmentaient la température électronique dans la structure. En effet, la diffusion electron-impureté ne permet pas un

échange d'énergie entre les électrons et ne contribue donc pas à la thermalisation des porteurs à l'intérieur d'une sous-bande. L'effet de ce processus de diffusion dépend totalement de la structure étudiée. Dans celle étudiée par Leuliet *et al.*[46], la zone dopée se situe deux puits avant la zone active soit 100 \AA . Ce mécanisme est alors négligeable par rapport aux autres, comme par exemple la rugosité d'interface ou l'émission de phonon LO. Nous verrons dans le chapitre 5.4 que ce mécanisme est dominant dans les structures QCDs et supprime même l'émission de phonon LO.

Lors de notre travail de recherche, nous avons réalisé ce calcul à champ magnétique nul. Ainsi, nous avons déterminé quel est le mécanisme dominant pour certaines structures à champ nul. L'expression analytique en champ magnétique n'est pour le moment pas achevée. Ce calcul à champ nul nous permet donc de proposer une interprétation aux résultats expérimentaux présentés dans la suite.

2.3.7 Interaction électron-électron

Comme le mécanisme précédent, l'interaction électron-électron est un processus de diffusion entre deux particules chargées, le potentiel d'interaction est donc de nature Coulombienne. Dans ce cas, le processus élastique n'a pas lieu entre un électron et une impureté ionisée mais entre deux électrons. Dans la partie 2.3.6, nous avons montré que les charges positives dans la zone dopée sont des centres diffuseurs. Ces dopants fournissent des électrons, ce qui donne une forte densité de porteurs. Ainsi le potentiel Coulombien n'est pas restreint à deux corps mais il doit tenir compte de l'écrantage opéré par l'ensemble des autres porteurs. Le calcul du temps de vie de l'électron par une interaction électron-électron est présenté par Smet *et al.*[48]. Les transitions électroniques sont notées par quatre indices (i, j, f, g) : les deux premiers indices correspondent aux deux électrons dans la sousbande initiale et les deux derniers dans la sousbande finale. La transition la plus efficace pour une structure à multi-puits quantiques est $(2,2,1,1)$ (voir la figure 2.5), les deux électrons partent de la sousbande 2 pour aller sur la sousbande 1.

Pour l'heure, nous n'avons pas étudié ce mécanisme de relaxation non-radiatif complexe. Pour autant, dans les QCLs THz, l'interaction électron-électron est un processus efficace en particulier pour vider la minibande dans les lasers "niveau lié vers continuum" [28]. Ce mécanisme permet aussi de thermaliser les électrons dans les sousbandes, en plaçant les électrons à une énergie

suffisante pour que la séparation en énergie entre l'électron et l'état bas du laser soit égale à l'énergie d'un phonon LO (Fig. 2.4).

2.4 Effet du champ magnétique perpendiculaire sur un puits quantique

Dans cette partie, nous allons étudier l'effet du champ magnétique appliqué perpendiculairement aux couches de l'hétérostructure (parallèle à la direction de croissance). Les systèmes que nous étudions sont confinés dans une direction de l'espace, suivant la direction de croissance (z), les électrons sont libres dans le plan des couches (x, y). Pour comprendre l'effet du champ magnétique, revenons à la force classique de Lorentz. Dans le cas d'un champ magnétique perpendiculaire aux couches, les électrons ne sont pas perturbés dans la direction z mais décrivent une orbite cyclotron dans le plan (x, y). Si l'on applique un champ magnétique tel que le rayon de l'orbite cyclotron est comparable à la longueur d'onde de de Broglie, alors l'approche classique n'est plus valable et une approche quantique s'impose[51]. Ainsi par le champ magnétique, nous pouvons transformer nos structures 2D en structures quasi-0D[60]. Nous allons donc tenter de comprendre l'effet du champ magnétique sur les niveaux d'énergie ainsi que sur les processus électroniques dans les structures. Nous allons nous restreindre dans cette partie au champ magnétique perpendiculaire aux couches, car notre étude a été principalement menée dans cette configuration.

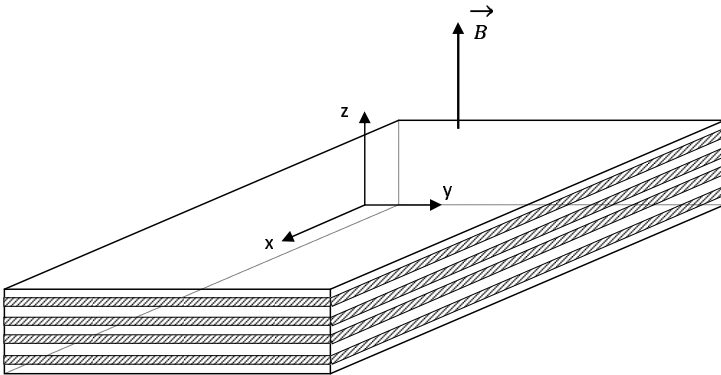


FIGURE 2.6: Champ magnétique uniforme perpendiculaire au plan des couches de l'hétérostructure (parallèle à l'axe de croissance z).

2.4.1 Quantification de Landau

Considérons un électron confiné dans un potentiel quasi-bidimensionnel et déterminons le mouvement de celui-ci lorsqu'il est soumis à un champ magnétique statique et uniforme [43], et appliqué parallèle à l'axe de croissance comme le montre la figure 2.6. Le vecteur champ magnétique s'écrit : $\vec{B} = [0, 0, B]$. En utilisant le potentiel vecteur du champ magnétique, défini par :

$$(2.29) \quad \vec{B} = \nabla \wedge \vec{A} \Rightarrow \vec{A} = [0, Bx, 0]$$

on détermine l'hamiltonien à étudier pour un électron dans un puits quantique soumis à champ magnétique :

$$(2.30) \quad \hat{H} = \frac{1}{2m^*} \left(\hat{p}_y + eBx \right)^2 + \frac{\hat{p}_x^2}{2m^*} + \frac{\hat{p}_z^2}{2m^*} + V_{conf}(z) + g^* \mu_B \vec{\sigma} \cdot \vec{B}$$

où m^* est la masse effective de l'électron, e la charge de l'électron, $V_{conf}(z)$ est le potentiel de confinement du puits, $\vec{\sigma}$ est le spin de l'électron, g^* est le facteur de Landé effectif ($g^* = 2$ pour les électrons dans le vide, $g^* = -0.44$ dans le GaAs), $\mu_B = \frac{e\hbar}{2m_0}$ est le magnéton de Bohr. L'opérateur $\vec{\sigma}$ a pour valeurs propres $\pm \frac{1}{2}$. Comme le terme du spin est invariant par rotation, la partie orbitale et l'effet du spin sont déterminés de façons indépendantes. Il suffira ensuite de faire le produit tensoriel $|x, y, z\rangle \otimes |\uparrow\downarrow\rangle$ entre les vecteurs propres de la partie orbitale $|x, y, z\rangle$ et les vecteurs propres de la partie en spin $|\uparrow\downarrow\rangle$ [47]. Dans un premier temps nous allons nous concentrer sur la partie orbitale de l'équation (2.30). Le champ magnétique n'a aucun effet sur le mouvement des électrons dans la direction z , nous pouvons donc découpler le mouvement des électrons dans le plan (x, y) et dans la direction z . Nous réécrivons l'équation (2.30) comme suit :

$$(2.31) \quad \hat{H} = \hat{H}_z + \hat{H}_{x-y}$$

$$\begin{aligned} \hat{H}_z &= \frac{\hat{p}_z^2}{2m^*} + V_{conf}(z) \\ \hat{H}_{x,y} &= \frac{1}{2m^*} \left(\hat{p}_y + eBx \right)^2 + \frac{\hat{p}_x^2}{2m^*} \end{aligned}$$

Nous allons résoudre la partie dans le plan (x, y) , l'Hamiltonien est indépendant de y , nous pouvons donc écrire la fonction d'onde dans le plan comme $\Phi(x, y) = \xi(x)e^{ik_y y}$. L'équation de Schrödinger dans le plan donne :

$$(2.32) \quad \left(-\frac{\hbar^2}{2m^*} \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\hbar^2 k_y^2}{2m^*} - \frac{\hbar k_y e B x}{m^*} + \frac{e^2 B^2 x^2}{2m^*} \right) \xi(x) = E_{x,y} \xi(x)$$

En posant $\omega_c = eB/m^*$, la fréquence cyclotron et $v = x - \hbar k_y/m^* \omega_c$, nous pouvons réécrire l'équation de Schrödinger (2.32) sous la forme d'un oscillateur harmonique :

$$(2.33) \quad \left(-\frac{\hbar^2}{2m^*} \frac{\partial^2}{\partial v^2} + \frac{1}{2} m^* \omega_c^2 v^2 \right) p(v) = E_{x,y} p(v)$$

Les ondes planes parallèles deviennent des fonctions d'onde de type oscillateur harmonique (de fréquence ω_c) centrée en :

$$(2.34) \quad x_0 = -\frac{\hbar}{eB} k_y = -l_c^2 k_y$$

où l_c est la longueur magnétique. Les valeurs propres de l'Hamiltonien dans le plan sont indépendantes de k_y et espacées de $\hbar\omega_c$, ce sont les niveaux de Landau :

$$(2.35) \quad E_{x,y} = E_n = \left(n + \frac{1}{2} \right) \hbar\omega_c$$

Les fonctions propres de $\widehat{H}_{x,y}$ peuvent être exprimées comme un polynôme d'Hermite :

$$(2.36) \quad \xi(x) = (2^n n! \sqrt{\pi} l_c)^{-1/2} e^{-\frac{(x-x_0)^2}{2l_c^2}} H_n \left(\frac{x-x_0}{l_c} \right)$$

Pour la composante du mouvement en z , l'Hamiltonien est exactement le même que l'Hamiltonien de l'hétérostructure. Les fonctions d'onde sont alors les $\chi_m(z)$ qui correspondent au $m^{\text{ème}}$ état lié d'énergie $E_z = E_m$ de l'hétérostructure.

Nous pouvons maintenant revenir à l'Hamiltonien total et réintroduire le spin. Les états propres consistent en une échelle de Landau dont la valeur à champ nul correspond à l'état propre du niveau lié de l'hétérostructure. Chaque niveau est dégénéré suivant k_y ou x_0 , la n^{me} fonction de l'oscillateur harmonique. Les états propres s'écrivent en fonction de chaque nombre quantique :

$$(2.37) \quad |\nu\rangle = |m, n, k_y, \sigma\rangle$$

ce qui correspond à des énergies propres :

$$(2.38) \quad E = E_m + \left(n + \frac{1}{2} \right) \hbar\omega_c \pm \frac{1}{2} g^* \mu_B B$$

Les niveaux de Landau sont dégénérés et leur dégénérescence est donnée par les conditions aux limites,

$$\begin{aligned}
 & k_y L_y = 2n\pi \\
 (2.39) \quad & x_0 \in [-L_x/2; L_x/2] \\
 & N = \frac{L_x L_y}{2\pi l_c^2}
 \end{aligned}$$

où L_x et L_y sont les dimensions dans le plan de l'échantillon. La masse effective de l'électron est choisie constante dans tout le raisonnement que nous venons de faire, or celle-ci change avec l'énergie (Part. 2.4.2). Nous n'avons pas observé l'effet du spin dans notre étude. Notre dispositif expérimental, nous permet d'atteindre un champ magnétique maximum de 17 T. A cette valeur de champ magnétique la différence d'énergie entre les deux états de spin est de 0.4 meV. Le degré de liberté du spin est donc réellement négligeable par rapport à un élargissement des niveaux de Landau.

La densité d'état dans un système 2D est indépendante de l'énergie et est égale à $D_0 = \frac{m^* S}{2\pi\hbar^2}$, celle des niveaux discrets de Landau est donc :

$$(2.40) \quad D(E) = D_0 \hbar \omega_c \delta(E - E_{m,n})$$

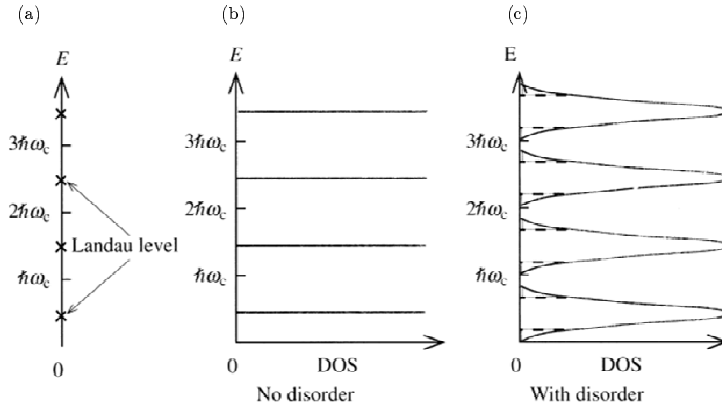


FIGURE 2.7: (a) Position des niveaux de Landau en énergie. (b) (resp. (c)) Densité d'état des niveaux de Landau en fonction de l'énergie sans dispersion due au désordre. (resp. avec dispersion due au désordre). Extrait de la référence [50]

La dégénérescence des niveaux de Landau est levée par les collisions entre électrons ainsi que par les défauts du cristal en élargissant les niveaux discrets en bandes. La densité d'état est alors modifiée, la fonction de Dirac doit être remplacée par une fonction qui traduit cet élargissement. Dans l'approximation de Born autocohérente [61], la densité d'état est elliptique autour de chaque

niveau de Landau et nulle entre ceux-ci. Une expression empirique communément utilisée consiste à remplacer la fonction Dirac par une gaussienne dans l'équation (2.40), la densité d'état s'écrit donc :

$$(2.41) \quad D(E) = D_0 \hbar \omega_c \frac{1}{\sigma \sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{E - E_{m,n}}{2\sigma^2}\right)$$

où σ est la largeur de la gaussienne. La densité d'état sous champ magnétique est représentée dans la figure 2.7.

2.4.2 Correction de non-parabolicité des niveaux de Landau

La partie 2.4.1 a mis en évidence la variation en énergie des niveaux quantifiés de Landau en fonction du champ magnétique (Eq. 2.38). Dans la partie 2.2, nous avons fait allusion à l'effet de non parabolicité des bandes. Pour tenir compte de celle-ci en fonction du champ magnétique, il est nécessaire de coupler les équations 2.38 et 2.10. La figure 2.8 représente l'évolution des niveaux de Landau. L'évolution en énergie de ces niveaux n'est pas linéaire en fonction du champ magnétique comme l'indique l'équation 2.38 si l'on considère la masse effective de l'électron constante.

L'effet de la non parabolicité sur l'évolution relative en énergie entre deux niveaux de Landau fondamentaux est à noter. Si l'on considère deux niveaux de Landau fondamentaux ($|2, 0\rangle$ et $|1, 0\rangle$) espacés en énergie de 140 meV à $B = 0$ T, la différence d'énergie entre ces deux niveaux est de 137 meV à $B = 50$ T dans une structure multipuits *GaAs/AlGaAs*. Une expression analytique simple de la variation en énergie des niveaux de Landau peut être établie [47] à partir d'une expression de la masse effective prenant en compte l'effet de la non parabolicité dans un modèle à deux bandes [44] :

$$(2.42) \quad m^*(E) = m^*(0) \left(1 + \frac{E(B)}{E_G}\right)$$

En couplant cette dernière à l'équation 2.38, nous obtenons :

$$(2.43) \quad E(B) = \frac{E(0) - E_G}{2} + \frac{1}{2} \sqrt{(E_G - E(0))^2 + 4E_G \left(E(0) + \left(n + \frac{1}{2}\right) \frac{\hbar e B}{m^*(0)}\right)}$$

Dans nos calculs en champ magnétique, l'effet de la non parabolicité est particulièrement important pour les structures moyen IR. Il peut être négligé dans la gamme THz. Ekenberg *et al.* [62] ont établi une expression analytique en champ magnétique de la variation d'énergie des niveaux de Landau en ajoutant à la solution pour $k_{\parallel} = 0$ de l'Hamiltonien à l'ordre 0 les termes en k_{\parallel} à partir de la théorie de perturbation.

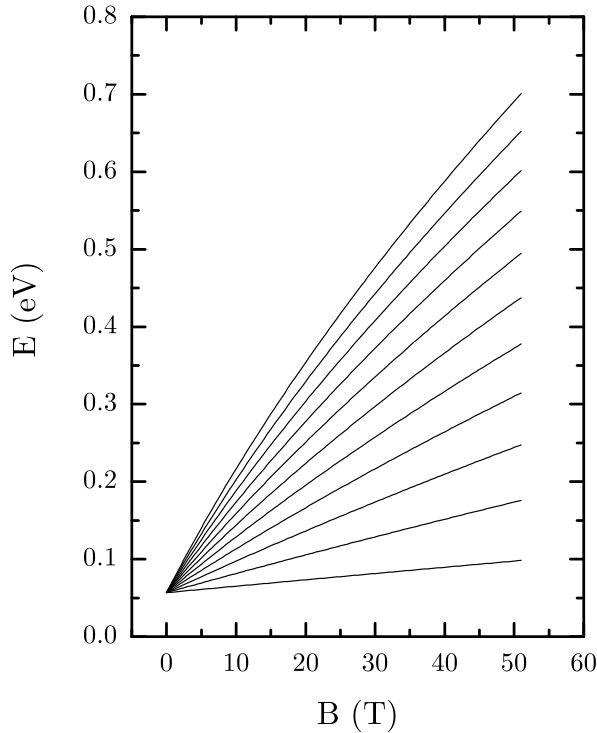


FIGURE 2.8: Evolution en champ magnétique d'un ensemble de niveaux de Landau $|i, n\rangle$. Notons l'effet de la non-parabolicité à haut champ magnétique pour les indices de Landau élevés visible par la variation non linéaire en B de l'énergie des niveaux de Landau.

2.5 Transitions entre niveaux de Landau

Le transport cohérent par effet tunnel et celui par les mécanismes de diffusion a été décrit pour nos hétérostructures dans la partie 2.3. Nous avons remarqué que dans le premier cas, ce transport était possible s'il y avait conservation du vecteur d'onde parallèle (k_{\parallel}). Dans le second cas, par contre, la transition électronique se fait par changement de k_{\parallel} . Le champ magnétique supprime cette liberté dans le plan des couches, il quantifie le mouvement des porteurs dans le plan (Part. 2.4.1). L'effet du champ magnétique sur le transport est explicité dans cette partie. Pour chaque moyen de transfert des charges nous allons rendre compte de l'effet du champ magnétique. Celui-ci permet de modifier l'énergie des niveaux en modifiant le champ appliqué. Les mécanismes de relaxation des électrons sont donc modifiés au fur et à mesure que l'on change le champ magnétique. Cette propriété rend la technique du champ magnétique indispensable pour la compréhension du système et en fait un outil spectroscopique formidable. Cette partie est

découpée comme suit : dans un premier temps nous allons reprendre l'émission et l'absorption des photons dans nos structures, puis nous verrons l'ensemble des mécanismes non-radiatifs cités dans la partie 2.3 et enfin nous étudierons l'effet du champ magnétique sur le transport tunnel ainsi que ses règles de sélection.

2.5.1 Emission et absorption de photons sous champ magnétique

La partie 2.3.1 nous a permis de mettre en évidence une règle de sélection pour l'absorption et l'émission des photons dans nos structures intersousbandes. Dans la nouvelle configuration sous champ magnétique, il y a quantification dans le plan (x, y) , nous allons étudier l'effet du champ magnétique. Comme dans la partie 2.3.1, la probabilité de transition dipolaire est donnée par la règle d'or de Fermi (Eq. 2.12) :

$$(2.44) \quad \frac{\hbar}{2\pi\tau_i} = |\langle \psi_i | H_{rad} | \psi_f \rangle|^2 \delta(\epsilon_f - \epsilon_i \pm \hbar\omega)$$

Où les fonctions d'ondes de l'état initial et final respectivement ψ_i et ψ_f sont de la forme $\psi(x, y, z) = \chi_i(z)\Phi_i(x, y)$ (Partie 2.4.1), le signe \pm correspond à l'émission ou l'absorption et $H_{rad} = (e/m^*)\mathbf{A} \cdot \mathbf{p}$ (Part. 2.3.1). L'équation 2.44 s'écrit maintenant[47] :

$$(2.45) \quad \begin{aligned} \frac{\hbar}{2\pi\tau_i} &= \frac{e^2 E_0^2}{4m^* \omega^2} |\langle \chi_i(z)\Phi_i(x, y) | \vec{e} \cdot \vec{p} | \chi_f(z)\Phi_f(x, y) \rangle|^2 \delta(\epsilon_f - \epsilon_i - \hbar\omega) \\ &\propto \delta(\epsilon_f - \epsilon_i - \hbar\omega) \cdot \left(|\langle \chi_i(z) | \chi_f(z) \rangle \langle n, k_y | p_x | n', k'_y \rangle|^2 + \right. \\ &\quad \left. + |\langle \chi_i(z) | \chi_f(z) \rangle \langle n, k_y | p_y | n', k'_y \rangle|^2 + \right. \\ &\quad \left. + |\langle \chi_i(z) | \chi_f(z) \rangle \langle n, k_y | p_z | n', k'_y \rangle|^2 \right) + cc \end{aligned}$$

Pour un oscillateur harmonique, la règle de sélection est $\langle n, k_y | p_x | n', k'_y \rangle = \delta_{n, n \pm 1} \delta_{k_y, k'_y}$, $\langle n, k_y | p_y | n', k'_y \rangle = \delta_{n, n \pm 1} \delta_{k_y, k'_y}$ et $\langle n, k_y | p_z | n', k'_y \rangle = \delta_{n, n'} \delta_{k_y, k'_y}$. L'équation 2.45 se simplifie comme suit :

$$(2.46) \quad \begin{aligned} \frac{\hbar}{2\pi\tau_i} &\propto \delta(\epsilon_f - \epsilon_i - \hbar\omega) \cdot \left(|\langle \chi_i(z) | \chi_f(z) \rangle|^2 \delta_{n, n \pm 1} \delta_{k_y, k'_y} + \right. \\ &\quad \left. + |\langle \chi_i(z) | \chi_f(z) \rangle|^2 \delta_{n, n \pm 1} \delta_{k_y, k'_y} + \right. \\ &\quad \left. + |\langle \chi_i(z) | \chi_f(z) \rangle|^2 \delta_{n, n'} \delta_{k_y, k'_y} \right) \end{aligned}$$

Notons que pour la transition intersousbande $i \neq j$, il est nécessaire d'avoir une onde électromagnétique dont le champ électrique a une composante suivant z . La cavité laser des QCLs étudiés impose une polarisation TM de l'onde, le champ électrique est parallèle à l'axe de croissance (z). Nous ne pouvons observer dans les structures QCLs que l'émission intersousbandes. Dans ce cas, la condition $\delta_{n,n'}$ impose une conservation du nombre de Landau pour la transition radiative.

Afin d'observer l'onde électromagnétique de polarisation TE, il est nécessaire d'imaginer d'autres

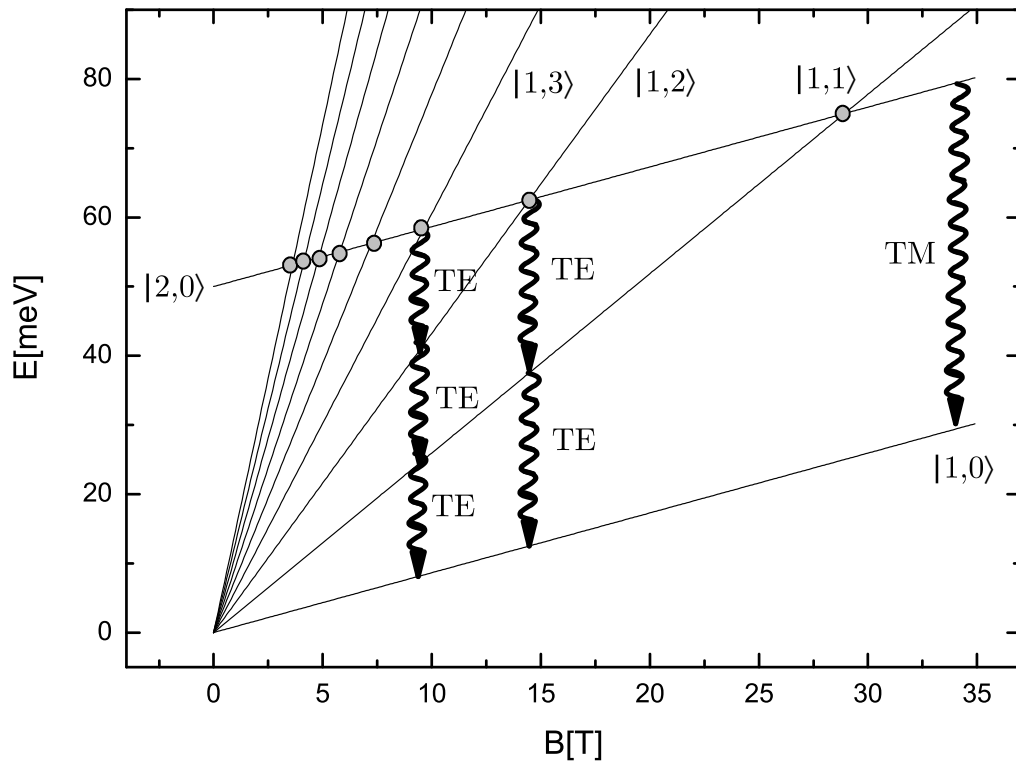


FIGURE 2.9: Evolution en champ magnétique de l'ensemble de niveaux de Landau $|1, n\rangle$ et du niveau $|2, 0\rangle$ espacés à $B = 0$ T de $\Delta E = 50$ meV. Dans le cas d'une transition optique possible entre les niveaux $|2, 0\rangle$ et $|1, 0\rangle$, l'onde est polarisée TM. Des transitions optiques peuvent avoir lieu entre niveaux de Landau issus de la même sousbande mais par changement de l'indice des niveau : transition $|1, n\rangle \rightarrow |1, n-1\rangle$, l'onde est alors polarisée TE.

types de structures. Pour extraire la lumière de polarisation TE (la composante du champ élec-

trique est dans le plan (x, y) , la lumière doit sortir par le haut de la cavité et non par les côtés. Dans cette configuration, nous pourrions observer l'émission inter niveaux de Landau, figure 2.9 dont la règle de sélection est dictée par $\delta_{n,n\pm 1}$ [47].

2.5.2 Mécanismes de relaxation non-radiatifs sous champ magnétique

Dans les hétérostructures bidimensionnelles, le champ magnétique perpendiculaire aux couches casse l'invariance par translation dans le plan des couches. Par conséquent, sous champ magnétique, l'effet tunnel résonnant dont la règle de sélection est une conservation du vecteur d'onde de l'électron (k_{\parallel}) n'est plus applicable. Comme pour la transition optique, la règle de conservation du vecteur d'onde dans le plan est remplacée par une règle de conservation de l'indice de Landau. L'effet tunnel résonnant n'est possible qu'entre deux niveaux de Landau de même indice.

A présent, nous allons présenter l'effet sur chaque processus de relaxation non-radiatifs du champ magnétique. Les mécanismes non-radiatifs sont des processus essentiels dans la compréhension des structures à cascade. L'effet laser apparait si et seulement s'il y a inversion de population entre le niveau haut et bas de la transition optique, c'est à dire si le temps de vie du niveau haut est grand devant celui du niveau bas (Partie3). De même, pour les détecteurs, nous pourrions mesurer un courant si la cascade de "vidage" est suffisamment efficace. Nous avons vu dans la partie 2.3 l'importance de ces mécanismes. Puisque le champ magnétique quantifie le mouvement des porteurs dans le plan (x, y) , nous allons à présent déterminer le temps de vie d'un électron sur un niveau avant de relaxer sur un niveau inférieur pour l'ensemble des mécanismes non radiatifs étudiés. Avant de présenter les résultats de notre étude, il s'agit de rappeler les principaux résultats obtenus dans ce domaine[63, 51, 47, 46, 64]. La diffusion sur les impuretés ionisées n'a jamais été explicitée sous champ magnétique, nous allons donc présenter le début du calcul. La propriété des processus de diffusion élastique ou inélastique à champ magnétique nul est un transfert d'une partie de l'énergie ou du moment de l'électron vers le diffuseur. En champ magnétique, nous allons présenter ici l'effet de ces mécanismes.

Diffusion inélastique : émission de phonon LO

L'interaction inélastique entre un électron et un phonon LO est l'une des plus efficaces[46]. En effet, dans un puits quantique, lorsque la différence d'énergie entre les niveaux électroniques est supérieure à l'énergie d'un phonon ($\hbar\omega_{LO}$), l'émission de phonon est permise. Le champ magnétique a supprimé la dispersion en énergie des bandes et fait apparaître des niveaux discrets, il ne

peut donc plus y avoir de transitions avec changement de k_{\parallel} vers un état libre. La quantification dans le plan impose d'avoir conservation d'énergie pour le transfert d'un niveau de Landau vers un autre. Pour un champ magnétique de $B = 22.1$ T, la figure 2.10(b) montre quand cette condition est réalisée, lorsque l'état fondamental du niveau haut $|2,0\rangle - \hbar\omega_{LO}$ est résonnant avec un niveau de Landau excité du niveau bas $|1, n'\rangle$. Si l'on applique un champ magnétique inférieur $B = 20.0$ T, nous nous trouvons dans le cas de la figure 2.10(a) alors il n'y a pas d'émission de phonon LO possible. Par ces premières observations, nous comprenons que le temps de vie de

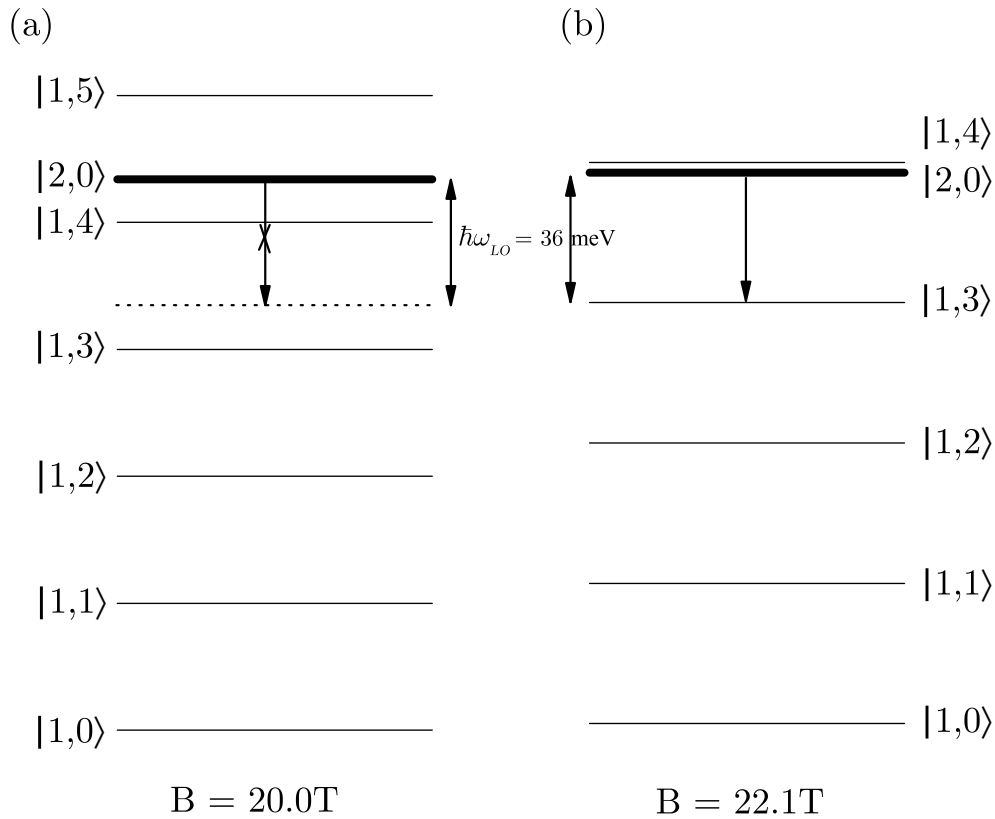


FIGURE 2.10: Position en énergie des niveaux de Landau pour les états $|2\rangle$ et $|1\rangle$ espacés à $B = 0$ T de $\Delta E = 50$ meV à deux champ magnétique $B = 20$ T et $B = 22.1$ T. (a) A $B = 20$ T, le niveau de Landau $|2,0\rangle$ n'est pas résonant avec un niveau de $|1, n\rangle + \hbar\omega_{LO}$, la diffusion par émission d'un phonon LO n'est pas possible. (b) A $B = 22.1$ T, le niveau de Landau $|2,0\rangle$ est résonant avec un niveau de $|1, n\rangle + \hbar\omega_{LO}$, la diffusion par émission d'un phonon LO est possible.

l'électron sur le niveau haut $|2,0\rangle$ va fortement dépendre du champ magnétique. Smet *et al.*[65]

ont observé cet effet dans un double puits quatique et ont introduit la condition de conservation de l'énergie pour avoir émission de phonon LO :

$$(2.47) \quad E_2 + (n + \frac{1}{2})\hbar\omega_c - \hbar\omega_{LO} = E_1 + (n' + \frac{1}{2})\hbar\omega_c$$

Dans notre cas simple $|2, 0\rangle$ vers $|1, n'\rangle$, nous avons résonance pour :

$$(2.48) \quad E_2 - E_1 - \hbar\omega_{LO} = n'\hbar\omega_c$$

Dans les structures à cascade quantique, ce mécanisme a déjà été observé par des mesures de tension [66] et d'intensité lumineuse [67, 68] en fonction du champ magnétique à courant constant. De grandes oscillations dans la puissance lumineuse en fonction du champ magnétique ont été observées, elles sont la signature de la condition de conservation de l'énergie. A partir de ces observations expérimentales sur des QCLs moyen IR, Becker *et al.*[63] ont calculé le temps de vie d'un électron par interaction avec un phonon LO :

$$(2.49) \quad \langle \frac{\hbar}{2\pi\tau_{2,n,k_y}} \rangle = \sum_{k'_y, n'} | \langle 2, n = 0, k_y | H_{e-ph} | 1, n', k'_y \rangle |^2 \times \frac{1}{\delta\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{(E_2 - E_1 - n'\hbar\omega_c - \hbar\omega_{LO})^2}{2\delta^2}\right)$$

Le taux de diffusion est calculé pour l'exemple de la figure 2.10 d'un état $|2, 0\rangle - \hbar\omega_{LO}$ vers $|1, n'\rangle$. On retrouve l'élargissement des niveaux de Landau par la gaussienne de paramètre δ . En exprimant l'Hamiltonien \hat{H}_{e-ph} , le taux de diffusion s'écrit :

$$(2.50) \quad \langle \frac{\hbar}{2\pi\tau_{2,0,k_y}} \rangle = (1 + n_{LO}) \frac{e^2\hbar\omega_{LO}}{8\pi\epsilon_0} \left(\frac{1}{\epsilon_\infty} - \frac{1}{\epsilon_s} \right) \times \int_0^\infty f(Q)S(Q)dQ$$

où chaque mode de phonon est défini par son vecteur d'onde 3D $\vec{q} = (\vec{Q}, q_z)$ où $\vec{Q} = (q_x, q_y)$ est la composante dans le plan et $f(Q)$ est le facteur de forme :

$$(2.51) \quad f(Q) = \int \int dzdz' \chi_1^*(z)\chi_1(z')\chi_2(z)\chi_2^*(z') \times \exp(-Q |z - z'|)$$

$$S(Q) = \frac{e^{-l_c^2 Q^2/2}}{\delta\sqrt{2\pi}} \sum_{n'} \frac{1}{n!} \left(\frac{l_c^2 Q^2}{2} \right)^{n'} \times \exp\left(-\frac{(E_2 - E_1 - n'\hbar\omega_c - \hbar\omega_{LO})^2}{2\delta^2}\right)$$

Grâce à ce calcul, ils ont exprimé le taux de diffusion du niveau $|2, 0\rangle$ par l'interaction électron-phonon LO. Ainsi d'après les relations obtenues dans la partie 3.2.1, ils ont réussi à

simuler la puissance lumineuse d'un QCL moyen IR.

Pour notre étude sur les QCDs moyen IR, ce taux de diffusion sera un élément clef pour l'interprétation de nos résultats expérimentaux. La séparation en énergie entre les niveaux de la cascade est calculée pour être approximativement celle d'un phonon LO ($\hbar\omega_{LO}$), les effets de la cascade seront alors simulés grâce à ce taux de diffusion. (Chapitre 5) Les structures QCLs THz ont une région active dont la séparation en énergie est inférieure à $\hbar\omega_{LO}$, nous verrons tout de même quels peuvent être les effets de ce mécanisme dans ces structures tant dans la zone active (Part. 3.6) que dans la zone de vidage (Part. 3.5). Lors de ce travail de recherche, nous avons réalisé le calcul de ce temps de diffusion pour les structures QCDs moyen IR et QCLs THz. Le calcul des fonctions d'onde pour certaines structures QCLs THz, nécessite de coupler l'équation de Schrödinger et l'équation de Poisson. Nous avons donc adapté le calcul du taux de diffusion par phonon LO pour prendre en compte l'effet de l'équation de Poisson sur les fonctions d'onde.

Diffusion élastique : rugosité d'interface

Ulrich *et al.* [69] et Blaser *et al.*[70] ont observé en même temps sur deux structures à cascade quantique THz différentes des mécanismes élastiques. Leurs mesures de transport et de luminescence en champ magnétique présentent des oscillations en $1/B$ dont la fréquence caractéristique donne l'énergie de la transition optique étudiée. Le schéma de principe des transitions observées est présenté sur la figure 2.11. Les mesures de puissance révèlent qu'il est possible d'outrepasser la règle de sélection du transport par effet tunnel résonant entre niveaux de Landau ($\Delta n = 0$) par les diffusions élastiques. Notre exemple présente une transition d'un niveau $|2, 0\rangle$ vers un niveau $|1, n'\rangle$. La condition de conservation de l'énergie s'écrit :

$$\begin{aligned}
 E_2 + (n + \frac{1}{2})\hbar\omega_c &= E_1 + (n' + \frac{1}{2})\hbar\omega_c \\
 (2.52) \quad &\Rightarrow \Delta E_{2-1} = \hbar\omega_c \Delta n \\
 &\Rightarrow \Delta E_{2-1} = n'\hbar\omega_c
 \end{aligned}$$

Dans le modèle théorique établi par Raikh *et al.* [71] pour un gaz d'électrons bidimensionnel, les mécanismes à courte portée, responsables de ces diffusions élastiques sont la rugosité d'interface et l'interaction avec les impuretés ionisées. Dans les structures QCLs moyen IR, Leuliet *et al.*[46] ont montré expérimentalement et par simulation que la diffusion sur la rugosité d'interface était un des mécanismes dominant. Ils ont exprimé le temps de vie de l'électron comme dans la

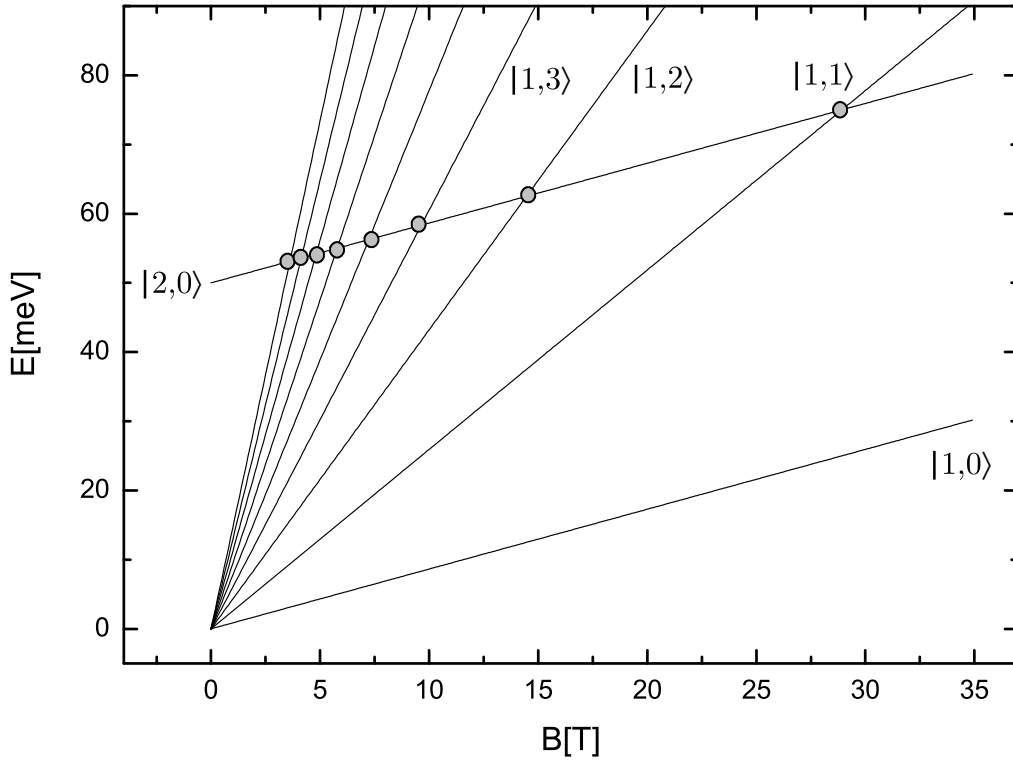


FIGURE 2.11: Evolution en champ magnétique de l'ensemble des niveaux de Landau $|1, n\rangle$ et du niveau $|2, 0\rangle$. Transition possible par un mécanisme élastique du niveaux de Landau $|2, 0\rangle$ vers les niveaux $|1, n\rangle$. La transition est possible aux champs magnétiques indiqués par des points.

partie 2.3.5 mais pour un système quantifié dans le plan des couches, sous champ magnétique, dans notre exemple :

$$(2.53) \quad \frac{1}{\tau_{2,0 \rightarrow 1,n'}} = \sum_{L_I} \left\langle \frac{1}{\tau_{2,0 \rightarrow 1,n'}}(L_I) \right\rangle = \frac{\pi}{\hbar} \frac{1}{\delta \sqrt{2\pi}} (F_{21}(L_I) \Lambda \Delta)^2 \sum_{n'} \frac{l_c^{2n'}}{2^{n'} (\Lambda^2/4 + l_c^2/2)^{n'+1}} e^{-(E_2 - E_1 - n' \hbar \omega_c)^2 / (2\delta^2)}$$

où L_I est la position de l'interface, $F_{21} = V_0 \chi_1^*(L_I) \chi_2(L_I)$ avec $\chi_1^*(L_I)$ la valeur de la fonction d'onde 1 à l'interface L_I . l_c la longueur magnétique et Λ et Δ respectivement la longueur de corrélation des défauts d'interface et la hauteur moyenne des défauts. Ce taux de diffusion en fonction du champ magnétique a été maintes fois calculé lors de notre travail de recherche. Nous avons adapté le calcul de ce taux de diffusion prenant des fonctions d'onde déterminées à partir de l'équation de Schrödinger seule à des fonctions d'ondes calculées en couplant l'équation de

Schrödinger et de Poisson.

Diffusion élastique : impuretés ionisées

Dans le modèle de Raikh *et al.* [71], l'interaction électron-impuretés ionisées est prise en compte. Ce mécanisme a été négligé dans l'étude de Leuliet *et al.* [46] sous champ magnétique à cause de la structure particulière étudiée. La zone dopée se situe 100 \AA avant la zone active, et comme nous l'avons montré dans la partie 2.3.6, la distance entre la position des impuretés et la zone de diffusion est un des paramètres clef de ce mécanisme. Pour connaître l'effet du processus en champ magnétique, il est nécessaire, une nouvelle fois, de déterminer le temps de vie de l'électron sur un niveau avant de diffuser. Nous avons repris le potentiel d'interaction utilisé dans la partie 2.3.6. D'après la partie 2.4.1, nous considérons des niveaux de Landau élargis de façon gaussienne avec un paramètre δ . Ainsi nous pouvons écrire la règle d'or de Fermi 2.12 :

$$(2.54) \quad \left\langle \frac{\hbar}{2\pi\tau_{2,n,k_y}} \right\rangle = \sum_{k'_y, n'} |\langle 2, n = 0, k_y | V_{imp} | 1, n', k'_y \rangle|^2 \times \frac{1}{\delta\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{(E_2 - E_1 - n'\hbar\omega_c)^2}{2\delta^2}\right)$$

or l'élément de matrice s'écrit :

$$(2.55) \quad \langle 2, n = 0, k_y | V_{imp}(\vec{r}) | 1, n', k'_y \rangle = \frac{2\pi e^2}{4\pi\epsilon_0\epsilon_r S} \sum_{Q_\perp} \frac{1}{Q_\perp} \langle 2 | \exp(-Q_\perp | z - z_i |) | 1 \rangle \\ \times \langle n = 0, k_y | \exp(iQ_\perp \rho) | n', k'_y \rangle$$

Il y a invariance par translation suivant k_y , la partie dans le plan s'écrit alors :

$$(2.56) \quad \langle n = 0, k_y | \exp(iQ_\perp \rho) | n', k'_y \rangle = \delta_{Q_y + \Delta k_y} \langle \varphi_{n=0}(x + l_c^2 k_y) | e^{iQ_x x} | \varphi_{n'}(x + l_c^2 k_y) \rangle \\ = \delta_{Q_y + \Delta k_y} e^{-il_c^2 k_y Q_x} \langle \varphi_{n=0}(x) | e^{iQ_x x} | \varphi_{n'}(x + l_c^2 \Delta k_y) \rangle \\ = \delta_{Q_y + \Delta k_y} e^{-il_c^2 k_y Q_x} e^{\frac{\alpha - il_c^2 Q_x \Delta k_y}{2}} e^{-\alpha} \frac{1}{\sqrt{n'!}} \frac{l_c}{\sqrt{2}} (\Delta k_y + iQ_x)^{n'} \\ = \delta_{Q_y + \Delta k_y} e^{-il_c^2 Q_x \frac{k_y + k'_y}{2}} \frac{1}{\sqrt{n'!}} e^{-\alpha/2} \frac{l_c}{\sqrt{2}} (\Delta k_y + iQ_x)^{n'}$$

Où l_c^2 est la longueur magnétique et $\alpha = l_c^2/2Q_\perp = l_c^2/2((\Delta k_y)^2 + Q_x^2)$. Les étapes de ce calcul sont explicités en Annexe D.

Nous réintroduisons ce résultat dans l'équation 2.55 :

(2.57)

$$\begin{aligned}
\langle 2, n = 0, k_y | V_{imp}(\vec{r}) | 1, n', k'_y \rangle &= \frac{2\pi e^2}{4\pi\epsilon_0\epsilon_r S} \sum_{Q_x} \frac{1}{Q_\perp} e^{-il_c^2 Q_x (\frac{k_y+k'_y}{2})} \frac{1}{\sqrt{n!}} e^{-\alpha/2} \frac{l_c}{\sqrt{2}} (\Delta k_y + iQ_x)^{n'} \\
&\quad \langle 2 | \exp(-Q_\perp | z - z_i |) | 1 \rangle \\
&= \frac{2\pi e^2}{4\pi\epsilon_0\epsilon_r L_x L_y} \frac{L_x}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{dQ_x}{Q_\perp} e^{-il_c^2 Q_x (\frac{k_y+k'_y}{2})} \frac{1}{\sqrt{n!}} e^{-\alpha/2} \frac{l_c}{\sqrt{2}} (\Delta k_y + iQ_x)^{n'} \\
&\quad \langle 2 | \exp(-Q_\perp | z - z_i |) | 1 \rangle
\end{aligned}$$

Pour des raisons analytiques, le calcul de l'évaluation du taux de diffusion sur les impuretés ionisées en fonction du champ magnétique n'est pas achevée. Ce calcul présente un intérêt particulier dans les structures quantiques étudiées dans ce travail de recherche, tant les QCLs THz que le QCD moyen IR (Chap. 3, 5). Il est donc important de le poursuivre.

Diffusion élastique : interaction électron-électron

Les travaux expérimentaux [72] et théoriques [72, 73] de Kempa *et al.* présentent le mécanisme de diffusion électron-électron dans une structure de puits quantique sous champ magnétique. Les mesures de transport présentent des oscillations en $1/B$ dont l'énergie caractéristique se déduit de l'expression suivante :

$$(2.58) \quad \Delta E = \frac{n}{2} \hbar\omega_c$$

où ΔE est la différence d'énergie entre le niveau $| 2, 0 \rangle$ et $| 1, 0 \rangle$ avec $n = 1, 2, 3, \dots$. D'après Kempa *et al.* lors des croisements des niveaux de Landau $| 2, l \rangle$ avec les niveaux de Landau $| 1, s \rangle$, le courant augmente.

En exprimant l'énergie de chaque niveau en champ magnétique, nous pouvons déterminer l'équation 2.58. La transition la plus efficace est de la forme (2,2,1,1) (Part. 2.3.7). Le système est quantifié dans le plan des couches, la condition de conservation de l'énergie s'écrit pour une transition de deux électrons entre l'échelle de Landau attachée à l'état haut $| i = 2, l \rangle$, $| j = 2, m \rangle$ vers l'échelle de Landau de l'état bas : $| f = 1, s \rangle$, $| g = 1, t \rangle$:

$$\begin{aligned}
(2.59) \quad E_2 + (l + \frac{1}{2})\hbar\omega_c + E_2 + (m + \frac{1}{2})\hbar\omega_c &= E_1 + (s + \frac{1}{2})\hbar\omega_c + E_1 + (t + \frac{1}{2})\hbar\omega_c \\
\Rightarrow 2(E_2 - E_1) &= (s + t - l - m)\hbar\omega_c
\end{aligned}$$

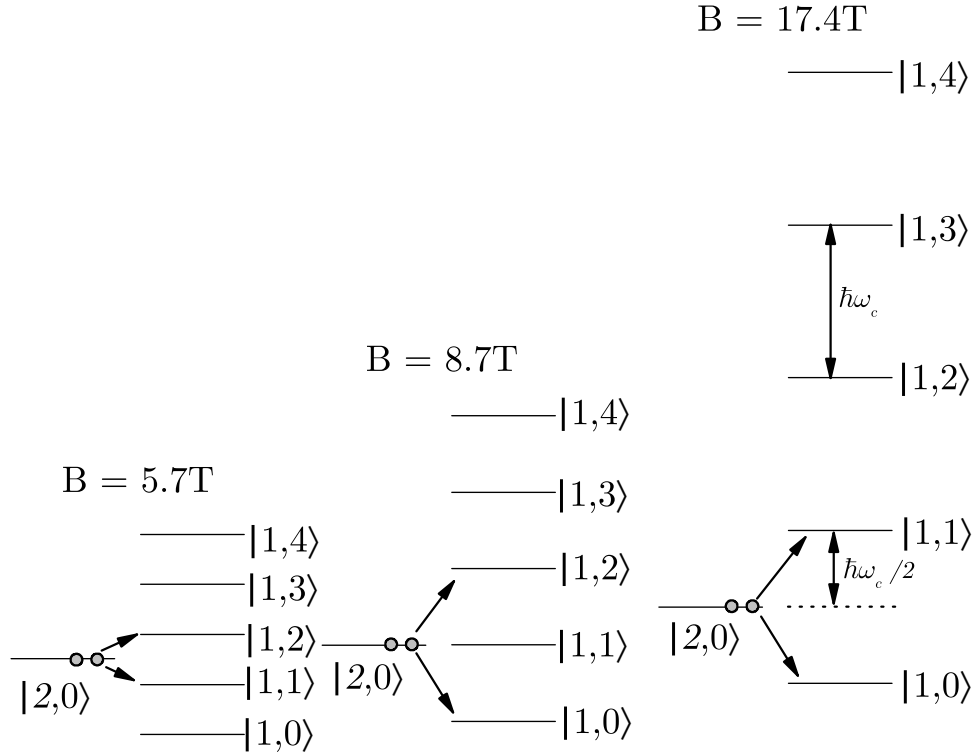


FIGURE 2.12: Position en énergie des niveaux de Landau pour les états $|2\rangle$ et $|1\rangle$ espacés à $B = 0\text{T}$ de $\Delta E = 15\text{meV}$ pour trois champs magnétiques différents ($B = 5.7\text{T}$, $B = 8.7\text{T}$ et $B = 17.4\text{T}$). Les transitions possibles par interaction électron-électron entre les niveaux de Landau $|2,0\rangle$ et $|1,n\rangle$. (a) Pour $B = 5.7\text{T}$, transition possible du niveau $|2,0\rangle$ vers les niveaux $|1,1\rangle$ et $|1,2\rangle$. (b) Pour $B = 8.7\text{T}$, transition possible du niveau $|2,0\rangle$ vers les niveaux $|1,0\rangle$ et $|1,2\rangle$. Notons qu'à ce champ magnétique, une transition entre les niveaux $|2,0\rangle$ et $|1,1\rangle$ est possible par un mécanisme élastique comme la rugosité d'interface ou l'interaction électron impuretés ionisées. (c) Pour $B = 17.4\text{T}$, transition possible du niveau $|2,0\rangle$ vers les niveaux $|1,0\rangle$ et $|1,1\rangle$

où $s + t - l - m$ doit être un entier. La figure 2.12 représente une transition depuis le niveau de Landau fondamental de l'état haut vers les niveaux de Landau excité de l'état bas. Grâce à la fréquence d'oscillation particulière de ce mécanisme de diffusion élastique, il s'agira de mettre en évidence ou non ce type de processus.

Comme dans le cas du champ magnétique nul (Part. 2.3.7), nous n'avons pas exprimé le taux de diffusion par ce mécanisme sous champ magnétique. En effet notre étude n'a pas nécessité ce

type de simulation. Pour effectuer ce calcul, il est nécessaire de déterminer le potentiel d'interaction [72] et d'appliquer la règle d'or de Fermi [73].

2.6 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons mis en lumière le nombre important de processus de relaxation non radiatifs pouvant intervenir dans ce type de structure à multipuits quantiques. La première partie du chapitre a permis d'expliquer chacun de ces processus et de mettre en évidence quels sont les mécanismes dominants dans nos structures. La seconde partie du chapitre a mis en exergue l'effet du champ magnétique sur ces structures. Grâce à l'étude de chacun des mécanismes, nous avons remarqué que tous les processus de relaxation présentent une signature identifiable en champ magnétique. Grâce à cette présentation, nous pouvons identifier et différencier en champ magnétique l'émission ou l'absorption de phonon LO, les mécanismes élastiques tels que la rugosité d'interface ou la diffusion sur les impuretés ionisées et l'interaction à plusieurs corps, l'interaction électron-électron. De plus, pour certains processus, nous avons explicité le calcul du taux de diffusion à champ magnétique nul et sous champ magnétique. Nous verrons par la suite que ces calculs permettent d'apporter des éléments quantitatifs dans l'interprétation de nos résultats expérimentaux.

Nom de l'interaction	Type de diffusion	Temps de vie typique	Paramètres ajustables	En champ magnétique	Structure
électron-phonon LO	inélastique	1ps	$\hbar\omega_{LO}$	$\Delta E = n\hbar\omega_c \pm \hbar\omega_{LO}$	QCL et QCD
électron-rugosité d'interface	élastique	1 – 20 ps	Λ longueur, Δ hauteur	$\Delta E = n\hbar\omega_c$	QCL
électron-impuretés ionisées	élastique	1 – 10^5 ps	N_{imp} Nbre d'impuretés	$\Delta E = n\hbar\omega_c$	QCL et QCD
électron-électron	élastique	1ps		$2\Delta E = n\hbar\omega_c$	QCL

TABLEAU 2.1: Tableau récapitulatif des mécanismes de diffusion possibles, et de leur caractéristiques

Laser à Cascade Quantique THz sous champ magnétique perpendiculaire

3.1 Introduction

La partie 1.2.2 a montré l'importance et la force d'une source laser de petite dimension, transportable et facilement ajustable en longueur d'onde. Les sources disponibles dans la gamme de fréquence du THz sont généralement de grandes tailles et demandent un dispositif d'alimentation important. Les applications dans cette gamme de fréquences sont telles (Part. 1.1) que le développement d'une source compacte et facile d'utilisation, fonctionnant à température ambiante serait d'un intérêt primordial.

Pour le QCL moyen IR, une longue étude a été menée pour atteindre des températures de fonctionnement à température ambiante [21]. Le principal inconvénient des QCLs fonctionnant dans le domaine du THz demeure la faible température de fonctionnement. En effet, les meilleurs QCLs THz ne fonctionnent pas au delà de 90 K en continu et 137 K en alimentation pulsée [52, 74]. Ces températures de fonctionnement ne permettent pas une utilisation courante du QCL THz sans système cryogénique. Le facteur limitant le fonctionnement à haute température des QCLs THz est l'ensemble des mécanismes "cassant" l'inversion de population. A haute température, les électrons ont une énergie thermique ($k_B T$) égale ou supérieure à l'énergie séparant les deux niveaux laser. Par exemple, à 150 K, les électrons ont une énergie thermique égale à 13 meV soit la différence d'énergie typique entre deux niveaux d'un laser THz. Les électrons peuvent alors remonter sur le niveau haut. La dépopulation du niveau bas ne se fait donc pas comme nous

le souhaitons. La réalisation de QCLs THz qui fonctionnent à haute température passe par la compréhension et l'analyse des mécanismes non-radiatifs. L'étude de ces processus de diffusion permet de comprendre les facteurs limitants dans ces structures, mais aussi ceux qui favorisent l'inversion de population et qui permettent l'évacuation des électrons du niveau bas.

Dans le chapitre 1, nous avons présenté l'historique du QCL THz. Différents types de structure ont été proposés pour réaliser l'inversion de population. Nous avons vu que les performances de chacune de ces structures varient. Nous avons étudié trois types de QCLs THz. Nous les appelons respectivement, " laser niveau lié vers continuum", " laser dépopulation par phonon LO" et "laser niveau lié vers continuum & dépopulation par phonon LO". Grâce au champ magnétique, nous avons étudié les mécanismes cassant ou permettant l'inversion de population.

Les paramètres clefs pour établir une inversion de population sont l'injection et l'extraction des porteurs dans la région active. Par conséquent, ce sont ces deux processus auxquels nous allons nous attacher. Ainsi nous pourrions déterminer quels sont les facteurs limitant l'établissement de l'inversion de population. A partir de ces données, nous proposerons des pistes pour l'amélioration des performances des QCLs THz.

Dans le chapitre 2, nous avons explicité tous les mécanismes susceptibles d'intervenir dans les hétérostructures, tant radiatifs que non radiatifs, sans champ magnétique et sous champ magnétique perpendiculaire. Pour comprendre les mécanismes qui interviennent dans les QCLs THz, nous allons dans un premier temps définir les grandeurs caractéristiques des QCLs et tenter de les relier aux grandeurs définies dans le chapitre 2. Nous détaillerons le dispositif expérimental utilisé pour comprendre les mécanismes non radiatifs. Nous verrons en particulier en quoi, les expériences en champ magnétique décrites dans la partie 2.4 permettent une bonne compréhension de ces structures. Enfin pour chacune des structures étudiées, nous présenterons nos résultats expérimentaux et tenterons de fournir une interprétation précise des mécanismes mis en jeu.

D'autres études ont été réalisées précédemment sur l'effet du champ magnétique sur les structures à cascade quantique [51, 47]. La première de ces études a permis de mettre en évidence la résonance magnéto-phonon. Drachenko *et al.* [51] ont montré que le champ magnétique peut inhiber ou au contraire permettre une émission de phonon LO plus efficace dans les structures à cascade MIR. Cette première étude a mis en lumière tout l'intérêt du champ magnétique pour l'étude du courant traversant la structure ainsi que la puissance laser émise.

Une seconde étude réalisée par Scalari *et al.* [47] portant sur les structures QCLs émettant dans le THz, a permis de mettre en évidence l'influence du champ magnétique sur le courant seuil et sur l'émission laser dans cette gamme de longueur d'onde. A partir des observations réalisées, ces

auteurs ont réalisé une structure ne fonctionnant qu'à haut champ magnétique à une fréquence de 1.39 THz [75]. Grâce au champ magnétique, les mécanismes de relaxation non radiatifs sont inhibés, ce qui permet d'augmenter le temps de vie de l'électron sur l'état haut de la transition laser. Le point important qui apparaît avec cette structure est la possibilité de modifier de façon importante le temps de vie des électrons et de réaliser ou non l'inversion de population en variant la valeur du champ magnétique.

3.2 Fonctionnement d'un QCL

Le transport au travers de l'hétérostructure et l'émission de lumière n'est possible, dans les QCLs, que par à un ingénieux positionnement en énergie des niveaux liés dans les puits. Nous allons déterminer les caractéristiques de l'émission dans les QCLs. Deux impératifs sont à satisfaire pour avoir émission laser, premièrement, une injection efficace dans le niveau haut et deuxièmement une évacuation rapide des électrons du niveau bas. Le temps de vie de l'électron sur les niveaux et la population électronique des niveaux sont des paramètres importants pour ces impératifs.

3.2.1 Modèle simple : Equation bilan

Dans le cas d'une structure simplifiée (Fig. 3.1), constituée d'un niveau injecteur $|inj\rangle$, d'une transition laser $|2\rangle, |1\rangle$ et un niveau de vidage $|0\rangle$, il s'agit d'établir les variations de population de chacun des niveaux au cours du temps [76, 46].

$$(3.1) \quad \begin{aligned} \frac{dN_2}{dt} &= \frac{\eta J}{q} - \frac{N_2}{\tau_2} - \sigma_0 S (N_2 - N_1) \\ \frac{dN_1}{dt} &= \frac{N_2}{\tau_{21}} - \frac{N_1}{\tau_1} + \sigma_0 S (N_2 - N_1) \\ \frac{dS}{dt} &= \sigma_0 S (N_2 - N_1) - \alpha \frac{c}{n} S \end{aligned}$$

où η est le coefficient d'injection, J le courant qui passe dans la structure, N_i est le nombre d'électrons sur l'état $|i\rangle$, $\tau_2^{-1} = \tau_{2-1}^{-1} + \tau_{2-0}^{-1} + \tau_{2-esc}^{-1}$ avec τ_{2-j}^{-1} le taux de diffusion de l'état $|2\rangle$ vers l'état $|j\rangle$, τ_{2-esc}^{-1} est le taux de diffusion vers tous les autres niveaux non indiqués dans la structure, de même pour τ_1^{-1} . S est la densité de photon par unité de longueur et par période de la structure, σ_0 est la section efficace du gain par unité de temps et α sont les pertes dans la cavité, $\alpha = \alpha_m + \alpha_c$, avec $\alpha_m = -\frac{1}{2L} \ln(R_1 R_2)$ les pertes dues aux miroirs, où L est la longueur

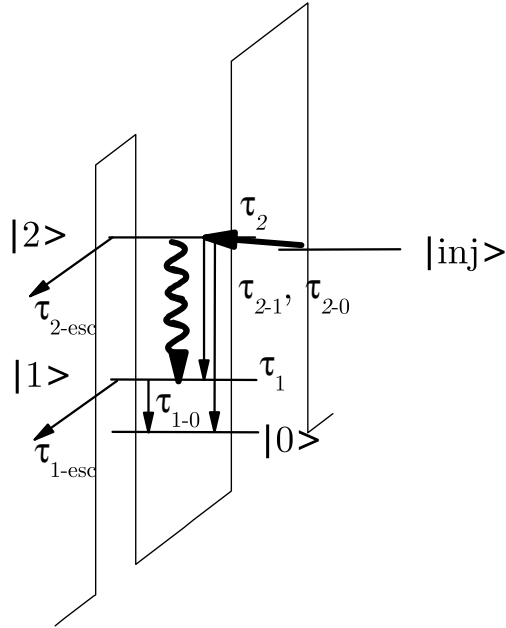


FIGURE 3.1: Schéma de principe de fonctionnement d'un Laser à Cascade Quantique (QCL) à trois niveaux. Les électrons sur le niveau injecteur ($|inj\rangle$) vont vers l'état $|2\rangle$ par effet tunnel résonant. Les électrons relaxent par effet radiatif ou non radiatif vers l'état $|1\rangle$. Cet état est vidé par des mécanismes de diffusion efficaces vers l'état $|0\rangle$.

de la cavité et α_c les pertes dues au guide d'onde, n l'indice du milieu. L'émission spontanée est négligée par rapport à l'effet laser.

A l'état stationnaire, le courant seuil (J_{th}) se déduit du système 3.1, avec $S = 0$. On obtient ainsi :

$$(3.2) \quad J_{th} = \frac{q\alpha c}{n\sigma_0\eta} \frac{1}{\tau_2} \frac{1}{1 - \frac{\tau_1}{\tau_{21}}}$$

Au dessus du seuil ($S \neq 0$), on obtient donc :

$$(3.3) \quad S = \left(\frac{\eta n J}{\alpha c q} \left(1 - \frac{\tau_1}{\tau_{21}} \right) - \frac{1}{\sigma_0 \tau_2} \right) \left(\frac{1}{1 - \frac{\tau_1}{\tau_{21}} - \frac{\tau_1}{\tau_2}} \right)$$

L'intensité émise est donnée par : $P = SwE_{phot}N_p c/n$, où w est la longueur de la cavité, E_{phot} est l'énergie des photons émis et N_p est le nombre de période dans la structure. A partir des équations 3.2 et 3.3, nous pouvons déterminer les caractéristiques des QCLs. La seule inconnue des équations citées est le temps de vie, Nous le déterminons grâce à la partie 2.3.

3.2.2 Emission radiative

La partie 2.3.1 a montré de façon détaillée la direction de propagation et la polarisation de l'onde électromagnétique émise dans un système intersousbande. Pour ce type de transition l'onde est polarisée transverse magnétique (TM). Comme pour les lasers moléculaires, deux types d'émission radiative existent : la luminescence appelée aussi l'émission spontanée et l'effet laser, l'émission stimulée. L'émission spontanée correspond à la transition d'un niveau excité vers un niveau bas en absence de tout champ extérieur. Le calcul de ce taux de diffusion radiatif a été réalisé dans la partie 2.3.1. Les valeurs typiques du temps de vie de l'émission spontanée sont comprises entre 1 ns [51] et quelques microsecondes [47]. Les temps de vie non radiatifs dus aux processus présentés dans le chapitre 2.3 sont beaucoup plus courts, de l'ordre de la picoseconde [77, 78, 79]. Nous en déduisons que ce mécanisme n'est pas un processus dominant dans le transport électronique. De plus, si le temps de vie radiatif est si long, peu de signal lumineux peut être émis. Il est donc nécessaire d'atteindre un régime stimulé où le temps de vie radiatif est de l'ordre de grandeur du temps de vie non-radiatif.

Le temps de vie de l'émission stimulée peut être déduit de l'expression précédente [80] :

$$(3.4) \quad W_{ij}^{st} = W_{ij}^{sp} \frac{\lambda^2 I(\nu)}{8\pi h\nu n^2} g(\nu)$$

où W_{ij}^{st} (respectivement W_{ij}^{sp}) est le taux de diffusion radiatif stimulé (respectivement spontané). $I(\nu)$ est l'intensité de la radiation à la fréquence ν et $g(\nu)$ est une fonction prenant en compte l'élargissement homogène.

3.3 Dispositif expérimental

Dans l'introduction de ce chapitre, nous avons rappelé les impératifs de notre expérience pour une caractérisation des QCLs. Ces structures fonctionnent à des températures comprises entre 1.5 K et 150 K et sont alimentées par une source pulsée. Cette partie va nous permettre dans un premier temps, de présenter le dispositif expérimental, les contraintes imposées par chacun des

instruments et les possibilités de ceux-ci. Nous discuterons dans une deuxième partie les deux types de cavité laser réalisées. Les paramètres de la cavité laser (pertes, section efficace, ...) ne sont pas des fonctions du champ magnétique.

3.3.1 Installation expérimentale

Mesure de transport et de puissance lumineuse

Afin de faire une première caractérisation des QCLs, les mesures préliminaires que nous avons réalisées sont des mesures de transport et d'émission. Le dispositif expérimental est représenté sur la figure 3.2(a).

Ces expériences sont réalisées dans le cryostat de la bobine supraconductrice. En effet, la bobine supraconductrice est plongée dans un bain d'hélium à 4.2 K. Un insert est placé au centre du cryostat contenant la bobine pour isoler la canne portant l'échantillon du bain d'hélium. Cet insert nous permet de faire varier la température subie par l'échantillon entre 1.5 K, en pompant sur l'hélium liquide, et 200 K en chauffant l'hélium gaz. L'échantillon est monté sur un support à échantillon, lui-même monté sur une canne qui permet d'amener l'échantillon au centre de la bobine supraconductrice. Une première difficulté de notre dispositif est le diamètre de l'insert, celui-ci mesure 5 cm. Pour ne pas que le QCL soit en contact direct avec l'hélium, nous plaçons la canne porte-échantillon à l'intérieur d'un étui dans lequel un vide primaire est fait puis nous introduisons un gaz d'échange d'*He* avec une pression de ~ 100 mBar. Ce gaz permet de thermaliser l'échantillon à la température voulue.

Le support à échantillon est une réalisation particulièrement critique pour les mesures de transport, la précision et le rapport signal sur bruit proviennent essentiellement de cet objet. Nos mesures sont réalisées en trois points, nous séparons la mesure du courant de l'amenée de tension sur l'échantillon, seule la masse est commune. Le QCL est monté sur son porte échantillon puis connecté par des microsoudures à des plots en céramique sur lesquels nous disposons un connecteur relié aux appareils de mesures (Fig. 3.2(b)).

L'alimentation du QCL est opérée par un générateur d'impulsions Agilent 8114A. Celui-ci nous permet d'appliquer un signal carré pouvant atteindre des largeurs de pulse de 100 ns. La fréquence de ces signaux carrés est aussi ajustable par l'utilisateur. Les mesures de tension et de courant sont réalisées par un oscilloscope nous permettant de faire des moyennes directement sur l'appareil.

Pour la mesure de puissance laser, nous positionnons un bolomètre en Silicium composite juste

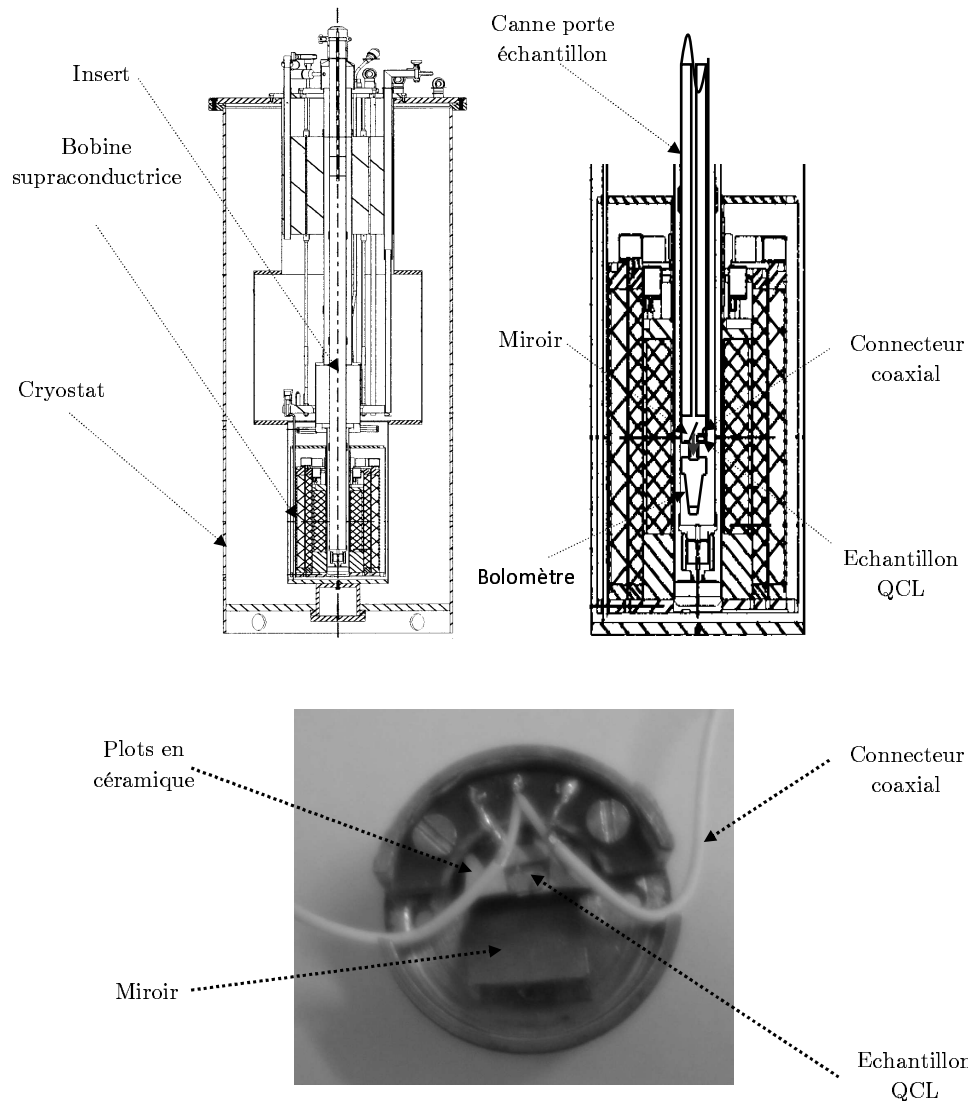


FIGURE 3.2: (a) Schéma du cryostat et de la bobine supraconductrice et zoom du porte-échantillon et du système de détection avec le bolomètre. (b) Photographie du porte-échantillon et d'un QCL monté.

en dessous de l'échantillon. La lumière émise par le QCL est envoyée vers le bolomètre par un miroir. Le signal du bolomètre est ensuite amplifié puis envoyé vers un amplificateur à détection synchrone pour extraire le signal émis à une fréquence donnée. L'utilisation d'une telle détection nous oblige à surmoduler l'alimentation du QCL avec une fréquence de ~ 100 Hz. Ainsi le QCL émet à une fréquence donnée et la détection synchrone peut extraire le signal laser du bruit. Pour diminuer le bruit lors de nos mesures, nous avons réalisé une canne porte échantillon totalement connectée avec des fils coaxiaux.

Les mesures en champ magnétique utilisent exactement la même installation qu'à champ magné-

tique nul. Grâce à la bobine supraconductrice, nous pouvons faire varier le champ magnétique de 0 T à 15 T en choisissant la vitesse de balayage. La vitesse maximale de montée du champ magnétique est de 1 T/min. Il est aussi possible de réaliser des expériences à champ magnétique constant en l'arrêtant à la valeur souhaitée.

Par une procédure particulière, nous pouvons atteindre un champ magnétique de 17 T. Pour cela, il est nécessaire de pomper sur un serpentin l'Hélium du bain de la bobine et par convection, nous abaissons la température de l'ensemble du bain de 4.2 K à 1.5 K. Lorsque l'on augmente le courant passant dans la bobine supraconductrice (au delà de 15 T), la température du bain doit absolument rester à 1.5 K. Dans le cas contraire, le bobinage devient résistif et l'ensemble de l'énergie électrique se transforme en énergie Joule et vaporise en quelques secondes l'ensemble de l'Hélium liquide contenu dans le cryostat de la bobine (~ 100 L), ce que l'on appelle le phénomène de quenching.

Mesure de la réponse spectrale

Du point de vue électrique, ces mesures sont réalisées de la même façon que pour les mesures de transport et d'intensité laser. Une différence importante avec le protocole précédent est qu'il est nécessaire de faire sortir la lumière de la canne porte échantillon. Un trou a été réalisé à l'intérieur de la canne pour servir de guide d'onde surdimensionné. Afin d'envoyer la lumière émise par le QCL vers celui-ci, nous avons fabriqué un miroir à 45° qui vient en regard du QCL. Une fois la lumière sortie de la canne porte-échantillon, celle-ci est guidée par un miroir parabolique vers l'intérieur du spectromètre infrarouge à transformée de Fourier (FTIR). A la sortie du miroir parabolique, le faisceau est parallèle, pour maximiser le signal d'entrée du FTIR, nous plaçons une lentille convergente en Picarin de focale $f = 20$ cm. Ainsi la lumière émise est focalisée sur le miroir d'entrée du FTIR. Pour réaliser ces mesures de réponse spectrale, nous avons, au cours de ce travail de recherche, utilisé deux spectromètres, le premier fut un Brücker *IFS66V* puis un Brücker *Vertex 80V*. Le schéma de principe d'extraction de la lumière, une photographie du dispositif ainsi que de fonctionnement du FTIR sont représentés sur les figures 3.3(a), (b) et (c). La lumière émise par le QCL d'intensité spectrale $I(\sigma)$, où σ est le nombre d'onde, est guidée vers un interféromètre de Michelson. Celui-ci est constitué d'un miroir fixe, un miroir mobile et d'une lame séparatrice. La lame séparatrice utilisée dépend de la longueur d'onde étudiée. Dans la gamme THz, nous utilisons une séparatrice avec une couche de Mylar $50 \mu\text{m}$. L'intensité lumineuse sortant du Michelson $I(x)$ est proportionnelle à la transformée de Fourier de $I(\sigma)$ [81, 82].

La lumière est ensuite guidée vers un détecteur, et mesurée soit par le détecteur interne de l'interféromètre (DTGS-FIR) soit par le bolomètre Silicium composite externe refroidi à l'Hélium. Le signal alors détecté est un interférogramme. L'ordinateur contrôlant l'interféromètre calcule ensuite la transformée de Fourier de l'interférogramme et en déduit donc $I(\sigma)$. La marche du miroir mobile détermine la résolution spectrale [83]. La résolution maximale de l'*IFS66V* et du *Vertex 80V* sont respectivement de 0.5 cm^{-1} et 0.2 cm^{-1} . Dans la gamme THz, l'eau dans l'atmosphère absorbe beaucoup de longueur d'onde. Les deux spectromètres utilisés permettent un pompage sous vide primaire afin de s'affranchir des raies d'absorption de l'eau dans nos spectres. D'après la partie 3.2.2, les QCLs peuvent émettre deux types de rayonnement lumineux, l'émission spontanée appelée aussi luminescence et l'émission stimulée, l'effet laser. Seul le second type d'émission a été observé au laboratoire. L'émission spontanée est particulièrement difficile à observer car ce processus est très faible par rapport à l'effet laser ((Pat. 3.2.2)). Pour détecter ce faible signal, il est nécessaire d'utiliser une détection synchrone et ainsi extraire le signal du bruit. Pour ce faire, l'interféromètre doit posséder un module dit "step scan", celui-ci permet de choisir un temps de prise de mesure de chaque point de l'interférogramme et ainsi laisse le temps à la détection synchrone d'extraire le signal de luminescence. Afin de détecter du signal de luminescence, quelques améliorations du dispositif expérimental sont à envisager, par exemple, au niveau du guide d'onde et du miroir face au QCL.

Cette émission spontanée est un rayonnement très précieux car il est mesurable pour tout champ magnétique appliqué. L'effet laser est bien évidemment très intéressant comme nous allons le voir par la suite mais toujours assujéti à la condition d'inversion de population.

3.3.2 Guide d'onde des Lasers à Cascade Quantique

Les QCLs ont été présentés jusqu'à maintenant comme un empilement de couches de deux types de semiconducteur. La description des systèmes 2D a été faite dans le chapitre 2. Une étape importante de la fabrication d'un QCL n'a pas été abordée jusqu'à maintenant : l'élaboration de la cavité optique. Le guide d'onde est gravé sur les couches épitaxiées par lithographie optique et par gravure chimique puis un dépôt d'or effectué pour faire les contacts électriques [84]. Des cavités d'une largeur comprises entre $20 \mu\text{m}$ et $200 \mu\text{m}$ sont ainsi obtenues. Afin d'obtenir un effet laser et donc d'éviter l'absorption des photons émis par les porteurs libres, il est nécessaire de développer des guides d'onde dont les pertes soient faibles. Deux types de cavités ont été imaginées pour les QCLs : les guides simple métal ou double métal.

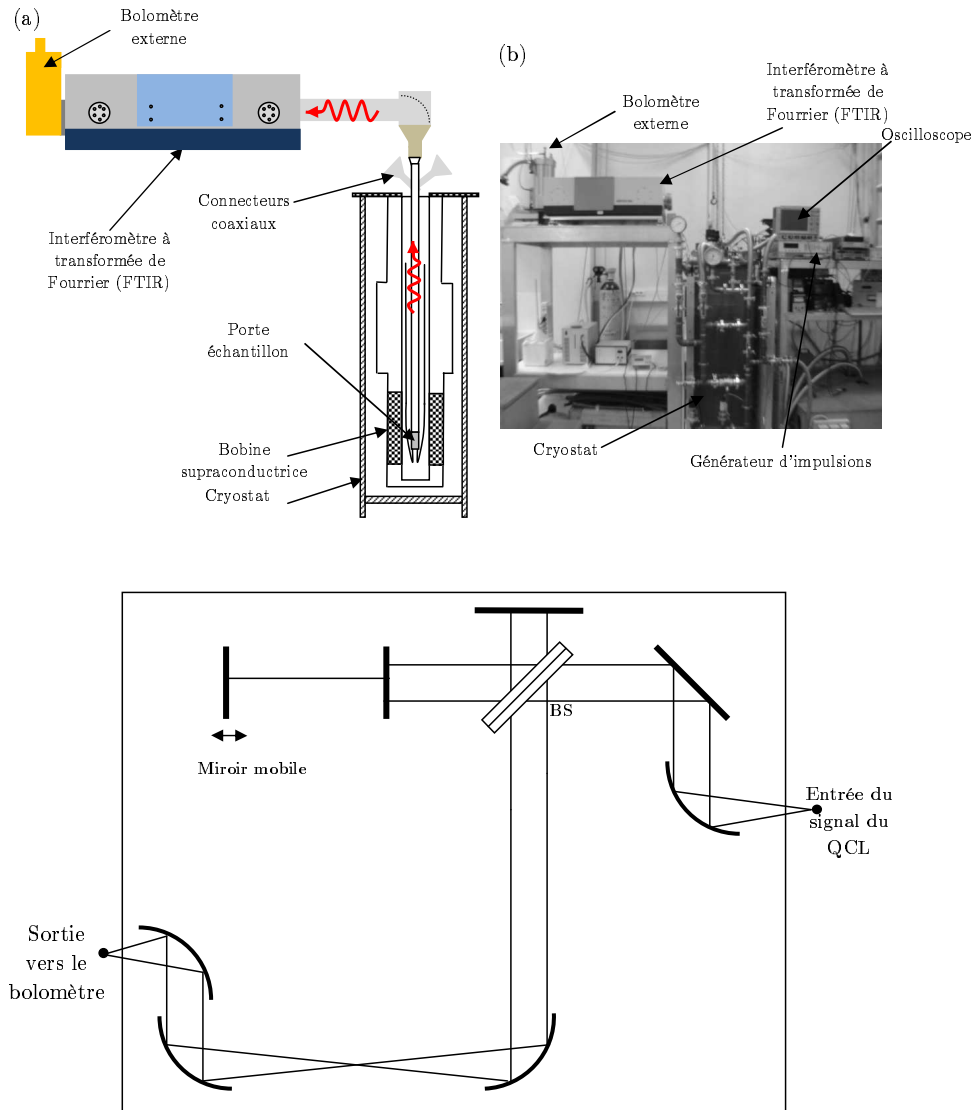


FIGURE 3.3: (a) Schéma du dispositif expérimental avec le cryostat, le FTIR et le bolomètre externe. (b) Photographie du dispositif expérimental avec les instruments de mesures. (c) Schéma de fonctionnement du FTIR.

Simple métal

Dans des structures à multi-puits quantiques pour l'émission laser IRL [24], le confinement optique est opéré par une couche métallique servant de contact électrique et par une couche de semiconducteur fortement dopée. Cette dernière se comporte comme un métal puisque la partie réelle de sa constante diélectrique a un signe opposé à celle de la région active. Cependant, comme le champ électrique pénètre dans la couche épaisse de semiconducteur dopé, les électrons libres absorbent les photons [85].

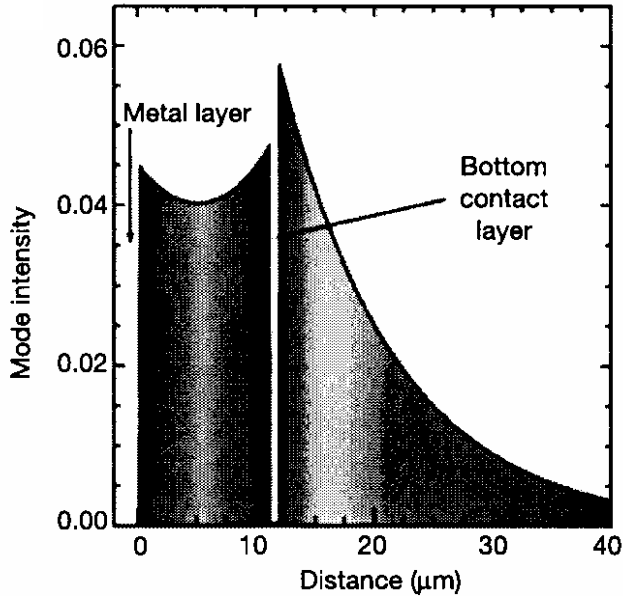


FIGURE 3.4: Profil du mode calculé le long de l'axe de croissance. A l'origine des abscisses se trouve l'interface supérieure métal-semiconducteur. Extrait de la référence [29]

Les cavités des premiers QCLs THz utilisent toutes le même mode de confinement, à savoir une bande de plasmon de surface [84] avec un contact métallique sur le haut de la cavité et une fine couche de semiconducteur dopé sous la région active [29, 32, 34]. Une coupe du profil du mode dans la cavité est représenté sur la figure 3.4. Pour la structure étudiée par Köhler *et al.* [29], le recouvrement du mode avec les zones fortement dopées est faible, il y a donc peu de pertes dues aux porteurs libres ($\alpha_w = 16 \text{ cm}^{-1}$). La dispersion du mode dans le substrat est quant à elle importante. Le facteur de confinement du mode est de $\Gamma = 0.47$, soit seulement 50% du mode dans la cavité, le reste est perdu dans le substrat. Les valeurs typiques connues dans les QCLs se trouvent entre $\Gamma \sim 0.2 - 0.5$. Deux raisons expliquent pourquoi la valeur de Γ diminue lorsque la longueur d'onde d'émission augmente. La première est une raison géométrique, plus la longueur d'onde est grande moins le recouvrement avec la région active est grand. La deuxième concerne la constante diélectrique $\epsilon(\omega)$ de la zone active, celle-ci diminue lorsque la fréquence d'émission s'approche de la fréquence plasma ($\omega_p = (ne^2/m^*\epsilon)^{1/2}$). Dans ce cas, la différence de constante diélectrique entre la région active et le contact du bas fortement dopé diminue et par conséquent, le facteur de confinement diminue à son tour [86]. Le mode se disperse alors dans le substrat. Un autre processus de fabrication de la cavité laser permet de mieux confiner le mode

dans la cavité. Dans ce cas, la zone active est prise en "sandwich" entre deux surfaces plasmons constituées de deux zones dopées et de deux surfaces métalliques [86, 87]. Nous présentons dans la sous-section suivante l'apport de cette technologie.

Double métal

Cette technique de confinement du mode optique a été démontrée par le groupe du MIT de Q. Hu [86]. Ce groupe a montré qu'une émission laser est possible dans ce genre de configuration. Le facteur de recouvrement du mode optique Γ est proche de l'unité avec ce procédé de fabrication de la cavité ($\Gamma = 0.97$) (Fig. 3.5). De plus, ils ont montré que les pertes dans la cavité, $\alpha_w = 17.8 \text{ cm}^{-1}$ sont dues principalement à l'absorption des photons par les électrons libres de la région active. Comme nous l'avons expliqué précédemment, ce procédé permet d'envisager la fabrication de laser THz de plus grande longueur d'onde.

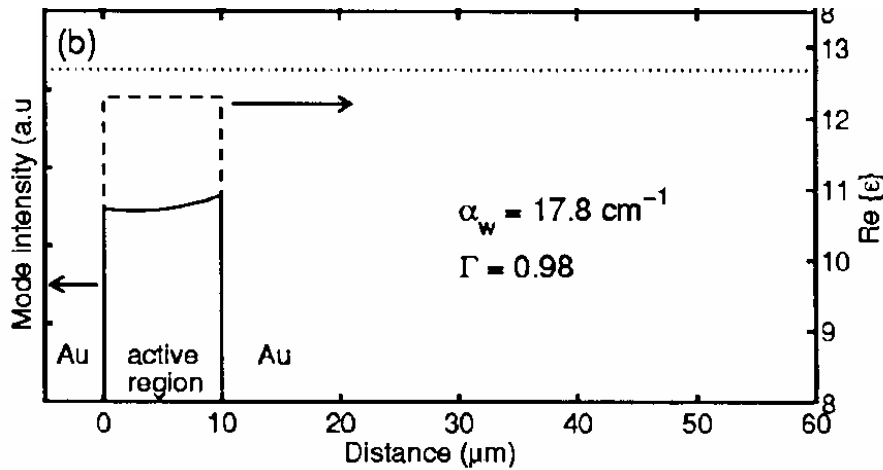


FIGURE 3.5: Profil du mode calculé le long de l'axe de croissance. A l'origine des abscisses se trouve l'interface supérieure métal-semiconducteur. Extrait de la référence [86]

La difficulté expérimentale rencontrée avec les lasers double métal est l'impossibilité de mesurer la puissance lumineuse avec le bolomètre se situant juste en dessous de l'échantillon. En effet le niveau de bruit est encore trop élevé dans cette configuration. La mesure de puissance est faite avec le bolomètre externe situé à la sortie du FTIR.

Une fois le confinement du mode optique réalisé dans la cavité, il est nécessaire de la déli-

miter. Pour ce faire, les échantillons sont clivés suivant les directions cristallines et ses facettes sont alors les miroirs de la cavité Fabry-Perrot. Les QCLs sont ensuite montés sur des portes échantillons et connectés par des microsoudures comme décrit dans la partie ???. Cette technique de réalisation des miroirs implique toutefois des pertes par les miroirs que l'on notera α_m .

3.4 Laser "niveau lié vers continuum"

En suivant l'ordre chronologique des QCLs THz, nous débutons notre étude par la description d'un QCL "niveau lié vers continuum". Nous étudierons au préalable cette structure sans champ magnétique puis tenterons ensuite de comprendre son comportement en fonction du champ magnétique. Nous verrons que l'étude en champ magnétique nous permet de mettre en évidence les mécanismes non-radiatifs dominants mis en jeu dans cette structure.

3.4.1 Etude à champ magnétique nul

Comme tous les QCLs THz, cette structure est constituée de GaAs/Al_xGa_{1-x}As. Ce laser est basé sur le même principe que la structure initiale [29]. Les niveaux électroniques et la forme des fonctions d'onde sont ajustés par un choix judicieux des épaisseurs de couche des deux matériaux semiconducteurs. Pour obtenir une structure, déterminer la longueur d'onde d'émission et le principe d'extraction des électrons, il suffit de faire varier ces épaisseurs. Connaissant toutes les caractéristiques désirées, nous dessinons alors la structure en calculant les fonctions d'onde. Les électrons sont injectés dans un niveau haut (noté $|2\rangle$) par un niveau injecteur (noté $|inj\rangle$) et sont extraits du niveau bas du laser (noté $|1\rangle$) par une minibande de plusieurs états proches en énergie (le continuum). Les performances particulières de cette structure, à savoir son fonctionnement en continu à une température de 70 K et en mode pulsé à 95 K en font le laser "niveau lié vers continuum" le plus performant [88]. D'après Barbieri *et al.* [88], ces performances remarquables pour un QCL "niveau lié vers continuum" sont expliquables par la géométrie et l'alignement des bandes de la structure. En effet, pour ce QCL, la fuite des électrons d'une période à l'autre a été minimisée en créant un vide d'état autour du niveau haut du laser (Fig. 3.6). De plus, pour atteindre le fonctionnement en continue et diminuer la température électronique, les auteurs ont créé une minibande étroite mais assez dispersée suivant l'axe de croissance.

La figure 3.6 représente la simulation du diagramme de bande et du carré des fonctions d'onde

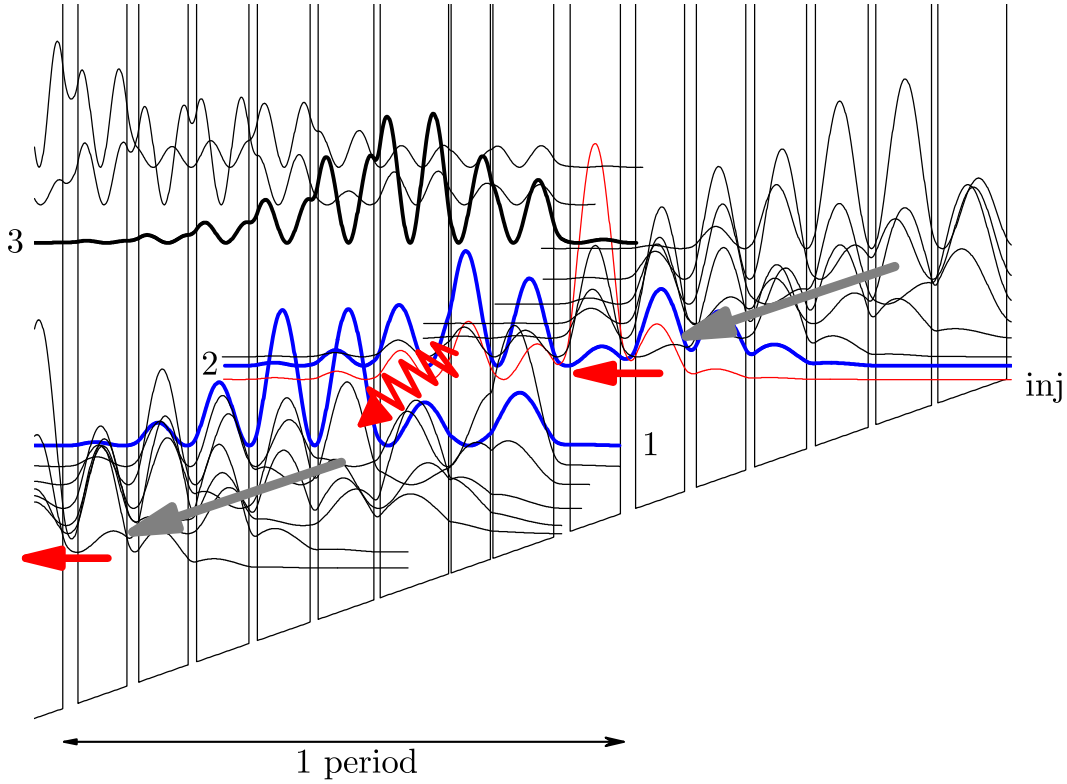


FIGURE 3.6: Diagramme de bande et carré des fonctions d'onde de la région active du QCL "niveau lié vers continuum", sous un champ électrique de 2.1 kV/cm. La transition laser a lieu entre les états $|2\rangle$ et $|1\rangle$, l'injecteur est noté $|inj\rangle$. L'empilement de couche à partir de la barrière d'injection est le suivant : **3.8/14.0/ 0.6/ 9.0/ 0.6/15.8/ 1.5/12.8/ 1.8/12.2/ 2.0/12.0/ 2.0/11.4/ 2.7/11.3 / 3.5/ 11.6**. Les barrières $\text{Al}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{As}$ sont en gras et les épaisseurs sont en nanomètres. L'énergie de la transition laser est $\Delta E = E_2 - E_1 = 11 \text{ meV}$.

pour l'échantillon QCL "niveau lié vers continuum". Ce laser est basé sur une transition optique diagonale, transition $|2\rangle \rightarrow |1\rangle$. Cette séparation spatiale entre le niveau injecteur et le niveau bas de la transition laser permet d'éviter une fuite des électrons, ainsi l'inversion de population est possible [33]. La minibande s'étend sur 125 nm. Cette longueur permet d'obtenir son alignement même à une faible tension de polarisation de la structure à l'inverse du QCL "dépopulation par phonon LO". La structure a été optimisée pour que l'absorption des photons émis soit minimale. Pour cela, les éléments de matrice dipolaire entre les niveaux dont la séparation en énergie est égale à l'énergie de la transition laser ont été calculés et sont négligeables. La transition laser a

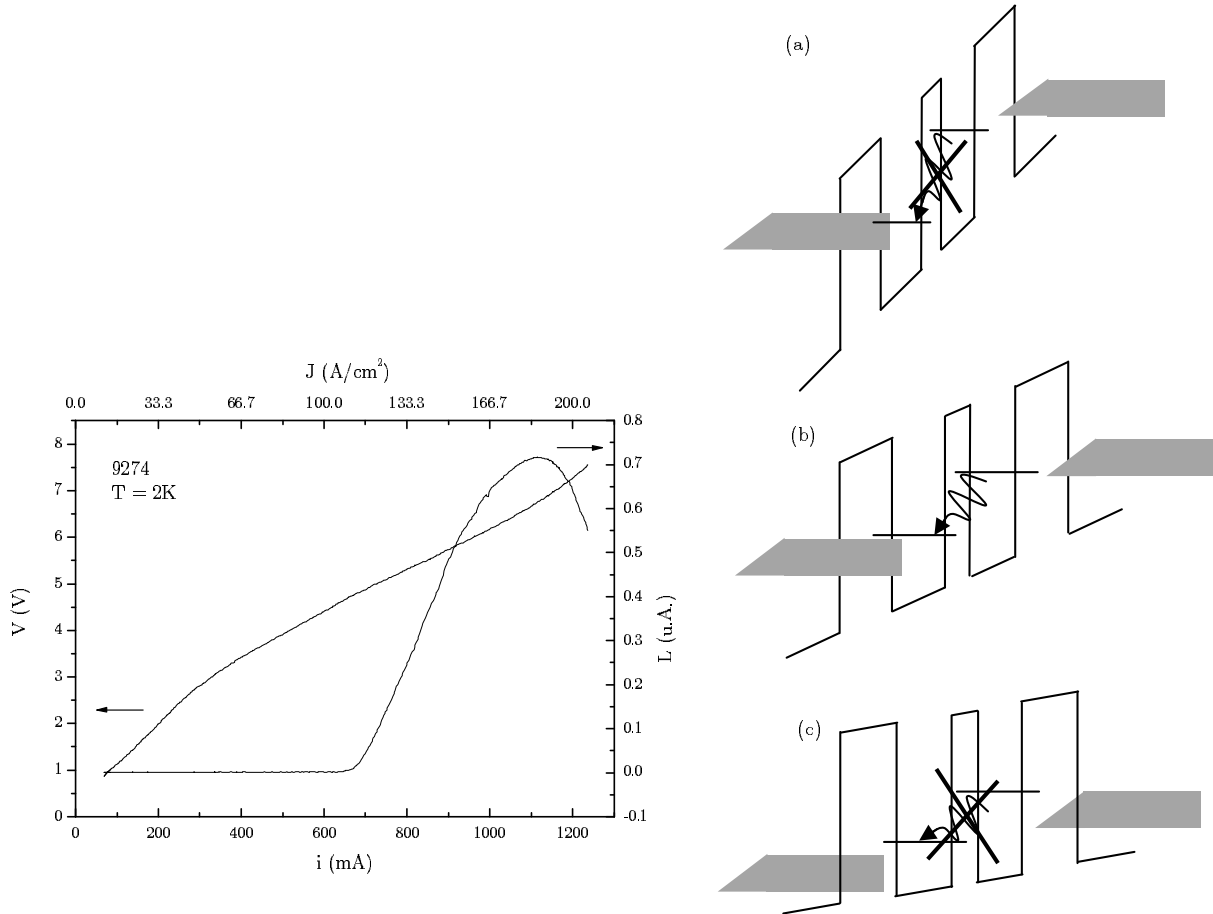


FIGURE 3.7: Tension et puissance lumineuse en fonction du courant. Le laser est alimenté de façon pulsée, avec une répétition de $rep = 300$ Hz et une largeur de pulse de $w = 200$ ns, la surmodulation est de $f = 120$ Hz. Les dimensions de la cavité de l'échantillon sont 3 mm de long et $200 \mu\text{m}$ de large. La température de l'échantillon est de 2 K. (a) Schéma de la structure après l'alignement. (b) Schéma de la structure à l'alignement. (c) Schéma de la structure avant l'alignement.

lieu entre les niveaux nommés 2 et 1 sur la figure 3.6. La différence d'énergie est de 11 meV soit 2.9 THz. Les électrons arrivent sur le niveau $|2\rangle$ à partir du niveau injecteur ($|inj\rangle$), émettent un photon et arrivent ainsi sur le niveau $|1\rangle$ puis s'échappent de ce niveau grâce à la minibande située sous celui-ci.

La figure 3.7 représente la caractéristique $i(v)$ du QCL. Sur la première partie de cette courbe, de 0 à 300 mA la résistance de l'échantillon est grande, l'alignement des bandes ne permet pas un transport facile des porteurs (Fig. 3.7(c)). Nous observons ensuite un point d'inflexion (2.8 V, 300 mA), la structure commence à s'aligner. Un second changement de pente de la courbe $i(v)$ est

observable à 4.7 V, 660 mA. Le QCL est alors aligné, le courant peut circuler dans la structure avec une résistance inférieure. Le niveau injecteur est résonant avec l'état $|2\rangle$ et permet un transport tunnel (Fig. 3.7(b)). Pour le couple tension-courant égale à 6.8 V, 1.12 A, la résistance du QCL augmente à nouveau, la structure est désalignée, l'injecteur n'est plus résonant et l'extraction de l'état bas est moins efficace (Fig. 3.7(a)). L'évolution de la caractéristique tension-courant est directement liée à la courbe de puissance en fonction du courant circulant dans la structure. Pour les courants compris entre 0 et 660 mA, le bolomètre situé en dessous de l'échantillon ne mesure aucun signal. A partir de la valeur de $i_{th} = 660$ mA, que nous appelons courant seuil, la puissance laser augmente, pour atteindre un maximum à $i_{max} = 1.12$ A. Nous pouvons observer que les deux courbes sont parfaitement corrélées. Lorsque la résistance du QCL est minimale, lorsque le gain est supérieur aux pertes, il y a émission laser, la structure est alors correctement polarisée et permet un passage facile des électrons de sousbandes en sousbandes. Dans le cas d'une faible polarisation, les électrons ne passent pas correctement dans la structure et la condition d'inversion de population nécessaire pour observer un effet laser n'est pas satisfaite, il n'y a pas d'émission. Par contre, au delà d'une certaine polarisation, les sousbandes ne sont plus espacées de façon à laisser passer les électrons, la résistance augmente alors et par conséquent la puissance laser diminue. Nous retrouvons dans cette description une grandeur déterminée par le modèle établi dans la partie 3.2, le courant seuil i_{th} . Malgré l'observation d'un courant seuil abrupte, caractéristique des lasers, pour nous assurer que la puissance observée est bien due à un effet laser et non pas à la luminescence entre les niveaux du 2 et 1, nous réalisons un spectre d'émission.

La figure 3.8 représente la réponse spectrale de l'échantillon QCL "niveau lié vers continuum" avec une résolution de 0.2 cm^{-1} . Le spectre est réalisé pour deux courants différents traversant la structure $i = 1070$ mA et $i = 850$ mA. Le cycle utilisé pour l'alimentation du QCL est différent de la configuration précédente, nous utilisons une fréquence de pulse de 50 kHz et une largeur de pulse de $1 \mu\text{s}$. Dans ce cas, nous ne surmodulons pas notre signal car nous n'utilisons pas de détection synchrone.

Les deux spectres obtenus avec le QCL "niveau lié vers continuum" sont multimodes. A bas courant ($i = 850$ mA), les quatre modes s'étendent de 95 cm^{-1} à 97 cm^{-1} . Ces modes ont une largeur à mi-hauteur de 0.3 cm^{-1} , très proche de la résolution limite de notre spectromètre. Cette largeur de raie est une caractéristique nécessaire des lasers. Pour ce courant, le mode central est positionné à 95.8 cm^{-1} soit une différence d'énergie entre les deux niveaux lasers de 11.9 meV. Les modes se trouvant autour du pic central ne correspondent pas à d'autres transitions électro-

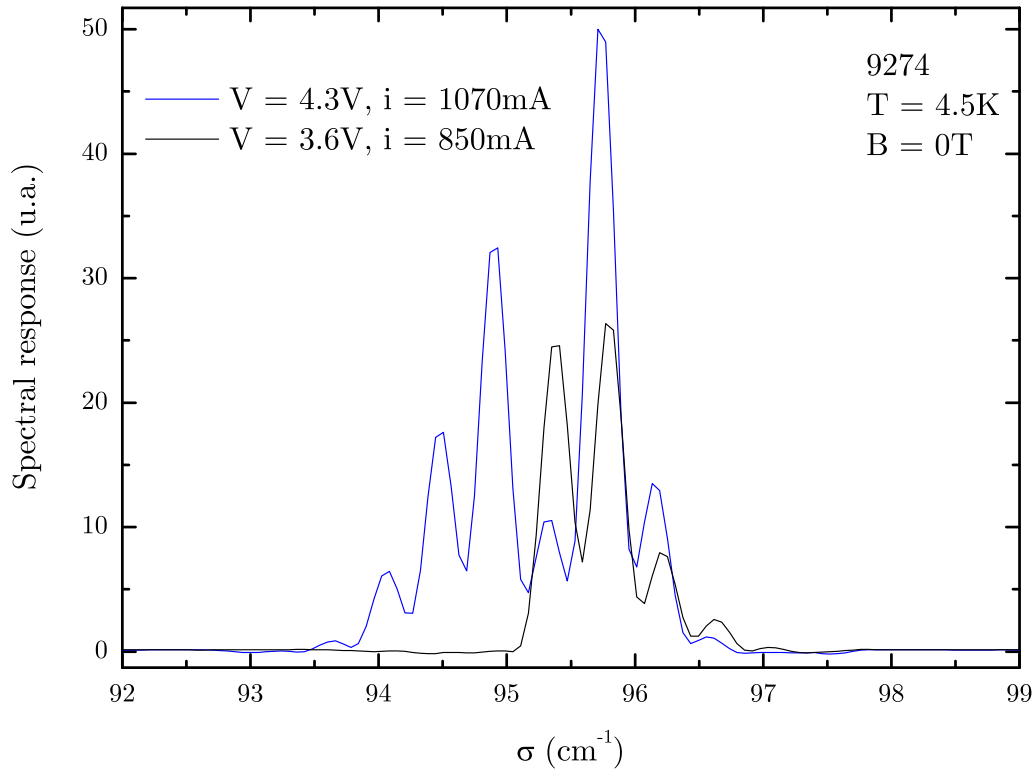


FIGURE 3.8: Réponse spectrale en fonction du nombre d'onde. Alimentation pulsée, $rep = 50$ kHz et $w = 1 \mu s$ pour deux courants traversant la structure $i = 1070$ mA et $i = 850$ mA à $T = 4.2$ K. La résolution du spectromètre est de 0.2 cm^{-1}

riques mais simplement aux modes de la cavité Fabry-Perot. L'espacement des modes de cavité Fabry-Perot est donné par la relation suivante : $\Delta\sigma = 1/2n_{GaAs}L$, où n_{GaAs} est l'indice optique du GaAs et L la longueur de la cavité optique. Dans cet exemple, les modes de cavité doivent être espacés de 0.5 cm^{-1} , ce que nous vérifions expérimentalement (Fig 3.8). A plus fort courant, $i = 1070$ mA, les modes dans la cavité s'étendent de 93 cm^{-1} à 97 cm^{-1} et leur nombre est proportionnel à l'intensité lumineuse [89]. Ceci est bien en accord avec les observations faites sur la figure 3.7, la puissance laser augmente avec la tension appliquée et le courant le traversant.

Une fois l'étude complète à champ magnétique nul terminée, la plus grande partie de notre travail consiste à sonder notre système avec le champ magnétique.

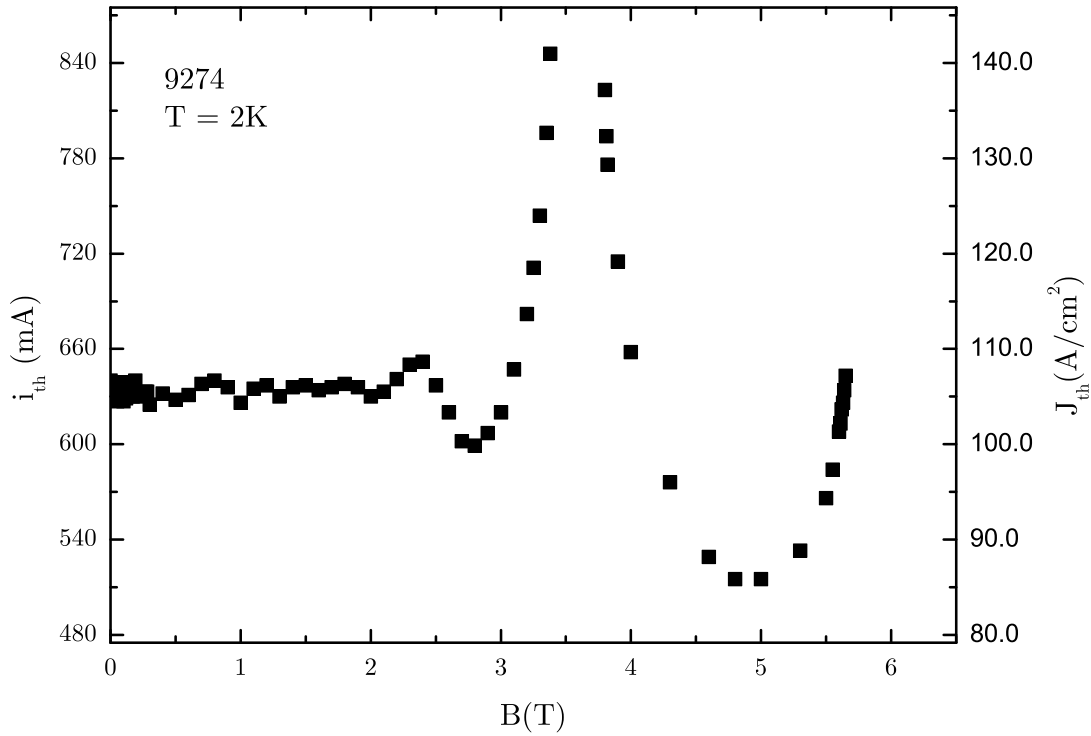


FIGURE 3.9: Courant seuil en fonction du champ magnétique à $T = 2\text{K}$. Alimentation pulsée, $rep = 700\text{Hz}$, $w = 400\text{ns}$ et $f = 120\text{Hz}$.

3.4.2 Étude en champ magnétique

Dans le modèle simple basé sur les équations bilans (Partie 3.2.1), nous avons mis en lumière la variation de différentes grandeurs caractéristiques du QCL, le courant seuil et la puissance lumineuse. Nous commençons cette étude du QCL "niveau lié vers continuum" par la mesure du courant seuil en fonction du champ magnétique. Le courant seuil est une fonction du temps de vie des électrons sur les niveaux mis en jeu lors de la transition laser (Eq. 3.2). Le temps de vie varie en fonction du champ magnétique en fonction duquel chaque mécanisme de relaxation non-radiatif a un comportement spécifique. Grâce à ces mesures, nous faisons faire apparaître ces processus.

La figure 3.9 représente le courant seuil en fonction du champ magnétique. Pour élaborer cette courbe, nous avons mesuré la puissance laser en fonction du courant traversant la structure telle

que le représente la figure 3.7. Nous avons pointé le courant seuil et recommencé cette expérience pour chaque champ magnétique de 0 à 5.65 T. Cette courbe n'est pas réalisée sur l'ensemble de la gamme de champ disponible avec la bobine supraconductrice car au delà de 5.65 T, il n'y a plus d'effet laser mesurable. Une autre extinction du laser est visible entre 3.4 et 3.8 T au delà de quoi apparaissent de grandes oscillations du courant seuil comme le montre la figure 3.9. Les maxima de courant se situent à $B = 1.8$ T et $B = 2.4$ T. Le courant seuil diverge à $B = 3.6$ T puis au delà de $B = 5.7$ T. Pour confirmer et comprendre ces résultats, nous effectuons une autre expérience. Elle consiste à mesurer la puissance émise et le courant circulant dans le QCL en fonction du champ magnétique pour une tension de polarisation donnée. Avec une polarisation constante, le champ électrique appliqué à la structure reste lui aussi constant et l'alignement des bandes est supposé fixe. Le seul paramètre qui varie est le champ magnétique, donc le mouvement des électrons dans le plan des couches avec création des niveaux de Landau.

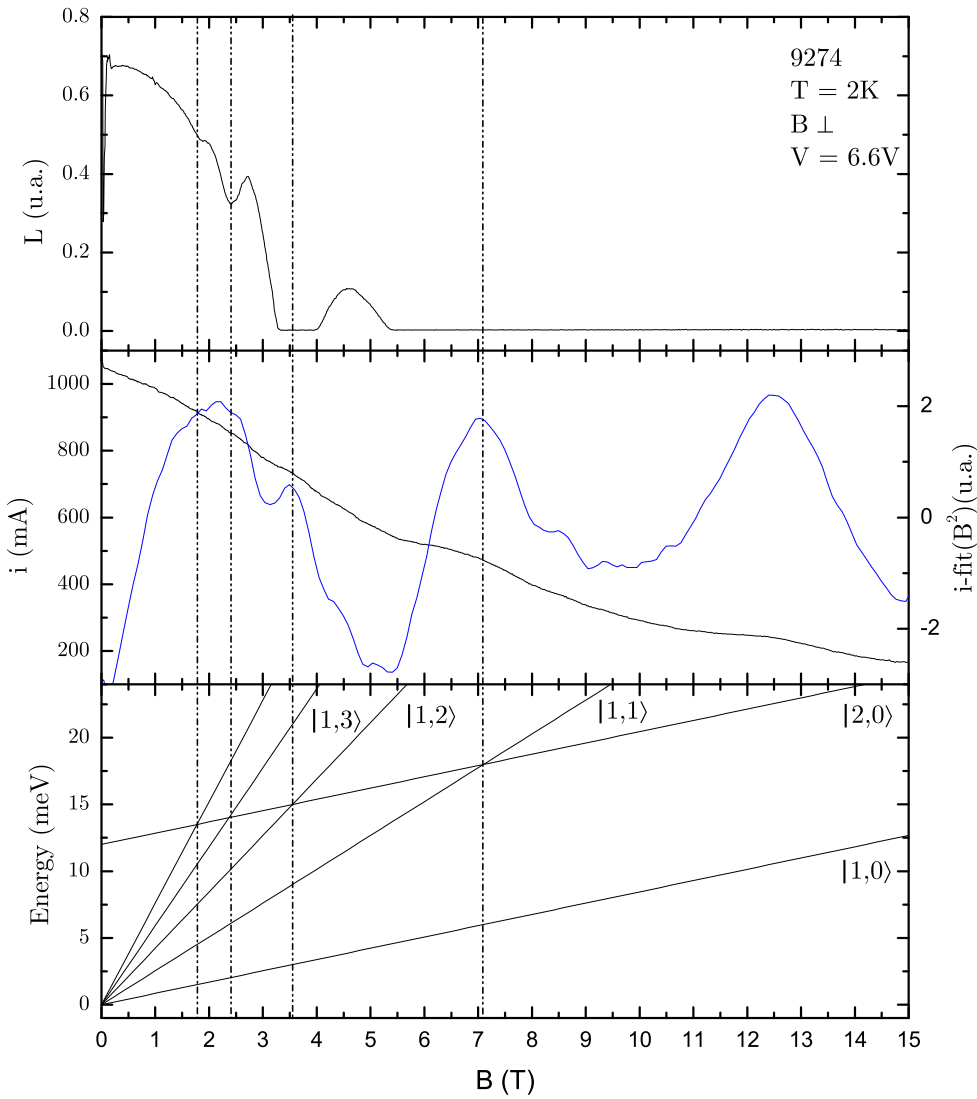


FIGURE 3.10: (a) Puissance laser émise (L) en fonction du champ magnétique à $T = 2\text{K}$. La tension de polarisation est fixée à $V = 6.6\text{V}$. (b) Courant traversant la structure QCL en fonction du champ magnétique et résultat de la soustraction de la courbe $i(B)$ avec un fit polynomial d'ordre 2. (c) Schéma d'évolution des niveaux de Landau en fonction du champ magnétique pour les niveaux 2 et 1.

La figure 3.10(a) présente la variation d'intensité laser (L) détectée par le bolomètre en fonction du champ magnétique. Comme dans la figure 3.9, nous observons l'absence d'émission laser au delà de 5.5 T. De même, le laser est éteint autour du champ $B = 3.6$ T. En comparant la puissance lumineuse aux variations du courant seuil, nous remarquons que les maxima de courant seuil correspondent aux minima de puissance laser ($B = 1.8$ T et $B = 2.4$ T). Cette expérience nous apporte des informations au delà de 5.6 T par la mesure du courant en fonction du champ magnétique à polarisation constante. La figure 3.10(b) représente la variation du courant en fonction du champ magnétique à polarisation constante ($V = 6.6$ V). La première remarque concerne la décroissance globale du courant, celui-ci diminue d'un facteur 5 entre $B = 0$ T et $B = 15$ T. Cette diminution est attribuée à la magnétorésistance dans les contacts fortement dopés [90]. Afin d'observer les oscillations dues au champ magnétique, nous faisons un fit polynomial et le soustrayons à la courbe expérimentale $i(B)$. Les trois champs magnétiques mis en exergue par la variation du courant seuil (Fig. 3.9), $B = 1.8$ T, $B = 2.4$ T et $B = 3.6$ T correspondent à des maxima de courant. Deux autres maxima apparaissent dans cette expérience, à 7.0 T et 12.5 T. Nous allons dans un premier temps nous attacher à l'explication du premier maxima.

La figure 3.10(c) représente l'évolution des niveaux de Landau en fonction du champ magnétique dans le laser "niveau lié vers continuum" étudié. L'effet de la non-parabolicité est négligé dans cette approche, ce qui conduit à une variation linéaire en B de l'énergie des niveaux. Nous observons que les niveaux de Landau du niveau bas du laser $|1, n\rangle$ sont résonants avec le niveau de Landau fondamental $|2, 0\rangle$ pour certains champs magnétiques particuliers. En comparant l'ensemble des courbes de la figure 3.10, nous remarquons que lors du croisement des niveaux de Landau il y a augmentation du courant circulant dans la structure et diminution de la puissance laser. Dans deux cas, le croisement des niveaux de Landau provoque l'extinction du laser, ce croisement casse alors l'inversion de population. Nous en déduisons alors qu'un mécanisme élastique (diffusion sur les défauts d'interface ou sur les impuretés ionisées) permet le passage des électrons du niveau $|2, 0\rangle$ vers les niveaux $|1, n\rangle$ de façon non radiative. D'après la figure 3.10(c), pour les champs magnétiques supérieurs à $B = 7$ T, il n'y a plus de croisement de niveaux de Landau. Or nous n'observons plus d'effet laser. Deux raisons en sont la cause. Tout d'abord, le courant continue de diminuer au fur et à mesure de l'expérience. Le courant traversant la structure à $B = 10$ T est deux fois plus petit que le courant seuil à $B = 0$ T. Le courant est alors trop faible pour satisfaire la condition d'inversion de population. De plus, le pic observé sur la courbe 3.10(b) à $B = 12.5$ T peut être la signature d'un autre mécanisme non-radiatif empêchant l'inversion

de population. Deux hypothèses apparaissent : cette augmentation de courant peut être due à un autre mécanisme de relaxation non-radiatif entre les niveaux $|1, n\rangle$ et $|2, 0\rangle$ ou à un autre couple de niveaux électroniques. Parmi les autres mécanismes non-radiatifs, seule l'interaction électron-électron peut faciliter le passage des électrons et donc provoquer une augmentation du courant traversant la structure à un champ magnétique supérieur à celui qui satisfait la relation $\Delta E = n\hbar\omega_c$ avec ΔE la différence d'énergie entre les deux niveaux considérés, n les niveaux de Landau du niveau inférieur et ω_c la fréquence cyclotron. D'après la relation 2.58 obtenue dans le chapitre 2 ($2\Delta E = n\hbar\omega_c$), ce mécanisme devrait induire une augmentation de courant à $B = 14.0\text{ T}$, $B = 7.0\text{ T}$, $B = 4.7\text{ T}$ et $B = 3.5\text{ T}$. Or nous observons un maximum de courant à $B = 12.5\text{ T}$, cette hypothèse n'est donc pas concluante. La seconde hypothèse consiste à considérer d'autres niveaux électroniques, donc un ΔE différent. Afin de déterminer une autre différence d'énergie entre des niveaux électroniques, il est nécessaire de trouver une série d'oscillations avec une fréquence ω_c . La soustraction des données brutes avec le fond continue sur la figure 3.10(b) présente une autre oscillation à $B = 8.3\text{ T}$. Si nous faisons l'hypothèse que ces deux maxima ($B = 12.5\text{ T}$ et $B = 8.3\text{ T}$) appartiennent à la même série d'oscillations et que le mécanisme permettant le passage des électrons d'un niveau de Landau vers un autre est le même que le processus élastique entre les niveaux $|1, n\rangle$ et $|2, 0\rangle$, alors la série complète d'oscillations a lieu aux champs magnétiques $B = 25.0\text{ T}$, $B = 12.5\text{ T}$, $B = 8.3\text{ T}$ et $B = 6.25\text{ T}$. Ce qui implique une différence d'énergie de 42.5 meV entre les deux niveaux entre lesquels le processus a lieu. D'après la figure 3.6, cet écart en énergie est possible entre les états de la minibande d'extraction et le niveau $|3\rangle$ de la structure. Cette observation implique que des électrons peuplent le niveau $|3\rangle$, ils ne sont donc pas tous sur le niveau $|2\rangle$ comme nous le supposions. L'extraction et l'injection des porteurs n'est pas aussi sélective qu'attendue et n'emprunte pas forcément les états supposés. Nous n'avons pas accès au nombre de porteurs sur chacun des niveaux mis en jeu, nous ne pouvons donc pas déterminer les grandeurs explicitées dans la partie 3.2.1. De plus, le temps de vie du niveau bas de la transition laser doit être déterminé à partir des processus de relaxation qui permettent le vidage des électrons. La largeur en énergie de la minibande est de 18 meV , les processus pouvant être mis en jeu sont des mécanismes élastiques. Dans ce type de structure QCL "niveau lié vers continuum", le processus dominant l'extraction des électrons est l'interaction électron-électron [28]. Le calcul du taux de diffusion par ce mécanisme doit nous permettre de comprendre totalement son comportement en champ magnétique.

Pour finir l'exploration de cette structure QCL, nous nous sommes intéressés aux possibles

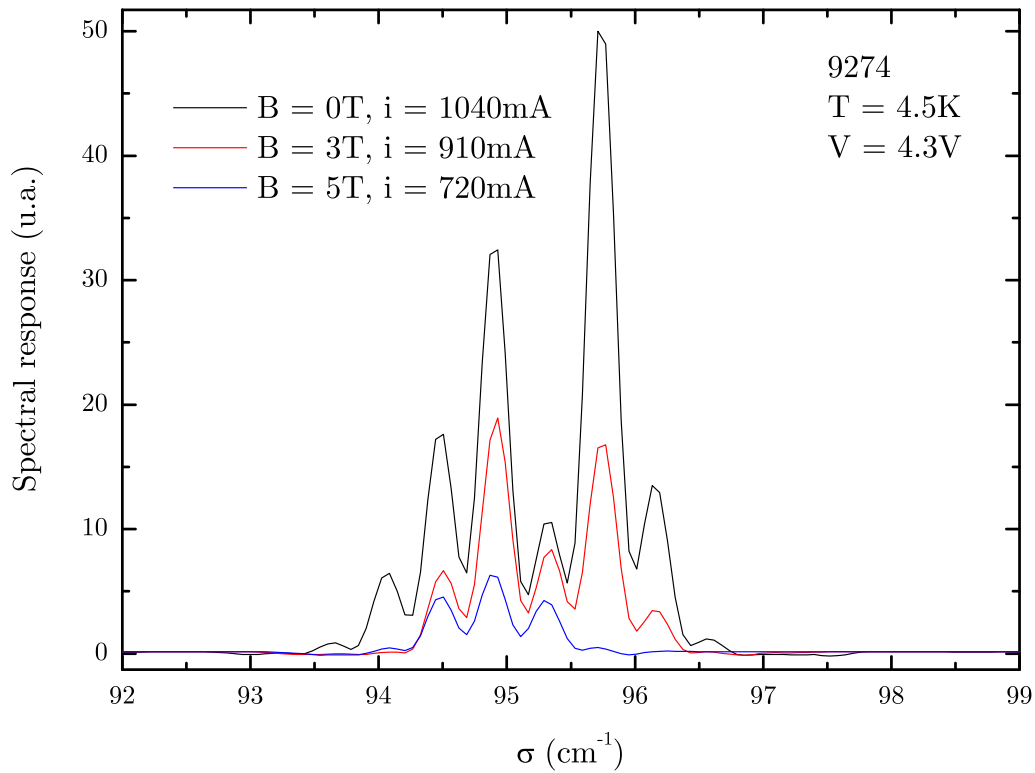


FIGURE 3.11: Réponse spectrale en fonction du nombre d'onde à trois champs magnétiques : 0 T, 3 T et 5 T. Alimentation pulsée, $rep = 50 \text{ kHz}$ et $w = 1 \mu\text{s}$ à $V = 4.3 \text{ V}$. La température de l'échantillon est 4.2 K . La résolution du spectromètre est de 0.2 cm^{-1}

changement de transition laser en fonction du champ magnétique. En maintenant la tension de polarisation constante sur notre structure, nous avons fait trois spectres de réponse du laser à trois champs magnétiques différents. La figure 3.11 représente l'évolution en champ magnétique de la réponse spectrale du QCL. Nous n'observons pas de déplacement des raies d'émission en fonction du nombre d'onde lorsque l'on augmente le champ magnétique. Nous remarquons que le nombre de modes dans la cavité diminue lorsque l'on augmente le champ magnétique. Cette diminution n'est pas due directement à la présence du champ magnétique mais simplement à la diminution du courant traversant la structure lorsque le champ magnétique est augmenté (cf. Fig. 3.10(b)). Nous avons précédemment remarqué que le nombre de mode était proportionnel à la densité lumineuse et par conséquent au courant traversant la structure.

Conclusion partielle

Cette structure nous a permis de mettre en lumière la dépendance en champ magnétique du courant seuil et de la puissance laser émise par un QCL. Nous avons remarqué qu'à certains champs magnétiques particuliers les mécanismes élastiques tels que l'interaction électron-rugosité d'interface ou l'interaction électron-impuretés ionisées sont des processus cassant l'inversion de population. En effet, lors du croisement des niveaux de Landau, les niveaux $|1, n\rangle$ et $|2, 0\rangle$ sont en résonance, la population d'électrons initialement sur le niveau $|2, 0\rangle$ est répartie sur les deux niveaux. Les électrons sur le niveau $|1, n\rangle$ ne peuvent pas émettre de photons vers le niveau $|1, 0\rangle$ à cause de la règle de sélection (Eq. 2.46), ces électrons diffusent alors de façon non radiative du niveau $|1, n\rangle$ vers $|1, 0\rangle$. Un dernier point important dans ces observations expérimentales concerne l'injection et par conséquent l'extraction des électrons dans la structure. Nous avons montré par ces expériences en champ magnétique qu'une transition électronique est possible entre deux niveaux espacés de 42 meV. Nous en avons donc déduit que l'ensemble des électrons n'est pas injecté sur le niveau excité du laser ($|2\rangle$) mais il existe certaines fuites vers le niveau $|3\rangle$.

La structure suivante est une structure plus simple concernant l'extraction des électrons du niveau bas de la transition laser. En effet, la minibande est remplacé par un ensemble de deux niveaux séparés par un phonon longitudinal optique supposé extraire efficacement les électrons.

3.5 Laser "dépopulation par phonon LO"

Les structures étudiées sont basées sur le principe de fonctionnement du QCL ayant les meilleures caractéristiques. Ce type de structure a montré qu'un fonctionnement en régime pulsé est possible jusqu'à des températures atteignant 137 K et en alimentation continue jusqu'à 97 K [74]. Les lasers "niveau lié vers continuum" sont basés sur une extraction des porteurs à partir de diffusions à l'intérieur d'une minibande dépeuplant le niveau bas. A l'inverse, les structures QCL "dépopulation par phonon LO" n'utilisent que le transport cohérent par effet tunnel et la diffusion électron-phonon LO. Dans ces dernières, le retour des électrons sur le niveau bas de la transition laser par activation thermique empêchant de créer l'inversion de population, est supposé être impossible par la présence de la marche énergétique ($\geq \hbar\omega_{LO}$). Cette partie sera découpée comme suit. Dans un premier temps, nous verrons une rapide présentation des deux

Structure	H196	G941	G951
ΔE (meV)	16.1	11	11
Type de cavité	Simple métal	Simple métal	Double métal
Dopage	$8 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$	$8 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$	$8 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$

TABLEAU 3.1: Tableau récapitulatif des échantillons QCL "dépopulation par phonon LO".

structures étudiées. Celles-ci sont proches dans leur conception mais diffèrent de longueur d'onde d'émission. Nous passerons ensuite à leur comportement en champ magnétique.

3.5.1 Présentation des structures étudiées à champ magnétique nul

Les structures QCL "dépopulation par phonon LO" nous ont été fournies par l'équipe de K. Unterrainer, de l'Université de Technologie de Vienne. Le but de cette équipe était de montrer le lien qui existe entre la densité de courant dans la structure et le niveau de dopage de celle-ci [91]. Les résultats de leur étude ont mis en évidence une variation linéaire de la densité de courant seuil en fonction du niveau de dopage. Nous avons étudié deux structures, toutes deux sont fabriquées par épitaxie par jets moléculaires et sont des superréseaux de GaAs/Al_{0.15}Ga_{0.85}As. Chaque cascade est constituée de quatre puits. Le puits le plus grand est celui servant à créer la marche énergétique supérieure à l'énergie d'un phonon LO dans le GaAs ($\hbar\omega_{LO} = 36 \text{ meV}$), ce puits est le seul dopé dans la structure. Les structures étudiées ont le même niveau de dopage, elles diffèrent l'une de l'autre par les épaisseurs des couches. Par conséquent, les longueurs d'onde d'émission ne sont pas les mêmes. Pour un des échantillons, l'étude a été menée pour deux types de cavités, simple métal, double métal.

La première structure que nous allons présenter sera nommée *H196*. L'étude de cette structure ne porte que sur une cavité simple métal. La figure 3.12(a) représente le diagramme de bande de la région active et le carré des fonctions d'onde du QCL. Les électrons sont injectés sur le niveau 6 à partir du niveau injecteur (niveau 5). La transition laser s'effectue entre les niveaux notés 6 et 4, la différence d'énergie est $\Delta E = 16.1 \text{ meV}$. Par effet tunnel résonnant, les électrons se trouvent dans le grand puits, émettent un phonon LO et relaxent ainsi dans le niveau 2. Une fois les électrons dans ce niveau, ceux-ci tunnelent vers le niveau injecteur de la période suivante, le niveau 1. L'insert de la figure 3.12(b) confirme la longueur d'onde et par conséquent la différence d'énergie entre les niveaux mis en jeu dans la transition laser. La figure 3.12(b) représente la caractéristique $i(v)$ du QCL. Sur la première partie, de 0 à 0.9 A la résistance de

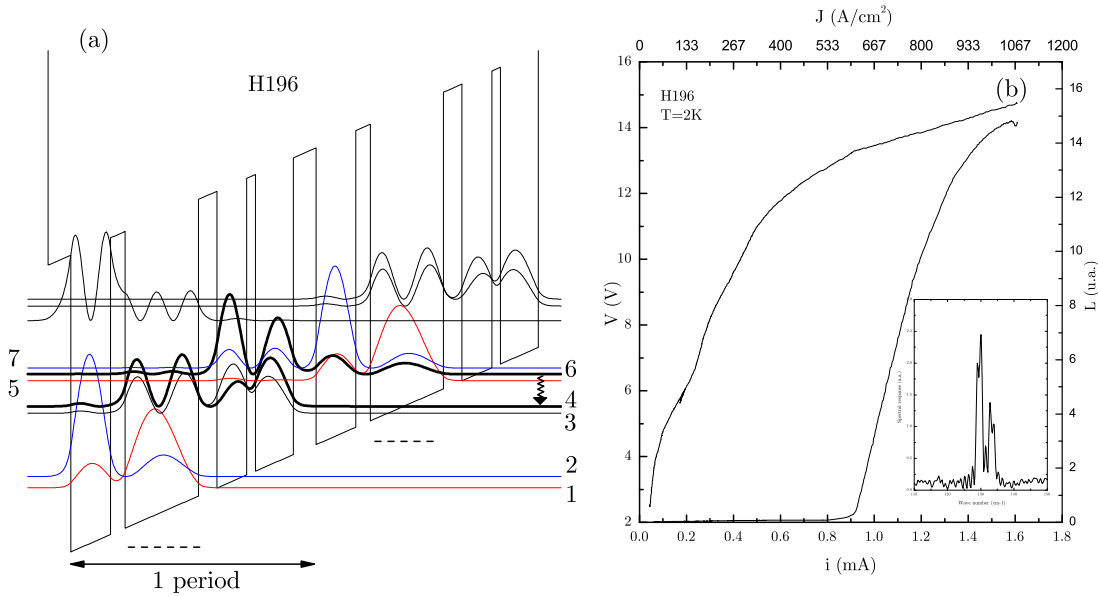


FIGURE 3.12: (a) Diagramme de bande de la région active du QCL "dépopulation par phonon LO" *H196*, sous un champ électrique de 10 kV/cm. Le niveau haut et bas du laser sont représentés en traits gras et l'injecteur est noté $|5\rangle$. L'empilement de couche à partir de la barrière d'injection est le suivant : **5.0** / 8.4 / **1.9** / 6.6 / **4.1** / 16.2 / **3.2** / 8.8. Les barrières $\text{Al}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{As}$ sont en gras et les épaisseurs en nanomètres. Le puits dopé est souligné et sa concentration de dopage est $8 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$. (b) Tension et puissance lumineuse en fonction du courant à $T = 2 \text{ K}$. Alimentation pulsée, $rep = 400 \text{ Hz}$, $w = 300 \text{ ns}$ et $f = 120 \text{ Hz}$. Les dimensions de la cavité de l'échantillon sont 1.25 mm de long et $120 \mu\text{m}$ de large. Insert : Réponse spectrale en fonction du nombre d'onde. Alimentation pulsée, $rep = 5 \text{ kHz}$ et $w = 400 \text{ ns}$ à $V = 14.6 \text{ V}$. La température de l'échantillon est 4.2 K. La résolution du spectromètre est de 0.5 cm^{-1} . Notons l'énergie de la transition $\Delta E = E_6 - E_4 = 16.1 \text{ meV}$

l'échantillon est grande. Pour $i = 0.9 \text{ A}$, un point d'inflexion apparaît sur la courbe, la résistance du QCL diminue et demeure constante au delà : la structure est alignée. La corrélation avec la courbe de puissance en fonction du courant est à nouveau remarquable. Au moment où le point d'inflexion apparaît sur la courbe $i(v)$, la puissance laser est détectée. Le seuil de ce laser est pointé à $J_{th} = 600 \text{ A/cm}^2$ et $V_{th} = 13.2 \text{ V}$.

La seconde structure étudiée est un laser légèrement différent de l'échantillon *H196*. L'empilement des couches n'est pas exactement le même comme le montre la figure 3.13(a). Le dopage est le même que pour le QCL *H196*. L'énergie de l'émission laser est de 11 meV soit 2.75 THz.

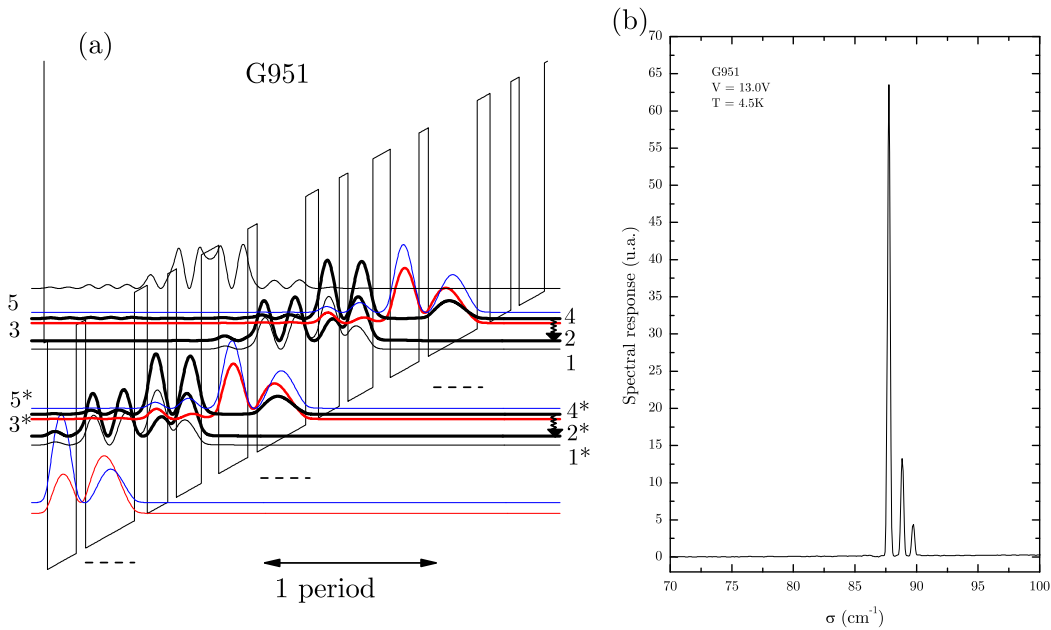


FIGURE 3.13: (a) Diagramme de bande de la région active du QCL "dépopulation par phonon LO" G941 et G951, sous un champ électrique de 10 kV/cm. Le niveau haut et bas du laser sont représentés en traits gras et l'injecteur est noté 3. L'empilement de couche à partir de la barrière d'injection est le suivant : **5.5** / 8.0 / **2.7** / 6.6 / **4.1** / 15.5 / **3.0** / 9.2. Les barrières $\text{Al}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{As}$ sont en gras et les épaisseurs sont en nanomètres. Le puits dopé est souligné et la concentration de dopage est $8 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$. (b) Réponse spectrale en fonction du nombre d'onde à $T = 4.2 \text{ K}$. Alimentation pulsée, $rep = 20 \text{ kHz}$ et $w = 1 \mu\text{s}$ à $V = 13.0 \text{ V}$. Résolution du spectromètre 0.2 cm^{-1} . Notons l'énergie de la transition $\Delta E = E_4 - E_2 = 11 \text{ meV}$

Deux types de cavités ont été réalisées avec ce QCL, une cavité simple métal et une cavité double métal. Les échantillons sont nommés respectivement G941 et G951. Quelque soit la cavité, la longueur d'onde d'émission reste inchangée, nous présentons sur la figure 3.13(b) la réponse spectrale de l'échantillon G951.

Les caractéristiques électriques $i(v)$ et de puissances $L(i)$ diffèrent entre les deux lasers. La figure 3.14 représente les courbes respectives de chacun des échantillons. Les tensions d'alignement des deux lasers ne sont pas identiques, $V_{th}^{G941} = 17.2 \text{ V}$ et $V_{th}^{G951} = 12.5 \text{ V}$. Cette caractéristique peut paraître étonnante puisque les structures de bande sont identiques, nous nous attendons à avoir le même champ électrique pour l'alignement. Comme nous l'avons décrit dans la partie 3.3.2, le confinement du mode dans la première structure est opéré par une couche métallique

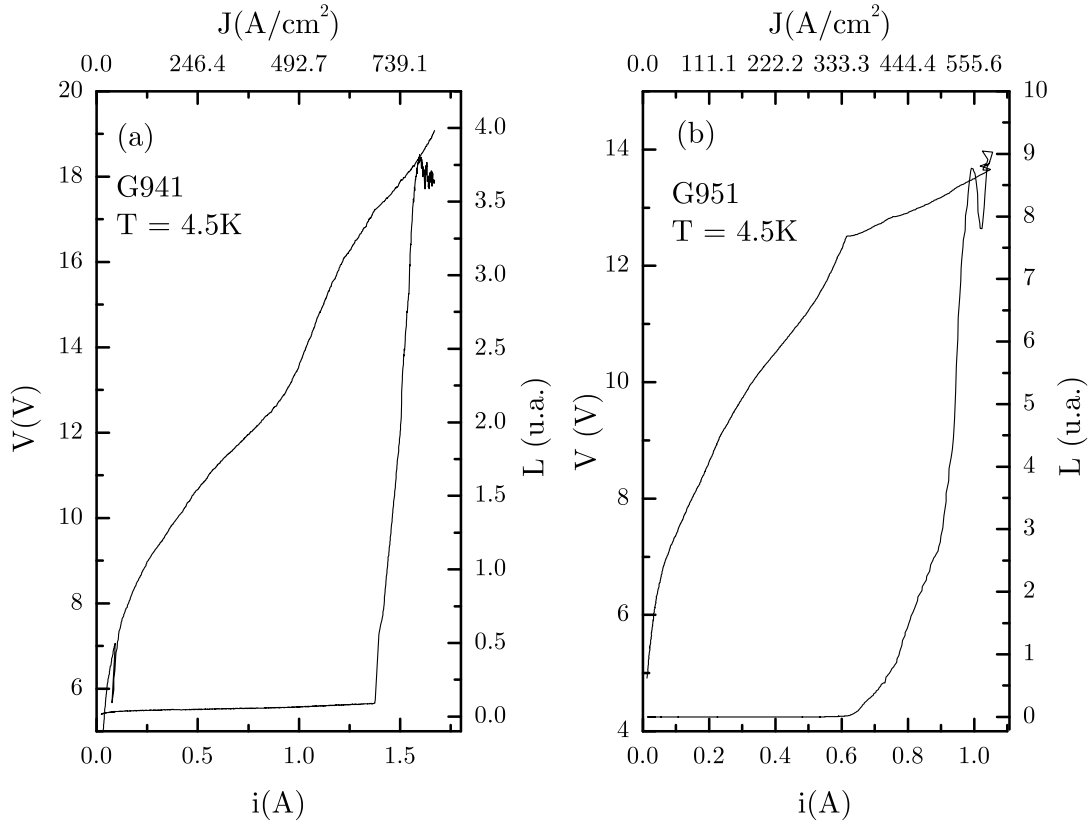


FIGURE 3.14: (a) (resp. (b)) Tension et puissance lumineuse en fonction du courant à $T = 4.2$ K. Alimentation pulsée, $rep = 300$ Hz, $w = 300$ ns et $f = 90$ Hz (resp. Alimentation pulsée, $rep = 20$ kHz, $w = 1$ μ s et $f = 120$ Hz). La puissance est mesurée par le bolomètre situé sous l'échantillon. (resp. La puissance lumineuse est mesurée avec le bolomètre externe.)

sur le haut de la cavité et par une couche fortement dopée entre le substrat et l'ensemble des puits quantiques. Le confinement du mode dans la deuxième structure est quant à lui effectué par deux couches métalliques autour de l'ensemble des puits quantiques. Dans la première structure (G941), à cause de la couche fortement dopée servant pour le confinement du mode optique, une résistance série vient s'ajouter à la résistance de l'échantillon, ce qui implique une plus forte tension d'alignement. Le courant seuil lui, varie entre les deux types de cavités, respectivement G941 $i_{th} = 1.36$ A et G951 $i_{th} = 0.61$ A. Dans l'expression du courant seuil (Eq. 3.2), la valeur de cette grandeur dépend des pertes dans la cavité, or nous avons présenté (Part. 3.3.2) que les pertes dues à la cavité sont différentes dans une structure simple métal et double métal.

3.5.2 Etude en champ magnétique

Cette sous-partie est consacrée à l'étude en champ magnétique des structures QCL "dépopulation par phonon LO". Nous allons suivre la chronologie de la sous-partie précédente, nous débutons donc notre étude par la structure *H196* et poursuivrons dans un deuxième temps avec le couple de structures *G941* et *G951*.

Échantillon *H196*

Comme pour l'étude du QCL "niveau lié vers continuum", nous allons mesurer la variation du courant seuil en fonction du champ magnétique. Cette grandeur est particulièrement intéressante puisque fonction du temps de vie du niveau haut et bas du laser (Eq. 3.2). La figure 3.15 représente la variation du seuil laser en fonction du champ magnétique.

La courbe est réalisée en effectuant une mesure $L(i)$ pour chaque champ magnétique et en pointant la valeur du seuil. Cette courbe nous apporte une information importante : le laser fonctionne à haut champ magnétique. Le courant seuil est mesurable entre $B = 13.6$ T et $B = 15.0$ T. Contrairement à l'expérience similaire menée avec le QCL "niveau lié vers continuum", le courant seuil est détectable malgré le champ magnétique extérieur. Le laser s'éteint entre $B = 8.4$ T et $B = 13.6$ T, nous allons tenter de comprendre pourquoi sur ce long intervalle de champ magnétique, l'inversion de population dans le QCL est affectée. Comme pour la structure précédente, nous observons des oscillations dans le courant seuil en fonction du champ magnétique. Les deux principaux maxima sont situées à $B = 5.0$ T et $B = 2.3$ T. Afin d'expliquer ces oscillations, nous allons reprendre l'équation 3.2. Dans cette structure, nous avons accès au temps de vie du niveau bas, celui-ci se dépeuple par diffusion inélastique avec les phonons LO. En utilisant le formalisme du chapitre 2, nous avons calculé les temps de vie des niveaux $|6\rangle$ et $|4\rangle$ dans la structure *H196* en fonction du champ magnétique. La figure 3.16(a) représente l'évolution du temps de vie d'un électron sur le niveau 4 avant une diffusion inélastique par émission de phonon LO. Pour faire ce calcul, nous supposons que les électrons se trouvent sur le niveau $|4,0\rangle$ et diffusent vers les niveaux $|2,n\rangle$ et $|1,n\rangle$.

Le temps de vie du niveau 4 varie de 0.4 ps à 0.85 ps (Fig. 3.16(a)). La variation du temps de vie se décompose en trois parties. Dans un premier temps, le temps de vie reste constant entre $B = 0$ T et $B = 4.2$ T puis dans un second temps nous observons une brutale augmentation du temps de vie, enfin dans un troisième temps au delà de $B = 6.5$ T le temps de vie du niveau 4

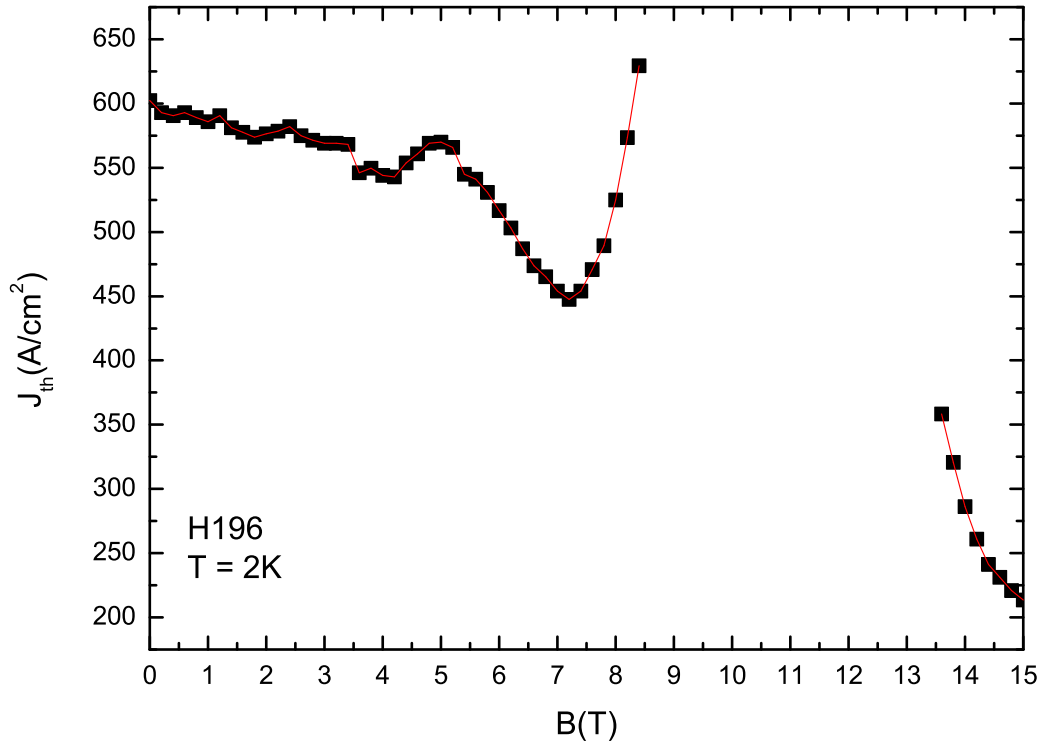


FIGURE 3.15: Densité de courant seuil du laser *H196* en fonction du champ magnétique. Le laser est alimenté de façon pulsée, avec une répétition de 400 Hz et une largeur de pulse de 300 ns, le signal est surmodulé à 90 Hz. La température de l'échantillon est 2 K. Les carrés noirs représentent la valeur expérimentale mesurée et la courbe est un fit polynomial. Les points expérimentaux sont espacés de 0.2 T

décroit de façon continue. Une estimation du temps de vie de l'état excité du laser, le niveau 6 est nécessaire. Dans un premier temps, l'interaction électron-phonon LO n'est pas prise en compte car la différence d'énergie entre les niveaux 6 et 4 est inférieure à l'énergie du phonon dans le GaAs. A partir d'un mécanisme de relaxation élastique, la rugosité d'interface, nous estimons la variation du taux de diffusion du niveau $|6,0\rangle$ vers $|4,n\rangle$ en fonction du champ magnétique. Pour ce faire, nous prenons comme paramètres de rugosité d'interface ceux utilisés par Leuliet *et al.* [46], à savoir une hauteur de rugosité de $\Delta = 1.5 \text{ \AA}$, une longueur de corrélation de $\Lambda = 60 \text{ \AA}$, et le paramètre δ de la gaussienne simulant la largeur des niveaux de Landau $\delta = 2 \text{ meV}$ [92].

La figure 3.16(b) représente la variation du taux de diffusion électron-rugosité d'interface

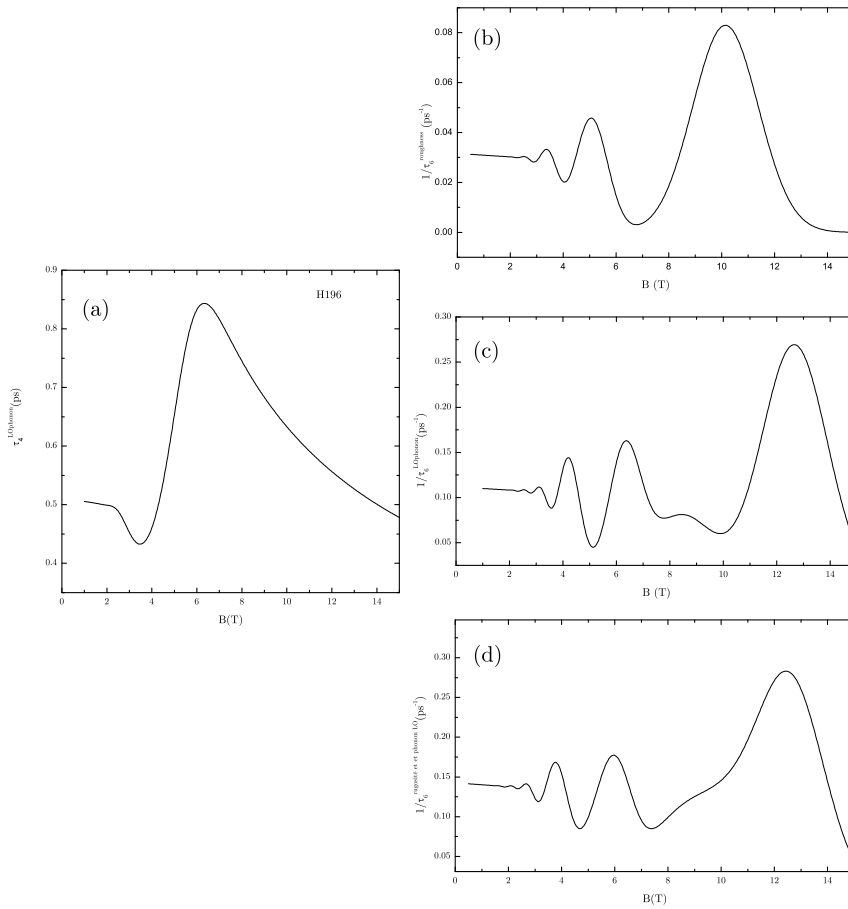


FIGURE 3.16: (a) Simulation du temps de vie de l'électron sur le niveau 4 avant la diffusion inélastique avec les phonons LO en fonction du champ magnétique, $\delta = 2$ meV. (b) Taux de diffusion du niveau 6 calculé avec l'interaction électron-rugosité d'interface en fonction du champ magnétique, $\Delta = 1.5 \text{ \AA}$, $\Lambda = 60 \text{ \AA}$ et $\delta = 2$ meV. (c) Taux de diffusion du niveau 6 calculé avec l'interaction électron-phonon LO en fonction du champ magnétique $\delta = 2$ meV. (d) Somme des taux de diffusion du niveau 6 calculé avec l'interaction électron-rugosité d'interface et l'interaction électron-phonon LO en fonction du champ magnétique.

du niveau 6 en fonction du champ magnétique. Le temps de vie du niveau 6 par l'interaction électron-rugosité d'interface proche de $B = 0$ T est égal à 33 ps. Celui du niveau 4, proche de $B = 0$ T est égal à 0.5 ps. La valeur du temps de vie du niveau 6 paraît être très élevée par rapport à celui du niveau bas. Dans un second temps, sur la figure 3.16(c), nous représentons la variation du taux de diffusion du niveau 6 par l'interaction électron-phonon LO. Ce calcul est mené pour les transitions $|6,0\rangle \rightarrow |2,n\rangle$ et $|6,0\rangle \rightarrow |1,n\rangle$. La valeur du temps de vie du

niveau 6 par ce mécanisme proche de $B = 0$ T est de 9 ps, par conséquent, ce processus paraît être plus efficace que la rugosité d'interface. La figure 3.16(d) représente la somme des deux taux de diffusion (rugosité d'interface et phonon LO). Proche de $B = 0$ T, le temps de vie du niveau 6 est de 6 ps. Sur la gamme de champ magnétique étudiée, la valeur du temps de vie du niveau 6 oscille entre 3.6 ps et 25 ps. Le temps de vie du niveau bas est quant à lui toujours inférieur à 0.85 ps sur cette même gamme. Nous faisons donc l'approximation que le temps de vie du niveau 4 est très petit par rapport à celui du niveau 6. Par conséquent, le niveau 4 est vide d'électrons et l'équation 3.2 devient [46] :

$$(3.5) \quad J_{th} = \frac{q\alpha c}{n\sigma_0\eta} \frac{1}{\tau_6}$$

Nous pouvons alors directement comparer le taux de diffusion du niveau 6 (Fig. 3.16(d)) avec la variation de densité de courant seuil (Fig. 3.15). Les minima du taux de diffusion total sont situés à $B = 7.4$ T, $B = 4.7$ T et $B = 3.1$ T. Ces trois minima ne correspondent pas aux minima du courant seuil. Par contre, les minima observés par un mécanisme élastique sur la figure 3.16(b), $B = 6.8$ T et $B = 4.0$ T, correspondent exactement aux minima du courant seuil. La divergence du courant seuil et l'extinction du laser ne sont pas explicables par la variation du taux de diffusion total du niveau 6. En effet, aucune divergence n'est visible sur la figure 3.16(d). Le pic situé à $B = 13$ T ne permet pas d'expliquer l'absence d'émission laser sur une gamme importante de champ magnétique, entre $B = 8.4$ T et $B = 13.6$ T. L'hypothèse d'une simple relation entre le courant seuil et le taux de diffusion du niveau haut du laser ($|6\rangle$) est erronée dans ce QCL THz. Cette hypothèse est basée sur les valeurs de temps de vie de chacun des niveaux. Pour expliquer la divergence du courant seuil et l'extinction du laser, le temps de vie du niveau 4 doit être comparable à celui du niveau 6 entre $B = 8.4$ T et $B = 13.6$ T.

Nous avons remarqué que deux minima de la courbe du courant seuil ($B = 6.8$ T et $B = 4.0$ T) sont expliquables par un mécanisme élastique. Nous en déduisons qu'un autre processus élastique participe au transport des électrons dans la structure QCL. Le mécanisme de diffusion sur les impuretés ionisées négligé par Leuliet *et al.*[46] ne devrait peut être pas l'être dans la structure QCL THz "dépopulation par phonon LO". En effet la zone dopée correspond au large puits permettant l'extraction des électrons du niveau 4. Ce mécanisme de diffusion peut intervenir sur le temps de vie du niveau 4 mais aussi sur celui du niveau 6. A $B = 0$ T, nous avons effectué le calcul des différents temps de vie donnés dans le tableau 3.2. A partir de ces données, nous en déduisons que le mécanisme dominant à champ magnétique nul, est un processus élastique,

Mécanismes de diffusion	$1/\tau_6(s^{-1})$	$1/\tau_4(s^{-1})$
Phonon LO	1.1×10^{11}	2.0×10^{12}
Rugosité d'interface	3.1×10^{10}	2.2×10^{10}
Impuretés ionisées	1.9×10^{12}	4.4×10^{12}

TABLEAU 3.2: Taux de diffusion de différents mécanismes de relaxation pour un électron sur les niveaux 6 et 4 à $B = 0T$.

l'interaction électron-impuretés ionisées. Les simulations du taux de diffusion électron-impuretés ionisées en fonction du champ magnétique n'ont pas été réalisées. Ce mécanisme paraît être dominant dans cette structure alors qu'il est négligé dans les structures QCL MIR.

La figure 3.17 représente la variation de deux grandeurs caractéristiques du QCL *H196* en fonction du champ magnétique, $i(B)$ et $L(B)$. Pour le laser "niveau lié vers continuum", cet étude nous a permis de comprendre le mécanisme mis en jeu lors de l'extinction totale du QCL. D'après la figure 3.17(a), obtenue en mesurant la puissance laser émise à tension de polarisation constante et en faisant varier le champ magnétique, nous observons une absence d'émission entre $B = 8T$ et $B = 14T$. Un minimum d'émission est aussi mesuré à $B = 5.5T$. Cette courbe est comparable avec la figure 3.17(b). A partir de cette dernière, nous avons une information supplémentaire. En effet l'absence d'émission laser s'accompagne de deux maxima de courant sur la courbe $i(B)$; par conséquent deux mécanismes non radiatifs ou deux paires de niveaux interviennent dans cette structure. Pour déterminer ceux-ci, nous traçons sur la figure 3.17(c) l'évolution des niveaux de Landau $|6, 0\rangle$, $|4, n\rangle$, $|1, n\rangle$ et un niveau virtuel situé à une énergie $|6, 0\rangle - \hbar\omega_{LO}$ en fonction du champ magnétique ($\hbar\omega_{LO} = 36\text{ meV}$). Nous nous sommes limités à ces quatre niveaux par souci de simplification de la structure, et les avons choisi à partir de leurs recouvrements respectifs. La figure 3.17(c) présente un croisement à $B = 13T$ entre les niveaux $|1, 1\rangle$ et le pseudo niveau $|6, 0\rangle - \hbar\omega_{LO}$. Les croisements suivants de ce couple de niveaux (croisements $|1, 2\rangle$ et $|1, 3\rangle$ avec $|6, 0\rangle - \hbar\omega_{LO}$) se situent respectivement à $B = 6.5T$ et $B = 4.3T$. Ces deux derniers croisements correspondent au large pic de courant centré à $6.0T$. Nous en déduisons qu'une série d'oscillations apparaît sur notre courbe $i(B)$ correspondant à un mécanisme inélastique entre le niveau $|6\rangle$ et le niveau $|1\rangle$. En effet nous montrons par ces remarques qualitatives que l'interaction électron-phonon LO permet le passage non radiatif des électrons du niveau $|6\rangle$ vers le niveau $|1\rangle$ par émission d'un phonon LO. A partir du diagramme 3.17(c), nous confirmons les conclusions données sur l'étude du courant seuil. Les maxima de courant observés sur la figure 3.17(b), situés autour de $9.5T$ et $6.0T$ sont dus à une transition

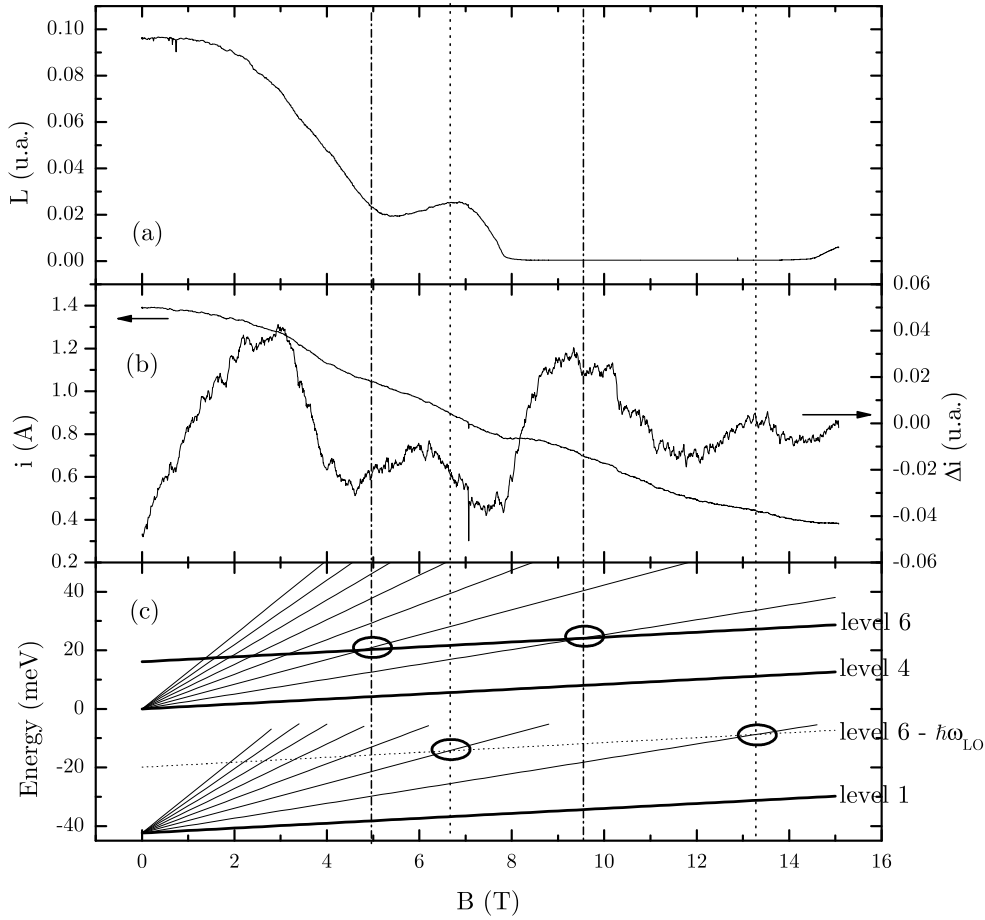


FIGURE 3.17: (a) Puissance laser émise en fonction du champ magnétique. La température de l'échantillon est 2 K. La tension de polarisation est fixée à $V = 14.2$ V. (b) Courant traversant la structure QCL en fonction du champ magnétique et soustraction de la courbe $i(B)$ avec un fit polynomial d'ordre 2. (c) Schéma d'évolution des niveaux de Landau en fonction du champ magnétique pour les niveaux 6, 4 et 1. Un pseudo niveau est introduit : le niveau $6 - \hbar\omega_{LO}$.

assistée par un mécanisme élastique entre le niveau $|6, 0\rangle$ et les niveaux $|4, n\rangle$, comme indiqué par les traits verticaux. Nous avons supposé précédemment à partir des données à champ nul que le mécanisme élastique dominant dans cette structure QCL THz est l'interaction électron-impuretés ionisées.

Conclusion partielle

Nous avons montré par des données quantitatives qu'un autre mécanisme élastique en plus de l'interaction électron-rugosité d'interface est présent dans notre structure. Nous avons fait l'hypothèse que ce mécanisme est l'interaction électron-impuretés ionisées. De plus, à partir de données qualitatives, un canal de relaxation non radiatif inélastique a été mis à jour, l'interaction électron-phonon LO. Ce mécanisme explique en partie l'absence d'émission laser sur une gamme importante de champ magnétique.

Échantillon *G941* et *G951*

Les expériences menées sur ces deux échantillons, de structure de bandes identiques, sont particulièrement intéressantes pour savoir s'il y a un effet du guide d'onde sur le comportement en champ magnétique. Dans le chapitre 2, nous n'avons pris en compte que la structure de bande, l'effet du guide n'est apparu que dans la partie 3.2.2. Si les caractéristiques du guide ne varient pas en champ magnétique et sont bien des constantes du système, alors le comportement en champ magnétique doit être le même pour les échantillons *G941* et *G951*. Les figures 3.18 et 3.19 représentent respectivement les résultats expérimentaux obtenus avec les lasers *G941* et *G951*.

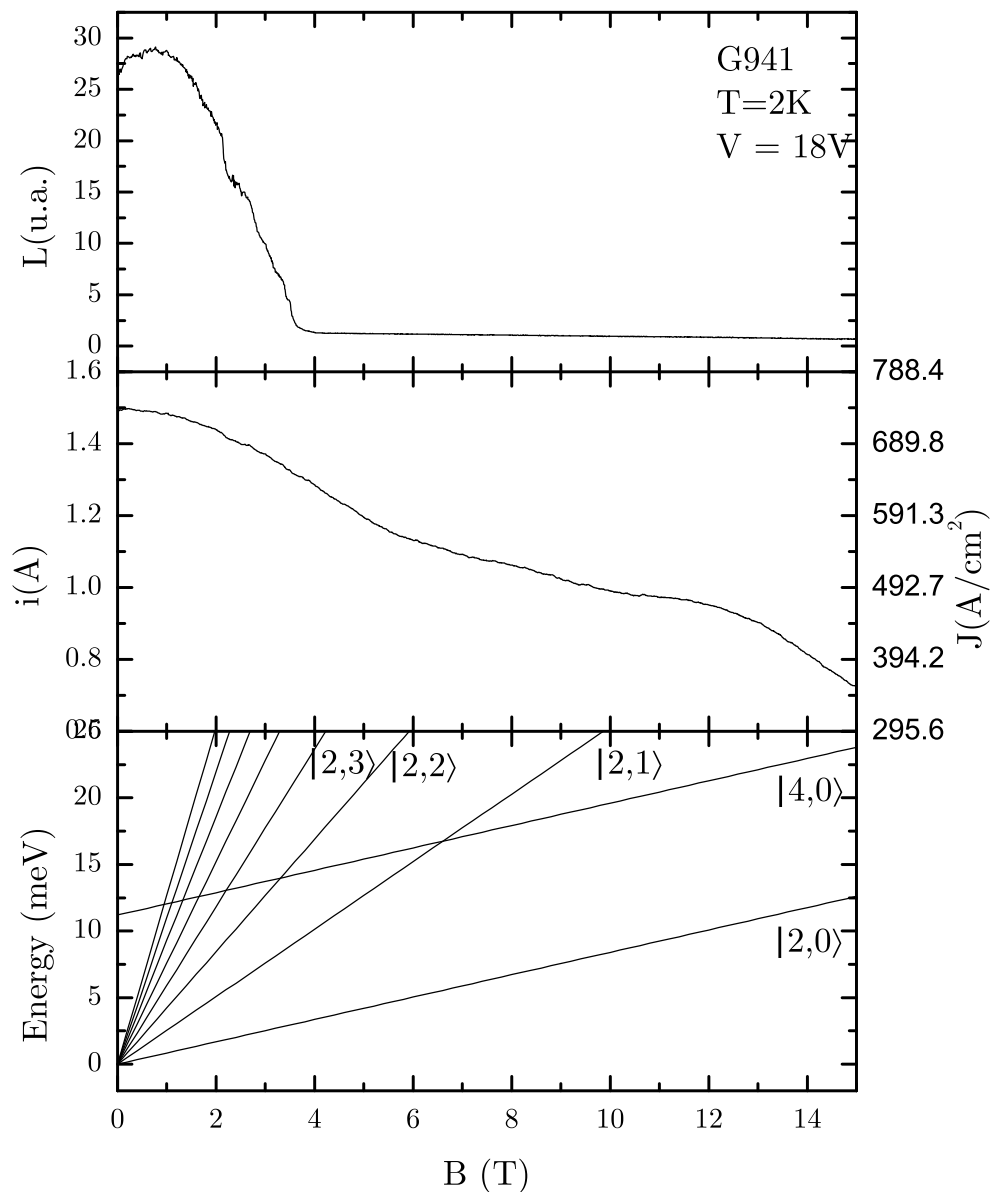


FIGURE 3.18: (a) Puissance laser émise en fonction du champ magnétique pour le laser *G941*. La température de l'échantillon est 2K. La tension de polarisation est fixée à $V = 18\text{V}$. (b) Courant traversant la structure QCL en fonction du champ magnétique. (c) Evolution des niveaux de Landau des états $|2, n\rangle$ et $|4, 0\rangle$ en fonction du champ magnétique.

Débutons cette étude par l'échantillon *G941*. La figure 3.18(a) représente la variation de puissance laser en fonction du champ magnétique, l'effet laser n'est observable que sur une faible gamme de champ magnétique, entre $B = 0$ et $B = 3.9$ T. Cette courbe ne nous apporte que peu d'informations, elle nous permet d'apprendre que l'inversion de population n'est pas satisfaite au delà de $B = 3.9$ T. La figure 3.18(b) représente la variation de courant dans le QCL *G941* en fonction du champ magnétique. Nous observons quelques oscillations sur cette courbe, à $B = 13$ T et $B = 8$ T. Pour l'échantillon "niveau lié vers continuum", nous avons réussi à interpréter les oscillations du courant en fonction du champ magnétique par le croisement des niveaux de Landau du niveau fondamental du laser avec le niveau excité. Nous avons supposé qu'un mécanisme élastique permettait le passage des électrons d'un niveau de Landau à l'autre. Nous traçons donc sur la figure 3.18(c) un schéma représentant l'évolution des niveaux de Landau $|4, 0\rangle$ et $|2, n\rangle$ en fonction du champ magnétique. Nous observons qu'il y a croisement des niveaux de Landau entre le niveau haut ($|4, 0\rangle$) et les niveaux de Landau du niveau bas ($|2, n\rangle$) en $B = 6.6$ T, $B = 3.3$ T et $B = 2.2$ T... Si nous considérons l'ensemble des niveaux d'une période, *i.e.* les niveaux 1, 2, 3, 4, 5, alors aucun croisement de niveaux de Landau ne permet d'expliquer les oscillations de la courbe expérimentale (Fig.3.18(b)). Une dernière remarque concernant la figure 3.18(b), le courant est divisé par 2 entre $B = 0$ T et $B = 15$ T. La valeur du courant lorsque le laser s'éteint, à $B = 3.9$ T, est égale au courant seuil à $B = 0$ T.

A partir de l'étude de l'autre échantillon, le QCL *G951*, nous allons tenter de mettre en lumière la différence de comportement entre les deux types de cavités et en même temps comprendre le mécanisme qui implique ces oscillations de puissance laser et de courant. La figure 3.19 représente la variation de puissance en fonction du champ magnétique à polarisation constante.

Pour ce dernier, nous remarquons que le laser fonctionne aussi à haut champ magnétique. Dans cette structure, malgré un courant à $B = 15$ T inférieur au courant seuil à $B = 0$ T, le QCL fonctionne. L'effet laser est présent à $B = 15$ T, l'étude du courant seuil a donc un intérêt particulier dans ce QCL. Nous verrons sur la figure 3.21 la variation du courant seuil. Dans ce type de cavité, celui-ci est plus bas que pour le laser *G941*, la gamme d'alignement de courant et de tension sont plus grandes (Fig. 3.14), ce qui permet, malgré la magnéto-résistance des contacts, d'observer un effet laser à haut champ magnétique. Nous retrouvons sur la figure 3.19 la variation de courant en fonction du champ magnétique à tension constante. Nous observons une allure générale identique à celle obtenue avec l'échantillon *G941* à bas champ magnétique : une décroissance du courant relativement rapide. Celui-ci diminue en effet d'un facteur trois entre

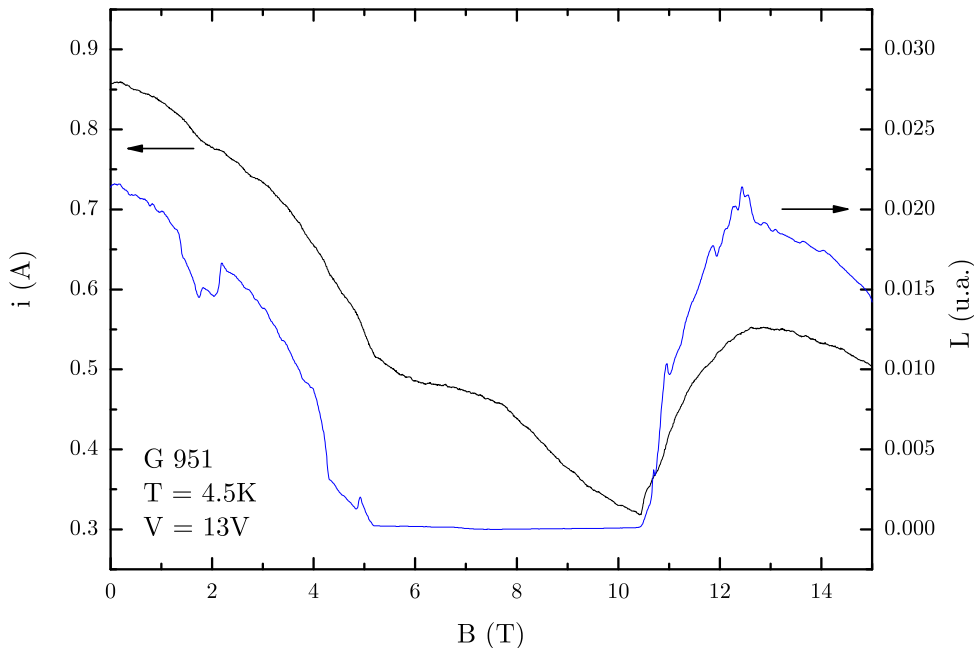


FIGURE 3.19: Courant traversant la structure QCL en fonction du champ magnétique. Puissance laser émise en fonction du champ magnétique pour le laser *G951*. La température de l'échantillon est 2 K. La tension de polarisation est fixée à $V = 13$ V.

$B = 0$ T et $B = 10$ T. Les oscillations observées avec l'échantillon *G941* sont identiques dans cette structure sur la figure 3.19. La différence entre les deux échantillons, est l'amplitude de ces oscillations. En effet, pour l'échantillon *G941*, le courant augmente légèrement alors que pour l'échantillon *G951* celui-ci est multiplié par deux entre $B = 10$ T et $B = 13$ T. A cette tension de polarisation, l'augmentation de courant permet d'ailleurs de repasser au dessus du seuil et ainsi observer l'effet laser. La principale observation que nous pouvons faire pour comparer les deux types de cavités est que la première (simple métal) par sa caractéristique $i(v)$ rend l'effet laser possible sur une courte gamme de courant/tension et empêche une étude sur une large gamme de champ magnétique. Le deuxième type de cavité permet quant à lui une étude sur une grande gamme de champ magnétique. Nous ne pouvons encore expliquer la différence d'amplitude des oscillations en champ magnétique sur les courbes $i(B)$.

Dans le but de comprendre l'origine des fortes oscillations de courant, nous avons réalisé

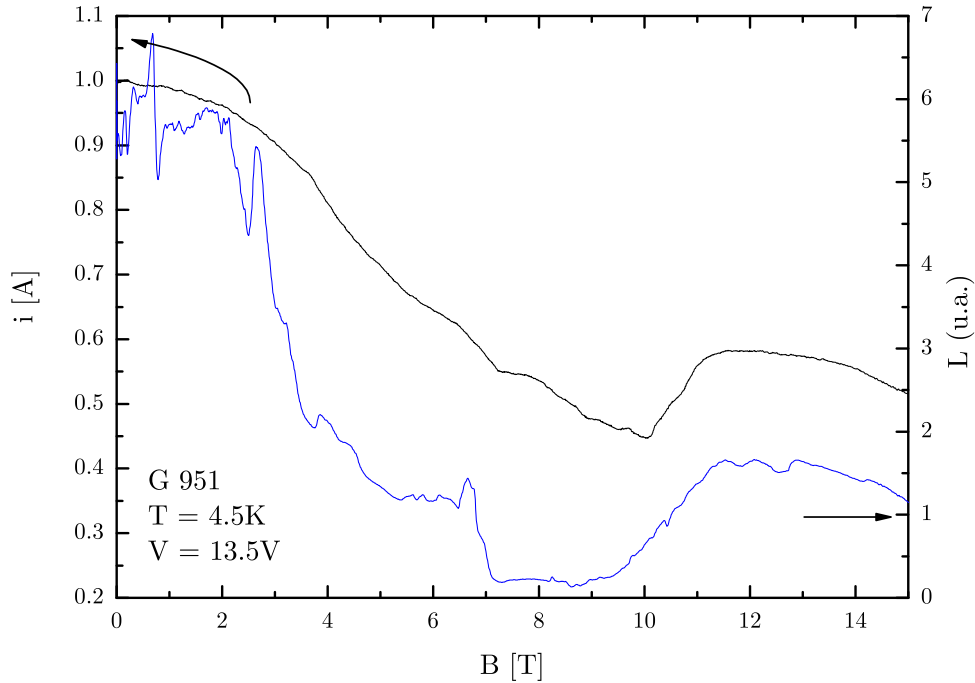


FIGURE 3.20: Courant et puissance en fonction du champ magnétique pour l'échantillon *G951* polarisé par une tension de $V = 13.5$ V, sa température est 4.2 K

une expérience de magnéto-transport avec une tension de polarisation supérieure. La figure 3.20 représente le résultat obtenu. En changeant la tension de polarisation, nous avons modifié le champ électrique appliqué à la structure, nous avons donc légèrement modifié l'alignement de bande dans celle-ci. Sur cette dernière, les oscillations apparaissent toujours autour de $B = 13$ T et $B = 7.5$ T. Contrairement à la polarisation $V = 13$ V, ici les oscillations sont découplées, nous n'observons plus une large oscillation à $B = 7.5$ T mais deux petites oscillations situées à $B = 6.5$ T et $B = 8$ T. A la polarisation $V = 13.5$ V, le pic à $B = 13$ T s'élargit et laisse apparaître deux pics, un situé à $B = 12$ T et un autre à $B = 13$ T.

Attachons nous, dans un premier temps, aux deux oscillations situées à $B = 8$ T et $B = 12$ T. Si nous faisons l'hypothèse qu'elles appartiennent à la même série d'oscillations, l'énergie caractéristique $n\hbar\omega_c$ correspondante est 41 meV avec $n = 2$ à $B = 12$ T et $n = 3$ à $B = 8$ T. Cette énergie caractéristique de la série d'oscillations correspond exactement à la différence d'énergie

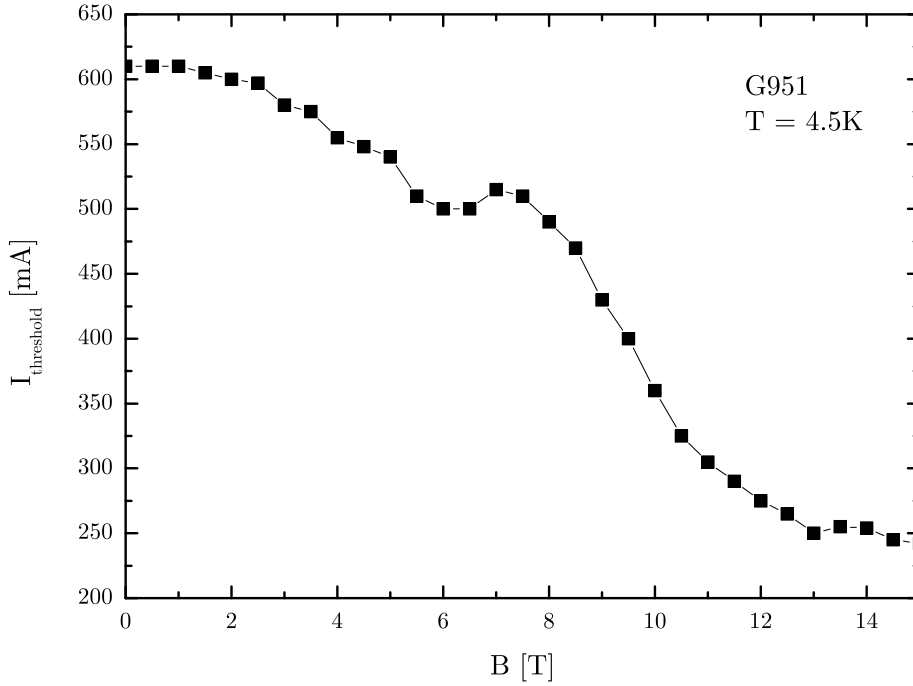


FIGURE 3.21: Evolution du courant seuil en fonction du champ magnétique pour l'échantillon *G951*, polarisé par une tension de $V = 13$ V, sa température est 4.2 K

entre les niveaux 2 et 5*. Nous en déduisons qu'un mécanisme élastique, en plus du mécanisme inélastique par interaction électron-phonon LO, dépeuple le niveau 2. D'après le chapitre 2, les deux principaux mécanismes élastiques pouvant intervenir dans cette structure sont l'interaction électron-rugosité d'interface et l'interaction électron-impuretés ionisées. D'après les résultats obtenus avec l'échantillon *H196*, le second mécanisme peut être le mécanisme dominant pour cette transition car celle-ci intervient dans le puits dopé. L'effet de ce croisement de niveaux de Landau est de dépeupler de façon encore plus efficace le niveau bas de la transition laser. Ce croisement a pour conséquence de faire passer de façon plus efficace les électrons donc le courant et de dépeupler le niveau bas.

Dans un second temps, tentons de comprendre les deux autres oscillations du courant en fonction du champ magnétique observées à $B = 6.5$ T et $B = 13$ T sur la figure 3.20. Pour cela, nous comparons les oscillations du courant en fonction du champ magnétique à tension constante

à la variation du courant seuil en champ magnétique. La figure 3.21 représente l'évolution du courant seuil en fonction du champ magnétique pour l'échantillon *G951*. En comparant ce résultat avec ceux obtenus avec tous les autres QCLs, nous remarquons que le laser *G951* fonctionne à tout champ magnétique. Cette propriété montre que la condition d'inversion de population est toujours satisfaite. Nous observons, sur la figure 3.21, des maxima de courant situés en champ magnétique à $B = 14\text{ T}$, $B = 7\text{ T}$, $B = 4.7\text{ T}$ et $B = 3.5\text{ T}$. Si toutes ces oscillations appartiennent à la même série d'oscillations alors l'énergie caractéristique est $\Delta E = n\hbar\omega_c = 24\text{ meV}$, pour respectivement $n = 1, 2, 3, 4$. Dans la structure *G951* aucune différence d'énergie entre deux niveaux ne correspond à celle trouvée à partir de l'analyse du courant seuil. Nous supposons alors qu'il s'agit d'un autre mécanisme de relaxation non radiatif. D'après la figure 3.18(c) la diffusion élastique entre les niveaux de Landau $|4, 0\rangle$ et $|2, n\rangle$ explique deux des quatre oscillations à $B = 7\text{ T}$ et $B = 3.5\text{ T}$. Pour expliquer la série complète d'oscillations, nous pouvons supposer que l'interaction électron-électron joue un rôle important dans la variation du courant seuil. Ce mécanisme, d'après l'équation 2.58, présente des maxima de courant seuil à $B = 14\text{ T}$, $B = 7\text{ T}$, $B = 4.7\text{ T}$ et $B = 3.5\text{ T}$ ($2\Delta E = n\hbar\omega_c$). D'après l'étude de l'échantillon *H196*, dans ce type de laser, un mécanisme de diffusion élastique tel que la rugosité d'interface ou la diffusion sur les impuretés est présent. Nous venons d'expliquer les maxima du courant seuil en fonction du champ magnétique par l'interaction électron-électron. Par conséquent, le maximum présent à $B = 7\text{ T}$ est plus marqué qu'à $B = 14\text{ T}$. En effet, le maximum de courant correspond à la somme de deux processus de relaxation. Le léger déplacement des maxima en champ magnétique entre les figures 3.20 et 3.21 correspond à une différence d'énergie entre les états de la transition due à une différence de tension d'alignement entre la tension seuil et $V = 13.5\text{ V}$.

Le laser *G951* fonctionne à haut champ magnétique. Nous désirons explorer l'effet du champ magnétique sur l'émission laser pour une grande gamme de champ. La figure 3.22 représente l'évolution du spectre d'émission en champ magnétique à une tension de polarisation constante égale à $V = 13\text{ V}$. La figure 3.22 met en évidence une variation de la longueur d'onde d'émission du QCL *G951*. A bas champ, la raie d'émission se situe autour de 87.5 cm^{-1} soit une différence d'énergie entre les niveaux participant à la transition laser de 10.85 meV . A haut champ magnétique par contre, la raie d'émission se situe à 80 cm^{-1} soit 9.9 meV . Le champ magnétique n'a que pour effet de quantifier le mouvement des électrons dans le plan et donc de créer des niveaux de Landau. La tension de polarisation reste constante donc la position relative entre les niveaux de Landau fondamentaux $|i, 0\rangle$ reste inchangée. Ce déplacement vers les plus grandes longueurs

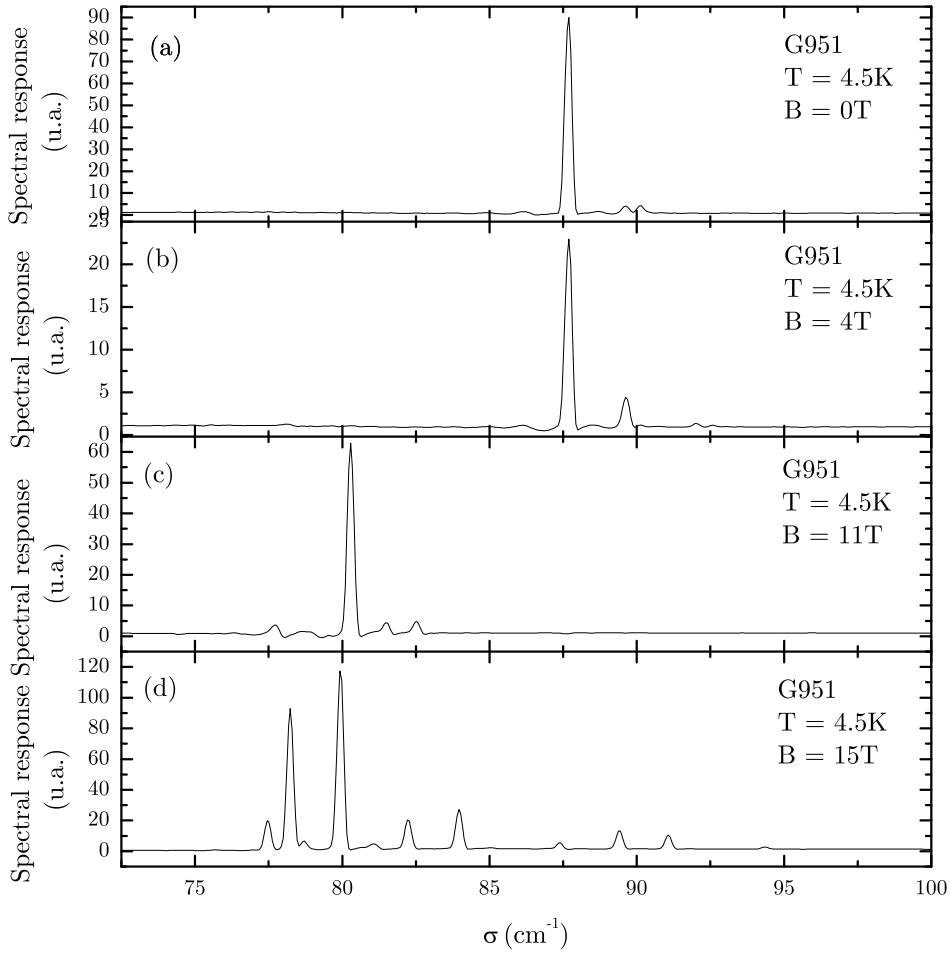


FIGURE 3.22: L'échantillon G951 est polarisé par une tension de $V = 13$ V, sa température est 4.2 K. (a) Spectre d'émission à $B = 0$ T. (b) Spectre d'émission à $B = 4$ T. (c) Spectre d'émission à $B = 11$ T. (d) Spectre d'émission à $B = 15$ T.

d'onde ne peut être expliqué par l'effet de la non-parabolicité entre les niveaux $|4,0\rangle$ et $|2,0\rangle$, celle-ci implique une variation entre $B = 0$ T et $B = 15$ T de seulement 1 cm^{-1} [47].

Les spectres présentés à $B = 11$ T et $B = 15$ T, sont réalisés au delà de la limite quantique du système. En effet, comme le présente la figure 3.18, tous les niveaux de Landau de l'état $|2\rangle$ sont situés au dessus de l'état fondamental $|4,0\rangle$. Aucun mécanisme de diffusion élastique ne peut permettre aux électrons de passer de l'état haut $|4,0\rangle$ vers l'état bas $|2,0\rangle$: le taux de

diffusion élastique diminue. Les électrons dans le niveau de Landau $|4, 0\rangle$ (en considérant un niveau de Landau élargi) peuvent alors thermaliser par émission de phonon LA intra-niveau de Landau [93] avant une émission radiative inter-niveau de Landau. Par conséquent, la différence d'énergie moyenne entre les deux niveaux de la transition laser diminue, nous observons alors un déplacement de l'émission vers les plus basses énergies. En conclusion, à bas champ magnétique, la possibilité de processus élastique ne permet pas à l'électron de se thermaliser dans le niveau de Landau haut. Nous observons alors une transition laser moyenne supérieure à celle mesurée à haut champ magnétique. D'après la figure 3.22, nous remarquons qu'au delà de la limite quantique la variation de la longueur d'onde d'émission vers les plus petites énergies continue d'évoluer. Entre le spectre obtenu à $B = 11$ T et celui réalisé à $B = 15$ T, nous observons un déplacement de 0.5 cm^{-1} . Plus la limite quantique est dépassée, plus le taux de diffusion non-radiatif diminue, ce qui est cohérent avec notre hypothèse.

Conclusion partielle

L'effet de la cavité, simple métal ou double métal a été observé sur les caractéristiques électriques des deux échantillons étudiés. La différence de cavité influe sur les pertes de celle-ci et change l'allure de la caractéristique électrique. Le type de cavité n'a pas d'effet direct sur les expériences en champ magnétique. La diminution des pertes dans la cavité double métal étudiée par rapport à la structure simple métal a permis un fonctionnement à plus haut champ magnétique. Cette structure a confirmé les mécanismes de relaxation identifiés avec la structure *H196*. Nous avons mis à jour un autre mécanisme de relaxation non-radiatifs jusqu'à maintenant ignoré, l'interaction électron-électron. Par la mesure de réponse spectrale, nous avons observé un déplacement de la longueur d'onde d'émission en fonction du champ magnétique. Contrairement à la conclusion obtenue avec le laser "niveau lié vers continuum", le champ magnétique a bien un effet sur la longueur d'onde d'émission du QCL. Cet effet est visible lors du passage au delà de la limite quantique.

3.6 Laser "niveau lié vers continuum & dépopulation par phonon LO"

L'étude des QCLs en champ magnétique s'achève par la description d'une structure laser originale. En effet, celle-ci est la combinaison des deux précédents types de laser déjà étudiés. Le dessin de la structure a été réalisé par l'équipe de J. Faist [35].

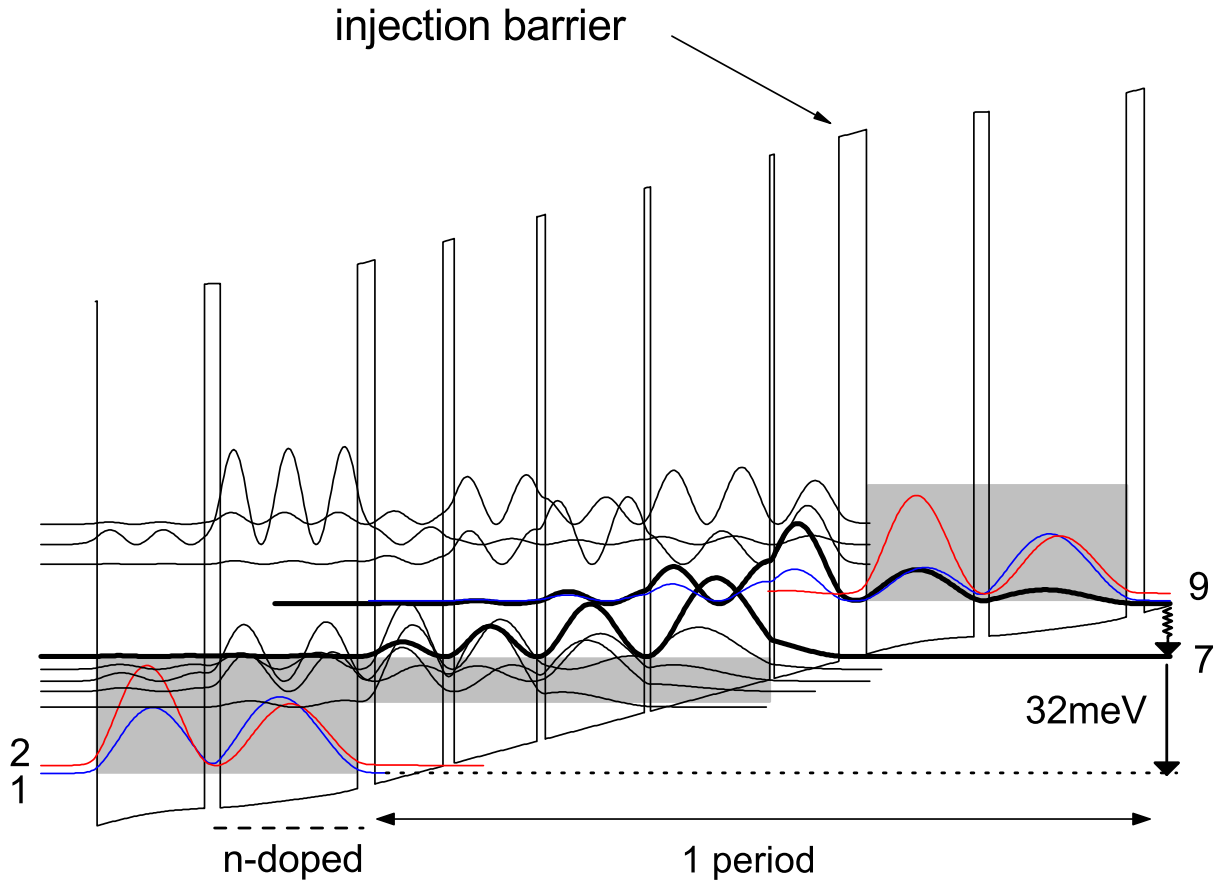


FIGURE 3.23: Diagramme de bande de la région active du QCL "niveau lié & dépopulation par phonon LO" N314 sous un champ électrique de 4 kV/cm. Les niveaux haut et bas du laser sont représentés en traits gras et l'injecteur est situé sous l'état 9. L'empilement de couche à partir de la barrière d'injection est le suivant : 4.2/10.0/ 0.7/ 18.3/ 1.0/15.2/ 1.3/12.7/ 1.7/10.5/ 2.7/21.1/ 2.4/16.5. Les barrières $\text{Al}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{As}$ sont en gras et les épaisseurs sont en nanomètres. Le puits dopé est souligné et sa concentration de dopage est $3.8 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$.

3.6.1 Etude à champ magnétique nul

La figure 3.23 représente la structure de bande de l'échantillon QCL THz "niveau lié vers continuum & dépopulation par phonon LO". Nous nommerons cet échantillon dans la suite de l'exposé N314. Le potentiel et le carré des fonctions d'onde sont calculés en résolvant le système d'équations couplées de Schrödinger et de Poisson. Cette structure a été dessinée pour tirer avantage des structures "niveau lié vers continuum" et permettre une dépopulation rapide des porteurs par diffusion par phonon LO. Les électrons sont injectés dans un niveau isolé (niveau 9), celui-ci est positionné en énergie dans le minigap grâce au puits situé juste après la barrière

d'injection. Ce niveau est aligné de façon résonnante avec le niveau injecteur 1. La transition radiative a lieu entre le niveau 9 et le niveau 7 ($E_{9,7} = 15 \text{ meV}$). Les porteurs sont ensuite extraits par le continuum d'états (niveaux 3 à 7) ainsi que l'étage à phonon LO (niveaux 1 et 2). Ce nouveau type de structure doit éviter le retour des électrons par activation thermique vers le niveau bas du laser. Le principe est donc de coupler deux mécanismes d'extraction pour améliorer au maximum le vidage des électrons et ainsi obtenir encore plus efficacement une inversion de population. Pour autant, ce laser n'a pas les meilleures caractéristiques thermiques mesurées à l'heure actuelle. Celui-ci fonctionne en mode pulsé à 116 K et en alimentation continue à 53 K. Nous en démontrerons la raison grâce à nos expériences.

Les caractéristiques $i(v)$ et $L(i)$ sont représentées sur la figure 3.24(a). Le seuil du laser est situé à $i_{th} = 420 \text{ mA}$ et $V_{th} = 9.2 \text{ V}$. La tension d'alignement est relativement élevée ce qui est attendu dans une structure qui est la combinaison des deux types de QCL précédemment étudiés. En effet pour le QCL "niveau lié vers continuum", $V_{th} \sim 4 \text{ V}$ et pour le laser "dépopulation par phonon LO", $V_{th} \sim 12 \text{ V}$. Dans le premier type de structure, un nombre important de puits a été épitaxié pour séparer la transition laser du dispositif d'extraction par minibande, les niveaux formant le continuum d'états sont proches en énergie donc une faible tension permet de les aligner. Dans le second type de structure, peu de puits sont épitaxiés pour obtenir une extraction efficace et ainsi pour obtenir un bon vidage des porteurs du niveau bas, il est nécessaire de séparer les états formant l'étage à phonon LO, ce qui revient à appliquer une forte polarisation. La structure N314 est un intermédiaire entre les deux autres structures donc une tension d'alignement intermédiaire est nécessaire.

La figure 3.24(b) représente la réponse spectrale du QCL N314. La longueur d'onde d'émission est $\lambda = 82 \mu\text{m}$ soit $E_{9,7} = 15 \text{ meV}$. La résolution de ce spectre est de 0.5 cm^{-1} . A partir de la variation de courant seuil en fonction de la température du réseau, l'équipe de J. Faist *et al.* [35], a mis en évidence une température électronique supérieure à la température du réseau. Cette étude a permis de démontrer que la température électronique est $\sim 100 \text{ K}$ au dessus de la température du réseau. Sur toutes les structures étudiées, nous avons démontré l'existence de différents mécanismes non-radiatifs cassant l'inversion de population ou au contraire améliorant les performances du QCL. Nous allons dans cette partie tenter d'expliquer les mécanismes mis en jeu dans cette structure originale. Nous allons démontrer par nos expériences de magnéto-spectroscopie la possibilité d'émettre un phonon LO à la place de la transition radiative. Nous présentons les ré-

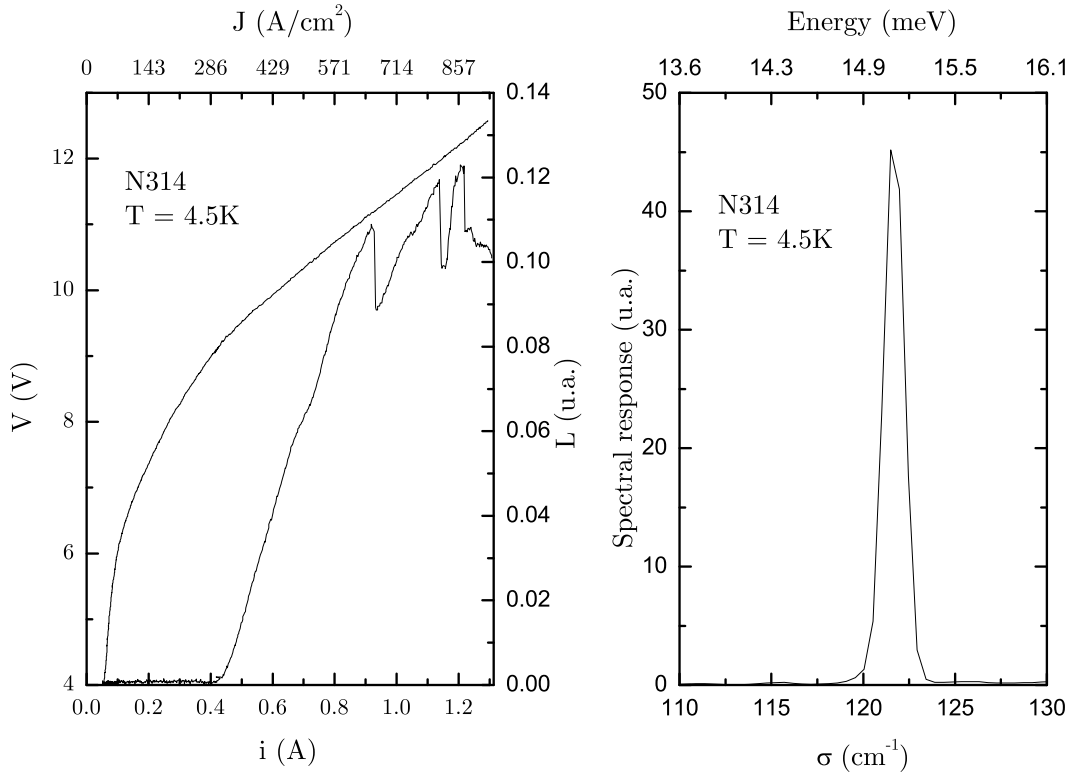


FIGURE 3.24: (a) Tension et puissance lumineuse en fonction du courant. Le laser est alimenté de façon pulsée, avec une répétition de 250 Hz et une largeur d’impulsion de 300 ns, la surmodulation est de 120 Hz. La température de l’échantillon est de 4.2 K. Ses dimensions sont $160 \mu\text{m} \times 1.5 \text{ mm}$. (b) Réponse spectrale en fonction du nombre d’onde. Le laser est alimenté de façon pulsée, avec une répétition de 33 kHz et une largeur de pulse de 500 ns à $V = 13.5 \text{ V}$. La température de l’échantillon est 4.2 K. La résolution du spectromètre est de 0.5 cm^{-1} .

sultats expérimentaux et les interprétons à partir des démonstrations faites pour les autres QCLs.

3.6.2 Diffusion élastique

La figure 3.25 représente la variation de courant et de puissance lumineuse en fonction du champ magnétique pour l’échantillon N314. La tension de l’échantillon reste constante, nous pouvons en première approximation supposer que les niveaux restent fixes tout au long de l’expérience. La courbe de courant en fonction du champ magnétique présente moins d’informations que pour l’étude des autres QCLs. Nous observons trois maxima sur cette courbe. Ils sont situés

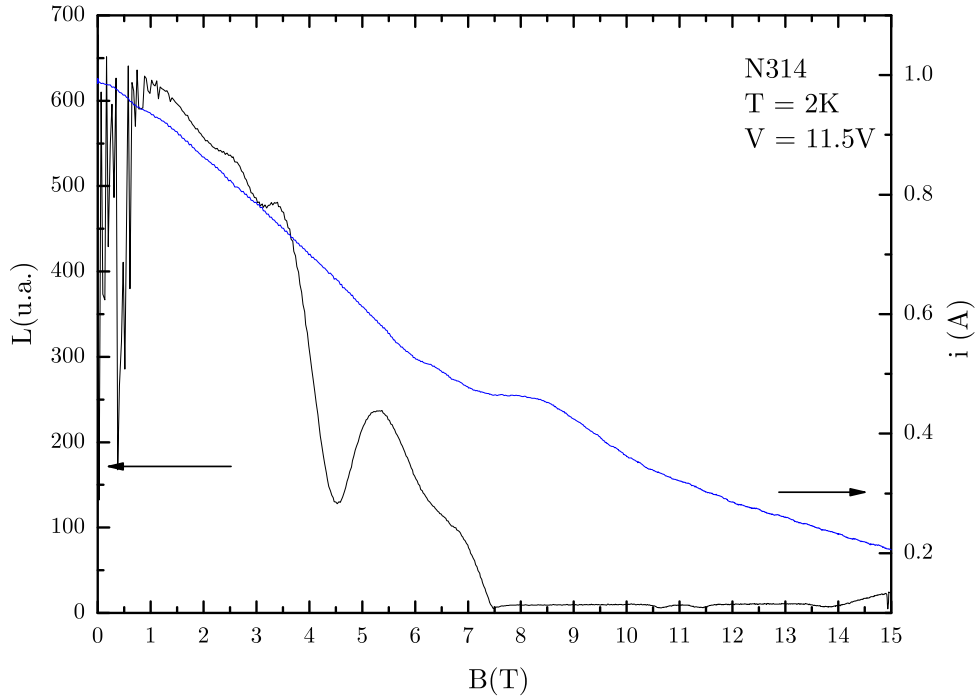


FIGURE 3.25: Courant et puissance laser en fonction du champ magnétique ($i(B)$ et $L(B)$). L'échantillon N314 est polarisé par une tension de $V = 11.5\text{V}$, sa température est de 2K .

à $B = 9\text{T}$, $B = 6.5\text{T}$ et $B = 4.2\text{T}$. Ces maxima de courant correspondent à des minima de puissance lumineuse, comme nous avons pu le remarquer lors des études précédentes. La puissance lumineuse est minimale à $B = 4.2\text{T}$ et $B = 6.5\text{T}$. La condition d'inversion de population n'est plus satisfaite entre $B = 7.5\text{T}$ et $B = 14\text{T}$.

Ces trois maxima de courant et minima de puissance ne peuvent appartenir à la même série d'oscillations. Nous ne pouvons pas non plus interpréter l'absence d'émission laser sur une si grande plage de champ magnétique. Afin d'obtenir des données plus quantitatives, nous avons décidé de refaire cette expérience en maintenant le courant constant. De cette manière, nous pouvons relier la puissance émise avec la population des niveaux et le temps de vie de chacun (Eq. 3.3). La figure 3.26(a) représente la variation de puissance lumineuse en fonction du champ magnétique à courant constant. Comme nous maintenons le courant traversant la structure constant par notre pulseur, la tension aux bornes de l'échantillon varie. La polarisation

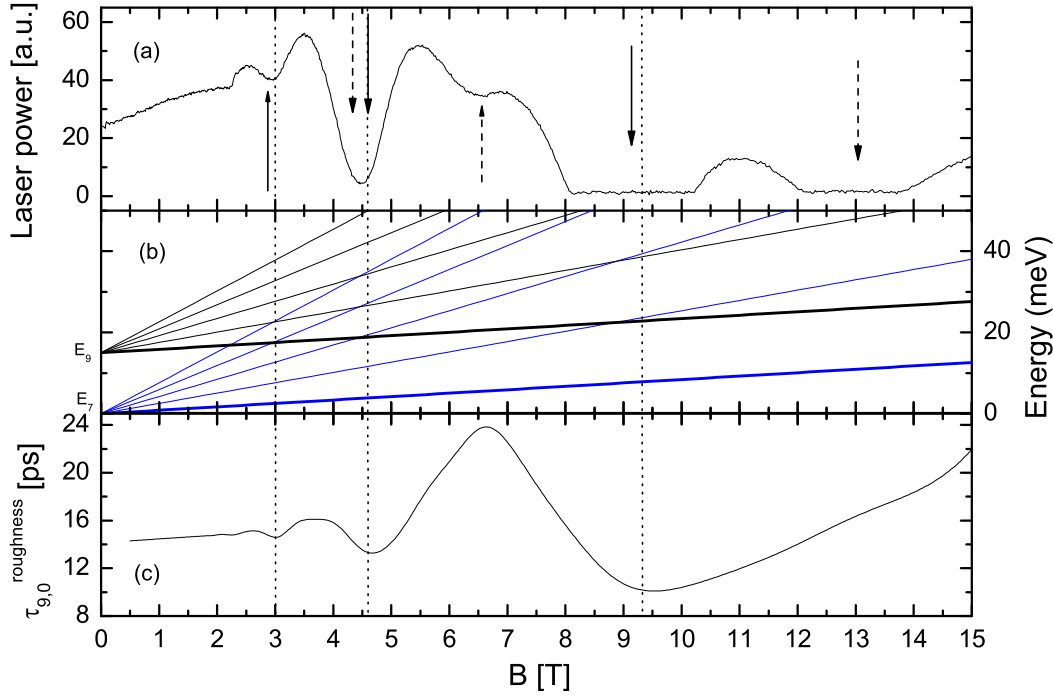


FIGURE 3.26: (a) Puissance laser en fonction du champ magnétique ($L(B)$) à courant constant pour l'échantillon N314. La densité de courant traversant l'échantillon est maintenue constante à $J = 236 \text{ A/cm}^2$, sa température est 2 K. (b) Evolution des niveaux de Landau des états $|7, n\rangle$ et $|9, n\rangle$ en fonction du champ magnétique. (c) Simulation du temps de vie du niveau $|9, 0\rangle$ en fonction du champ magnétique par l'interaction électron-rugosité d'interface.

n'étant pas constante, l'alignement des bandes change tout au long de l'expérience. Ce type d'expérience n'est donc pas idéal mais il permet de fixer une grandeur dans le modèle de transport des QCLs. Ainsi le champ magnétique modifie seulement le temps de vie des électrons sur les niveaux mis en jeu.

Le laser est éteint entre $B = 8 \text{ T}$ et $B = 10 \text{ T}$. L'inversion de population est ensuite satisfaite entre $B = 10 \text{ T}$ et $B = 12 \text{ T}$. A nouveau entre $B = 12 \text{ T}$ et $B = 14 \text{ T}$, le laser est éteint puis se re-allume à $B = 14 \text{ T}$. Les mêmes minima que sur la figure 3.25 sont visibles dans cette nouvelle expérience à $B = 6.5 \text{ T}$, $B = 4.3 \text{ T}$ et $B = 3 \text{ T}$. Celle-ci nous permet de montrer que l'absence d'émission laser entre $B = 7.5 \text{ T}$ et $B = 14 \text{ T}$ sur la figure 3.25 n'est pas due à un seul mécanisme non radiatif mais à deux processus distincts. Une première série de minima trouve son explication par un mécanisme élastique. La relation $E_{7,9} = n\hbar\omega_c$ avec $n = 1, 2, 3 \dots$ est satisfaite pour les

champs magnétiques $B = 3 \text{ T}$, $B = 4.2 \text{ T}$ et 9 T . Ces champs magnétiques sont pointés par les flèches en trait plein sur la figure 3.26(a). Nous avons représenté sur la figure 3.26(b) l'ensemble des niveaux de Landau du niveau 7 et du niveau 9. Les croisements des niveaux $|9, 0\rangle$ avec $|7, n\rangle$ correspondent approximativement au minima de puissance lumineuse. Le léger décalage que nous pouvons observer entre les figures 3.26(a) et (b) sera corrigé dans le calcul du temps de vie du niveau haut. En effet, en première approximation seul les niveaux $|7, n\rangle$ croisent avec le niveau $|9, 0\rangle$. En toute rigueur, nous devons considérer l'ensemble des niveaux de Landau de la minibande, les niveaux $|6, n\rangle$, $|5, n\rangle$, $|4, n\rangle$ et $|3, n\rangle$. Lorsque la condition de résonance en énergie entre le niveau de Landau fondamental du niveau excité du laser et un niveau de Landau excité de l'état fondamental est satisfaite, alors un nouveau canal de relaxation est ouvert pour les électrons. Ils diffusent ainsi de façon élastique du niveau $|9, 0\rangle$ vers $|7, n\rangle$. D'après la figure 3.23, nous observons que les fonctions d'onde mises en jeu dans notre interprétation qualitative sont délocalisées sur plusieurs puits. Par conséquent, les fonctions d'onde des sousbandes $|9\rangle$, $|7\rangle$, $|6\rangle$, $|5\rangle$, $|4\rangle$ et $|3\rangle$ sont importantes sur l'ensemble de la période. Nous pensons à ce stade de nos recherches que le mécanisme élastique pertinent pour la diffusion des porteurs est la rugosité d'interface [46, 94]. En suivant la référence [46], nous avons calculé le temps de vie du niveau haut $\tau_{9,0}$ en fonction du champ magnétique (Fig. 3.26(c)). Dans le but de reproduire toutes les caractéristiques de la courbe $L(B)$, le temps de vie a été obtenu en considérant tous les canaux de relaxation par rugosité d'interface à partir du niveau de Landau $|9, 0\rangle$ vers l'ensemble des sousbandes constituant la minibande d'extraction.

$$(3.6) \quad \frac{1}{\tau_{9,0}^{\text{roughness}}} = \sum_{n=0}^{80} \left(\frac{1}{\tau_{9,0-7,n}^{\text{roughness}}} + \sum_{i=3}^6 \frac{1}{\tau_{9,0-i,n}^{\text{roughness}}} \right)$$

Pour le calcul, nous avons utilisé une fonction Gaussienne d'autocorrélation des défauts d'interface avec une hauteur moyenne de $\Delta = 1.5 \text{ \AA}$ et une longueur de corrélation de $\Lambda = 60 \text{ \AA}$ comme dans la référence [46]. Nous considérons un élargissement Gaussien des niveaux de Landau dont la largeur est $\delta = 2 \text{ meV}$. Le temps de vie calculé en fonction du champ magnétique est représenté sur la figure 3.26(c), nous observons que ses minima correspondent précisément aux minima de puissance lumineuse (Fig. 3.26(a)). Nous remarquons que le laser s'éteint entre $B = 8 \text{ T}$ et $B = 10 \text{ T}$ à cause de la résonance élastique fondamentale, lorsque $E_{9,0} = E_{7,1}$. Nous avons interprété cette série d'oscillations en ne considérant que la variation du temps de vie du niveau haut. Pour autant, par la comparaison des figures 3.26(a) et (c), nous n'avons pas mis en

lumière la raison du minimum de puissance lumineuse situé à $B = 6.5$ T. Celui-ci ne peut être décrit par un mécanisme élastique faisant intervenir le niveau haut du laser et les sousbandes constituant la minibande. De plus, la condition d'inversion de population pour observer l'effet laser n'est pas satisfaite entre $B = 12$ T et $B = 14$ T. Cet extinction apparaît alors même que nous sommes dans un état de confinement magnétique extrême, l'ensemble des niveaux de Landau excités de la minibande se trouvent au dessus du niveaux $|9, 0\rangle$.

Parmi les autre processus décrits dans le chapitre 2, l'interaction électron-électron ne peut être celui qui explique les deux minima à $B = 6.5$ T et $B = 13$ T. Ce mécanisme a été récemment observé dans un QCL basé sur une transition intersousbandes dans un large puits [75]. Dans notre échantillon, ce processus a lieu en champ magnétique lorsque $2 \times E_{9,7} = n\hbar\omega_c$ soit pour des champ magnétique de $B = 18$ T, $B = 9$ T et $B = 6$ T. La dernière résonance est au dessus de notre gamme de champ magnétique, par conséquent, ce mécanisme n'est pas celui qui peut expliquer les minima de la figure 3.26(c). Pour autant ces deux minima appartiennent à la même série d'oscillations et font apparaître une énergie caractéristique de 21 meV. Nous allons présenter dans la partie suivante l'origine de cette série d'oscillations.

3.6.3 Diffusion inélastique

Pour les transitions présentées précédemment, les électrons sont injectés sur un niveau unique, le niveau de Landau fondamental de l'état excité du laser. Ici, nous allons démontrer qu'une population de porteurs chauds peuplent les niveaux de Landau excités de l'état haut du laser. Dans ce cas, nous devons prendre en compte de façon indépendante les transitions non radiatives depuis chacun des états hauts du laser. La figure 3.27(a) présente les niveaux de Landau excités de la sousbande 9 ainsi que le niveau fondamental de la sousbande 7. La ligne en pointillé indique le déplacement du niveau $|7, 0\rangle$ en ajoutant un phonon LO. Nous remarquons qu'à $B = 13$ T, $|9, 1\rangle$, le premier niveau de Landau excité du niveau haut du laser a une résonance phonon avec le niveau $|7, 0\rangle$, le niveau de Landau fondamental du niveau bas de la transition laser. En résumé, nous observons à $B = 13$ T, $E_{9,1} - E_{7,0} = \hbar\omega_{LO}$. Nous allons montrer par la suite que ce processus de relaxation non-radiatif est permis par une population d'électrons chauds sur le niveau injecteur. Celle-ci diminue le gain à $B = 6.5$ T et casse même l'inversion de population autour de $B = 13$ T.

Après la résonance fondamentale élastique à $B = 9$ T, le système est en limite quantique. Afin

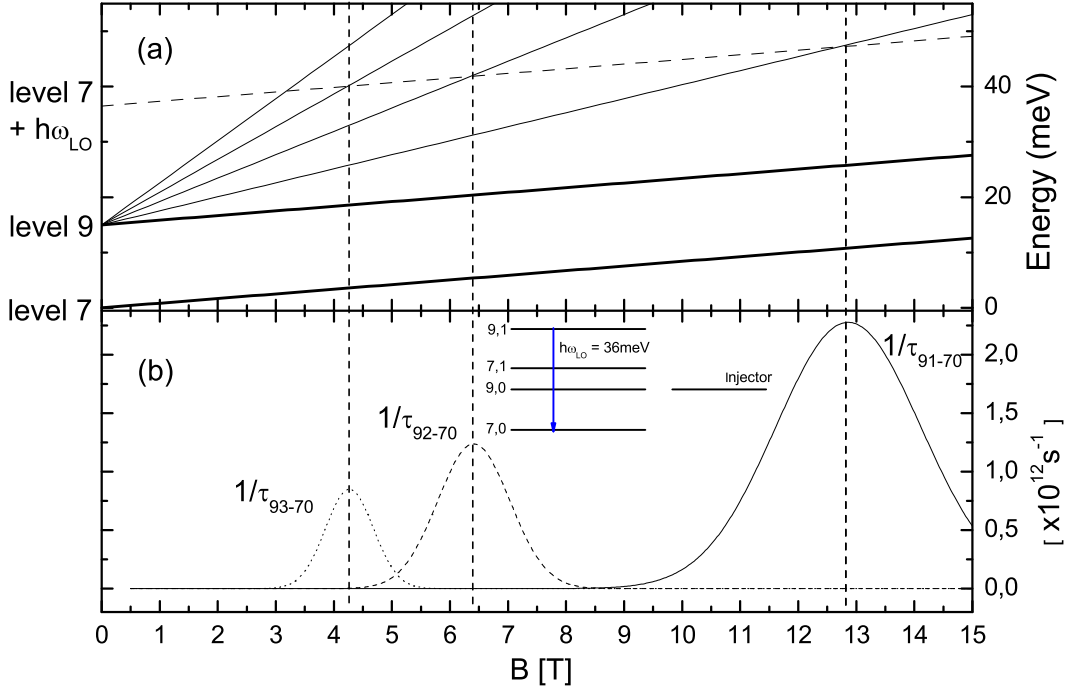


FIGURE 3.27: (a) Evolution des niveaux de Landau des états $|7,0\rangle$ et $|9,n\rangle$ en fonction du champ magnétique. Pour mettre en évidence les croisements observés, nous avons mis un niveau virtuel $|7,0\rangle + \hbar\omega_{LO}$ sur le diagramme. (b) Simulation du taux de diffusion depuis les niveaux de Landau $|9,n\rangle$ ($n = 1, 2, 3$) vers le niveau $|7,0\rangle$. Insert : Position des niveaux de Landau $|9,n\rangle$ et $|7,n\rangle$ en énergie à $B = 13$ T.

de comprendre pourquoi le laser s'éteint à $B = 13$ T, donc pourquoi l'inversion de population est cassée, nous allons comparer le gain dans la structure à $B = 13$ T (quand le laser est éteint) et à $B = 14$ T (quand le laser est allumé) en supposant qu'il est possible d'appliquer le même système d'équations bilan. Nous considérons un système à quatre niveaux, comme présenté dans l'insert de la figure 3.27(b) couplé avec un niveau injecteur. Nous supposons que la température électronique dans l'injecteur T_e est supérieure à la température du réseau T_l ($T_e = T_l + 150$ K), cette hypothèse est cohérente avec les résultats de photoluminescence dans des structures QCLs THz [95] et avec ceux obtenus pour reproduire la dépendance en température du courant seuil [35]. Nous supposons que les électrons sur le niveau injecteur ont une distribution Boltzmannienne, et nous calculons l'inversion de population en dessous du seuil en utilisant un ensemble d'équations bilan pour les niveaux 9 et 7,

$$(3.7) \quad [N_9 - N_7]_{B>9T} \approx \frac{J}{e} \left[\tau_{90} \left(1 - \frac{\tau_{esc}}{\tau_{90-70}} \right) + e^{-(E_{91}(B) - E_{90}(B)) / (k_B T_e)} \times \tau_{91} \left(1 - \frac{\tau_{esc}}{\tau_{91-70}(B)} \right) \right]$$

où τ_{esc} est le temps de vidage du niveau bas de la transition radiative, k_B est la constante de Boltzmann et J est la densité de courant traversant la structure. Le taux de diffusion du niveau $|9, 1\rangle$, $1/\tau_{9,1 \rightarrow 7,0}$ est calculé en prenant seulement en compte l'émission de phonon LO. Ce calcul est représenté sur la figure 3.27(b) en train plein. Nous supposons que τ_{esc} et $\tau_{9,0 \rightarrow 7,0}$ sont constants en champ magnétique.

En utilisant pour les pertes dans la cavité $\alpha = 16.2 \text{ cm}^{-1}$, l'application de l'équation 3.7 à $B = 14 \text{ T}$ au seuil nous permet de connaître la valeur de l'inversion de population pour obtenir l'effet laser. En comparant cette valeur au seuil et $[N_9 - N_7]$ à $B = 13 \text{ T}$ pour $J = 236 \text{ A/cm}^2$, nous obtenons une condition limite sur τ_{esc} pour que le laser soit éteint. Si $\tau_{esc} > 20 \text{ ps}$, la condition d'inversion de population n'est pas satisfaite. Nous supposons que le mécanisme dominant l'extraction utilise l'étage à phonon LO. Le calcul du τ_{esc} est réalisé par le calcul du taux de diffusion par émission de phonon LO depuis l'état $|7\rangle$. La valeur à $B = 13 \text{ T}$ est $\tau_{esc} = 22 \text{ ps}$. Par conséquent, la relaxation d'électrons chauds par émission de phonons LO peut être le mécanisme responsable de la deuxième série d'oscillations dans le spectre $L(B)$. La figure 3.27(b) présente aussi en trait tiré le taux de diffusion pour l'émission d'un phonon LO entre les niveaux $|9, 2\rangle \rightarrow |7, 0\rangle$ et en pointillé $|9, 3\rangle \rightarrow |7, 0\rangle$. Ceux-ci sont maximums au niveau des minima de puissance sur la courbe 3.26(a) pointé par les flèches pointillées.

Conclusion partielle

Pour l'échantillon *N314*, nous avons obtenu deux séries d'oscillations qui peuvent être résumées par les équations suivantes :

$$(3.8) \quad E_{90} = E_{70} + m\hbar\omega_c; \text{ avec } m = 1, 2, 3 \dots$$

et

$$(3.9) \quad E_{90} + n\hbar\omega_c = E_{70} + \hbar\omega_{LO}; \text{ avec } n = 1, 2, 3 \dots$$

Aux champs magnétiques pour lesquels ces équations sont satisfaites, nous observons des minima de puissances sur la courbe $L(B)$. Nous avons donc observé une première série correspondant à la diffusion élastique des électrons du niveau de Landau fondamental de l'état haut de la transition laser. La seconde, qui n'a jamais été observée auparavant, est associée à la relaxation

d'électrons chauds par émission de phonon LO.

3.7 Conclusion

Le champ magnétique, par la quantification du mouvement des porteurs dans le plan des couches permet de mettre en évidence les processus non radiatifs limitant le fonctionnement des lasers à cascade quantique THz et d'en comprendre les mécanismes. Pour tous les types de structure QCL émettant dans le THz, nous avons mis en évidence un processus élastique permettant aux porteurs de diffuser entre les niveaux de Landau des deux états de la transition laser. En fonction du type de structure, d'autres mécanismes de relaxation sont apparus. Ces chemins non radiatifs sont spécifiques de chacune des structures. Par exemple, l'interaction électron-phonon LO est un processus dominant pour le laser "dépopulation par phonon LO". L'extraction des électrons de l'état bas de la transition laser est opérée par ce mécanisme mais les électrons présents sur l'état haut de la transition peuvent aussi émettre un phonon LO de façon efficace. Ce processus très efficace dans ces structures nous a permis de mettre en évidence une population d'électrons chauds au niveau de l'état haut de la transition laser pour le QCL "niveau lié vers continuum & dépopulation par phonon LO". Cette démonstration et l'estimation de la température électronique sont des avancées importantes en vue d'améliorer ces structures. Enfin, pour les structures ayant les meilleures performances (QCL "dépopulation par phonon LO"), nous avons fait l'hypothèse à multiples reprises que le processus de diffusion sur les impuretés ionisées est dominant. Si cette hypothèse est vérifiée par des simulations, alors un moyen pour accroître à nouveau les performances du QCL est de déplacer ces impuretés dans les barrières ou de créer un puits supplémentaire dans la structure pour les accueillir. Le champ magnétique apparaît comme un des outils fondamentaux dans la compréhension des structures à multipuits quantiques. Les mécanismes de diffusion utilisés par les porteurs ainsi que les chemins électroniques empruntés sont révélés grâce à celui-ci.

Laser à Cascade Quantique THz sous champ magnétique parallèle

4.1 Introduction

Le champ magnétique est un outil puissant lorsqu'il est appliqué perpendiculairement aux couches de l'hétérostructure (parallèle au courant). Dans cette configuration, les mouvements parallèles et perpendiculaires aux couches sont découplés. Les états dans le plan sont localisés en niveaux de Landau. La puissance laser ainsi que le courant traversant la structure sont des fonctions du champ magnétique. La quantification de Landau permet de connaître les chemins et mécanismes électroniques dans les QCLs THz. Le passage d'un électron d'un niveau de Landau n vers un autre niveau de Landau $n' \neq n$ ne peut se faire qu'assisté par un processus élastique ou inélastique. Le transport cohérent n'est possible qu'avec conservation de l'indice de Landau n . La question qui vient immédiatement à l'esprit après cette étude est : que se passe-t-il si nous changeons la direction du champ magnétique? Ce chapitre a pour objectif de comprendre les effets sur le courant et sur l'émission radiative d'un champ magnétique parallèle aux couches du QCL (perpendiculaire au courant). Ce type d'étude a déjà été mené dans des hétérostructures à double barrière [96, 97, 98]. Dans ces structures, la présence du champ magnétique parallèle a mis en évidence le couplage des mouvements parallèle et perpendiculaire de l'électron et la non conservation du vecteur d'onde k_{\parallel} dans le plan des couches. Les QCLs ont eux aussi déjà fait l'objet d'une étude expérimentale en champ parallèle aux couches [99]. Cette étude a été reprise dans une approche théorique mais le modèle à un électron n'a pas permis d'expliquer les

observations [99, 100].

Cette partie sera découpée comme suit. Dans un premier temps, nous présenterons les modifications de notre dispositif expérimental. Dans un deuxième temps, nous élaborerons un modèle simple qui nous permettra de rendre compte de nos observations. Dans un troisième temps, nous présenterons nos résultats expérimentaux.

4.2 Dispositif expérimental

Le dispositif sous champ magnétique perpendiculaire a été précédemment décrit dans le chapitre 3. La nouvelle configuration que nous voulons étudier, à savoir en champ magnétique parallèle aux couches du QCL (perpendiculaire au courant, Fig 4.1) ne demande que peu de modifications du dispositif expérimental. Les échantillons sont montés sur un porte échantillon spécifique au champ parallèle. Ce dernier permet de faire des mesures de transport et d'intensité lumineuse. Les détecteurs utilisés pour mesurer l'intensité lumineuse sont un bolomètre silicium composite situé juste en dessous de l'échantillon, dans le cryostat et un autre bolomètre silicium composite extérieur totalement indépendant électriquement de l'échantillon et situé à la fin d'un guide optique surdimensionné (Part. 3.3). Une détection synchrone est utilisée pour observer les variations de puissance lumineuse. Des spectres d'émission sont aussi réalisés dans cette configuration. Ces spectres sont réalisés avec un interféromètre infrarouge à transformée de Fourier (FTIR). Les détecteurs utilisés pour réaliser ces spectres sont un bolomètre et un détecteur interne à l'interféromètre, le DTGS-FIR, fonctionnant à température ambiante.

Avec le dispositif actuel, nous mesurons le rayonnement produit par effet laser, la condition d'inversion de population doit alors absolument être respectée pour mesurer un signal lumineux. L'étude dans cette configuration a principalement été menée sur une structure, à savoir le laser "niveau lié vers continuum". Ces structures ont des cavités dont le confinement est fait par une surface métallique et une zone fortement dopée (Partie 3.3).

4.3 Modèle sous champ magnétique parallèle

Les structures étudiées sont des puits quantiques, où le mouvement des électrons dans la direction de croissance (z) est confiné et libre dans le plan des couches (x, y). Par un raisonnement

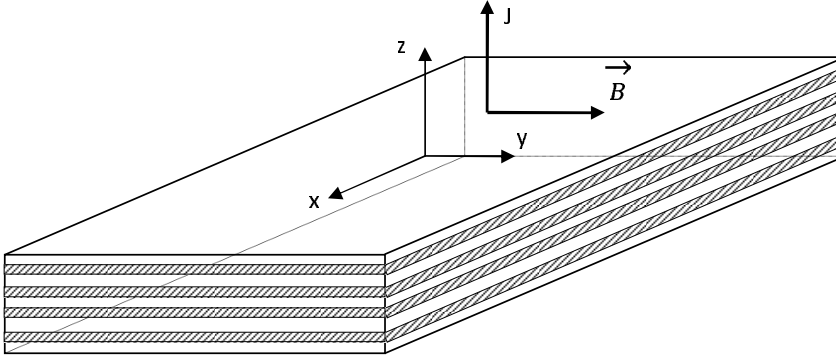


FIGURE 4.1: Champ magnétique uniforme parallèle au plan des couches de l'hétérostructure et perpendiculaire au courant

classique, la force de Lorentz est dirigée de façon perpendiculaire au champ magnétique. Dans notre configuration, le champ magnétique est parallèle aux couches et par conséquent impose un changement dans l'espace k_{\parallel} . Revenons à une description quantique de notre système. Le champ magnétique est choisi arbitrairement suivant la direction y (Fig. 4.1). D'après l'équation 2.29, le potentiel vecteur s'écrit $\vec{A} = (Bz, 0, 0)$. L'Hamiltonien pour un électron dans un champ magnétique parallèle aux couches prend la forme suivante :

$$(4.1) \quad \hat{H} = \frac{1}{2m^*} \left(\hat{p}_x + eBz \right)^2 + \frac{\hat{p}_y^2}{2m^*} + \frac{\hat{p}_z^2}{2m^*} + V_{conf}(z)$$

La partie en spin a été négligée dans cette approche. Le champ magnétique n'a aucun effet sur le mouvement des électrons dans la direction z . Par contre, il casse la symétrie de mouvement dans la direction x . Comme dans la partie 2.4.1, l'Hamiltonien est indépendant en y mais aussi en x . Les fonctions d'onde dans le puits s'écrivent donc toujours sous la forme : $\Psi = \varphi(z)e^{ik_x x} e^{ik_y y}$. L'Hamiltonien se réécrit donc :

$$(4.2) \quad \hat{H} = -\frac{\hbar^2}{2m^*} \frac{\partial^2}{\partial z^2} + \frac{\hbar^2}{2m^*} k_y^2 + \frac{\hbar^2}{2m^*} \left(k_x^2 - \frac{2eBk_x z}{\hbar} + \frac{e^2 B^2 z^2}{\hbar^2} \right) + V_{conf}(z)$$

La dépendance en champ magnétique est linéaire pour la partie $2eBk_x z/\hbar$, le comportement est identique à un champ électrique, alors que la seconde partie $e^2 B^2 z^2/\hbar^2$ est quadratique en B . Nos expériences dans cette configuration présentent un grand intérêt pour des champs magnétiques inférieurs à 5 T, valeur à laquelle le rayon de l'orbite cyclotron (Part. 2.4.1) est égale à 115 Å. Les épaisseurs de puits dans les QCLs sont de l'ordre de ~ 100 Å. Le potentiel de confinement est faiblement perturbé par les composantes en champ magnétique [103]. Nous

considérons donc le champ magnétique comme une perturbation [104] avec pour Hamiltonien de perturbation :

$$(4.3) \quad \hat{H}_{perturbation} = \frac{1}{2m^*} \left(2ieB\hbar \frac{\partial}{\partial x} z + e^2 B^2 z^2 \right)$$

En se limitant à la correction au premier ordre en énergie, l'énergie propre du système s'écrit :

$$(4.4) \quad E_m(k_x, k_y) = E_m + \frac{\hbar^2 k_y^2}{2m^*} + \frac{\hbar^2}{2m^*} \left(k_x - \frac{eB\langle z \rangle}{\hbar} \right)^2 + \frac{e^2 B^2}{2m^*} \left(\langle z^2 \rangle - \langle z \rangle^2 \right)$$

où E_m est l'énergie due au potentiel en z et $\langle z \rangle = \int dz \chi_m^*(z) z \chi_m(z)$. L'effet du champ magnétique sur la dispersion des sousbandes est une augmentation en énergie par le terme $e^2 B^2 / 2m^* (\langle z^2 \rangle - \langle z \rangle^2)$ et un déplacement dans l'espace des k par le terme $-eB\langle z \rangle / \hbar$ (Fig.4.2).

L'invariance par translation dans le plan des couches de l'Hamiltonien de l'hétérostructure impose une règle de sélection, la conservation du k_{\parallel} pour l'émission radiative entre les sousbandes (Part. 2.3.1). Afin de satisfaire cette règle de sélection, les électrons partent de la sousbande haute (en k_x) vers la sousbande basse ($k_x + \Delta k_x$). Δk_x est la différence de déplacement entre les deux sousbandes due au champ magnétique parallèle donnée par :

$$(4.5) \quad \Delta k_x = \frac{eB}{\hbar} \left(\langle z \rangle_i - \langle z \rangle_f \right)$$

Les indices i et f représentent respectivement, la sousbande initiale et finale. Ce changement Δk_x pour l'électron entre la sousbande du haut et celle du bas implique une transition radiative dont l'énergie diminue par rapport au champ magnétique nul, nous devrions donc observer un déplacement vers le rouge pour les spectres d'émission. De plus, à partir de cette expression, nous remarquons que l'effet du champ magnétique n'apparaît que pour des transitions diagonales dans l'espace réel. L'effet du champ magnétique parallèle aux couches n'est pas visible si la position moyenne ($\langle z \rangle$) est identique pour les deux fonctions d'onde.

4.4 QCLs sous champ magnétique parallèle

Les expériences faites dans cette configuration ont été réalisées sur deux échantillons, le QCL "niveau lié vers continuum" (Part.3.4.1) et le QCL "niveau lié vers continuum & dépopulation par phonon LO" (Part.3.6.1). Seuls les résultats du premier échantillon seront présentés dans

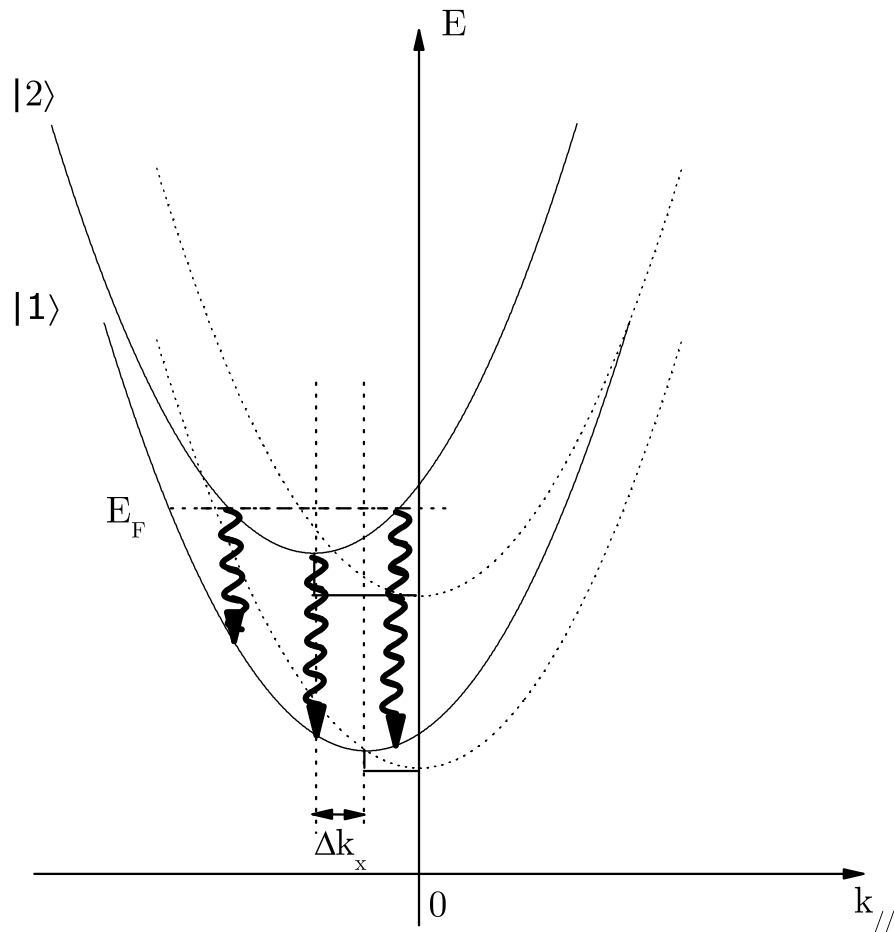


FIGURE 4.2: Sousbandes sans champ magnétique (ligne pointillée) et effet du champ magnétique parallèle aux couches d'une hétérostructure sur les sousbandes (ligne pleine)

cette partie car l'effet du champ magnétique parallèle est le même sur les deux structures.

L'émission laser en fonction du champ magnétique parallèle est représentée sur la figure 4.3(a), pour trois tensions d'alignement différentes de la structure. L'effet laser n'est observé que sur une courte gamme de champ magnétique, à savoir de $B = 0$ T jusqu'à $B = 1.5$ T pour la plus forte tension d'alignement ($V = 6.3$ V). Pour les trois tensions observées, la courbe de puissance a le même comportement, dans un premier temps, une augmentation de l'effet laser puis une décroissance rapide de la puissance. Seulement 1 T sépare le maximum de puissance et

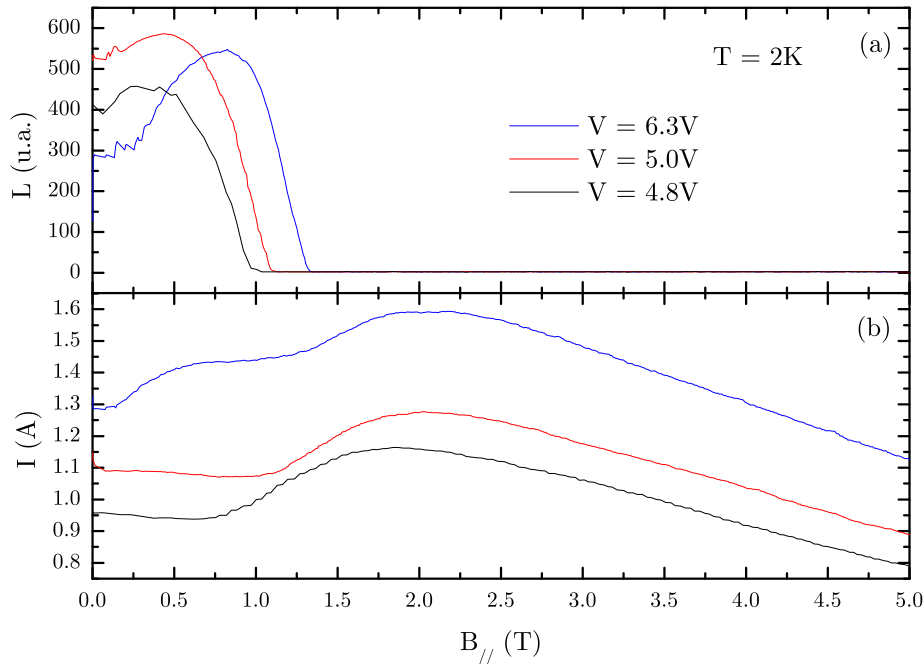


FIGURE 4.3: (a) Puissance laser en fonction du champ magnétique parallèle à tension constante pour l'échantillon "niveau lié vers continuum". (b) Courant en fonction du champ magnétique parallèle à tension constante.

l'extinction de l'effet laser, par conséquent l'effet du champ magnétique parallèle est très efficace.

La figure 4.3(b) présente trois régimes distincts. Tout d'abord, pour les trois tensions appliquées, le courant reste approximativement constant sur la gamme de champ magnétique où le QCL émet. Puis le courant augmente à partir du moment où le QCL s'éteint, respectivement pour les tensions 4.8 V, 5.0 V et 6.3 V à 1.0 T, 1.1 T et 1.3 T. Le courant atteint un maximum et enfin, dernier régime, il diminue de façon linéaire avec le champ magnétique pour les trois tensions. Le comportement du plateau de courant à faible champ magnétique (quand le laser fonctionne), diffère légèrement pour les trois tensions appliquées. Pour les deux premières tensions (4.8 V et 5.0 V), le courant diminue légèrement de 20 mA entre respectivement $B = 0 - 0.7$ T et $B = 0 - 0.9$ T. Pour la troisième tension (6.3 V), le courant augmente de 130 mA entre $B = 0$ T et $B = 0.5$ T, puis est constant jusqu'à $B = 1.1$ T, champ magnétique à partir duquel la courbe passe dans le second régime. Cette différence de comportement en fonction de la tension de po-

larisation appliquée au QCL s'explique par le changement de régime de la courbe $i(v)$ du laser (Fig. 3.7). En effet, pour les deux premières tensions appliquées la structure est alignée alors qu'à $V = 6.3V$, la structure vient juste de se désaligner.

A partir du raisonnement mené dans la partie 4.3, nous allons tenter d'interpréter les résultats obtenus dans cette configuration du champ magnétique pour chacune des tensions appliquées. Les trois régimes énumérés lors de la description des figures 4.3 sont aisément compréhensibles par le déplacement relatif des sousbandes dans la direction k_x . En effet, pour la gamme de champ faible (de $B = 0\text{ T}$ à $B \sim 1.0\text{ T}$), le terme Δk_x est petit, le déplacement relatif de la sousbande du haut par rapport à celle du bas n'a que peu d'effet sur le courant et la puissance (Fig. 4.4(a)). Plus le champ magnétique augmente, plus le terme Δk_x est grand. Les états de la sousbande du haut sont peuplés d'électrons. Pour des champs magnétiques compris entre $B \simeq 1\text{ T}$ et $B \simeq 3.5\text{ T}$, la sousbande du bas coupe la sousbande du haut au niveau de ces états peuplés. Les électrons peuvent ainsi diffuser de l'une à l'autre des sousbandes. Ils relaxent ainsi dans la sousbande du bas de façon très efficace et cassent l'inversion de population : le laser s'éteint. Ce processus est illustré sur la figure 4.4(b). Le maximum de courant est atteint ($\sim 2\text{ T}$) lorsque la sousbande du bas croise le minimum de la sousbande du haut, cette configuration est représentée en gras sur la figure 4.4(b). A partir de $B = 3.5\text{ T}$, la sousbande du bas ne sonde plus d'états occupés de la sousbande du haut, la valeur de courant est égale à celle à $B \sim 1.0\text{ T}$. Plus le champ magnétique augmente, plus la différence Δk_x entre les deux sousbandes augmente. La transition d'une sousbande à l'autre est par conséquent de plus en plus difficile, le courant diminue (Fig. 4.4(c)). Par la règle de sélection de l'émission radiative (conservation de k_{\parallel}), il ne peut plus y avoir d'effet laser.

D'après le modèle théorique développé pour le champ magnétique parallèle (Part. 4.3), les électrons en bas de la sousbande émettent des photons de plus grande longueur d'onde dont l'énergie est plus faible. Comme nous pouvons l'observer sur la figure 4.2, le laser ne devrait plus être parfaitement monochromatique mais légèrement polychromatique. La figure 4.5 présente la réponse spectrale obtenue pour le QCL "niveau lié vers continuum" sous champ magnétique parallèle. Afin de conserver un alignement de la structure constant, la tension de polarisation est égale à $V = 6.3\text{ V}$ pour les trois champs magnétiques étudiés. Ces spectres sont réalisés avec une résolution de 0.5 cm^{-1} .

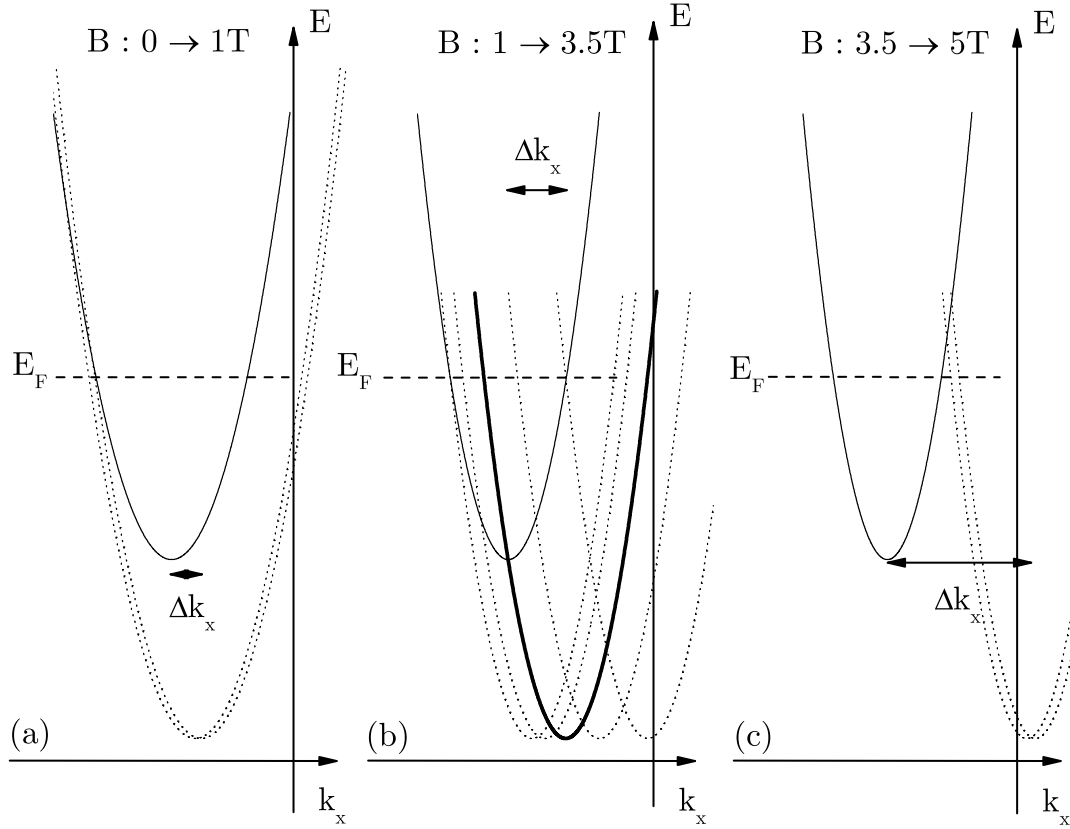


FIGURE 4.4: (a) Déplacement des sousbandes dans l'espace des k dû à un champ magnétique compris entre $B = 0$ T et $B = 1$ T, remarquons le croisement des sousbandes au dessus du niveau de Fermi. (b) Déplacement des sousbandes dans l'espace des k dû à un champ magnétique compris entre $B = 1$ T et $B = 3.5$ T, remarquons le croisement des sousbandes au dessous du niveau de Fermi. (c) Déplacement des sousbandes dans l'espace des k dû à un champ magnétique compris entre $B = 3.5$ T et $B = 5$ T, remarquons le croisement des sousbandes au dessus du niveau de Fermi.

A champ magnétique nul, la figure 4.5 révèle un seul mode dans la cavité, la longueur d'onde d'émission est $108 \mu\text{m}$. A $B = 0.5$ T, le spectre d'émission présente trois modes, un pic principal à $105.5 \mu\text{m}$ et deux autres modes symétriques par rapport au premier, ce sont des modes de la cavité laser. Ce phénomène a été expliqué dans la partie 3.4, les modes de cavité apparaissent lorsque la densité de photons est importante. Enfin, la courbe obtenue à $B = 1.0$ T, présente six modes. L'espacement entre chacun des modes est de 0.5 cm^{-1} . Cette valeur correspond à la distance entre les modes de cavité Fabry-Perot. L'effet du champ magnétique parallèle sur

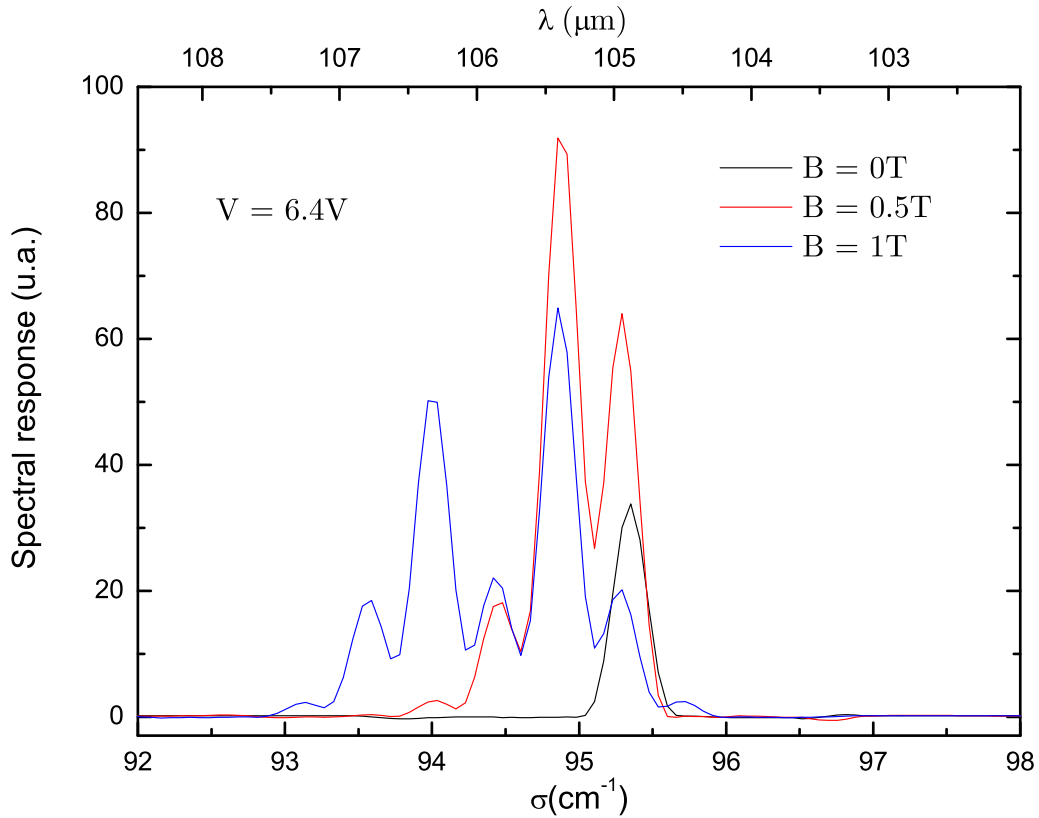


FIGURE 4.5: Réponse spectrale du QCL "niveau lié vers continuum" en champ magnétique parallèle à $V = 6.4\text{ V}$.

la longueur d'onde d'émission n'apparaît pas. Nous n'observons qu'un effet dû à la densité de photon dans la cavité. Le déplacement en longueur d'onde attendu n'est pas visible dans notre expérience. Cette étude par une mesure de l'émission spontanée permettrait d'observer l'effet du champ sur toute la gamme de champ magnétique accessible.

4.5 Conclusion

Grâce à la configuration champ magnétique parallèle, nous avons réussi à comprendre l'effet de celui-ci dans les structures semiconductrices bi-dimensionnelles. Le déplacement relatif des sousbandes en fonction du champ magnétique parallèle a été illustré par les mesures de courant et de puissance laser en fonction du champ. Cette étude en champ magnétique parallèle aux

couches est à poursuivre sur deux plans. Premièrement expérimental, la mesure de luminescence en champ parallèle pourrait être d'une aide précieuse dans la compréhension des mécanismes radiatifs dans cette configuration et permettrait de vérifier le modèle théorique. Deuxièmement au niveau théorique, un effort particulier doit être apporté à l'explication de la diffusion des porteurs d'une sousbande à une autre. Le champ magnétique auquel le laser s'éteint paraît avoir un intérêt particulier lié à l'énergie de Fermi, une étude précise doit être menée pour évaluer cette énergie grâce à ce type d'expérience.

Détecteur à Cascade Quantique infrarouge moyen sous champ magnétique

5.1 Introduction

Dans la partie 1.2.3, le QCD est présenté comme un nouveau détecteur photovoltaïque. Ce détecteur fonctionne sans tension de polarisation et permet de détecter des longueurs d'onde MIR [36] et THz [37]. Dans le chapitre introductif, nous avons expliqué l'évolution des structures QCDs proposées. Les mesures de réponse des premiers QCDs présentent plusieurs pics de réponse à différentes longueurs d'onde. Ces transitions correspondent à des transitions diagonales d'une cascade à l'autre comme illustré sur la figure 5.1(b) [36]. Par quelques changements de structure, ce groupe a réussi à obtenir une réponse monochromatique du QCD. Pour réussir cette étape, il est nécessaire de satisfaire un compromis crucial dans le QCD. La figure 5.1(a) représente le fonctionnement normal d'un QCD MIR. Pour que celui-ci ait une bonne détectivité, il est nécessaire d'avoir un passage correct des électrons du niveau fondamental ($E_{1'}$) vers le niveau haut du QCD (E_7). Cette condition est satisfaite si l'élément de matrice optique est grand entre les niveaux $|7\rangle$ et $|1'\rangle$. De plus, pour avoir un effet photovoltaïque significatif, il est nécessaire d'extraire correctement les électrons de la sousbande E_7 . Par conséquent un bon couplage entre les états $|7\rangle$ et $|j\rangle$ ($j \leq 6$) est nécessaire par l'intermédiaire de l'interaction électron phonon LO. Cette dernière condition impose de rapprocher le plus possible la cascade de niveaux $|j\rangle$ ($j \leq 6$) du niveau E_7 (Fig. 5.1(b)). Si la cascade de niveaux est proche du niveau E_7 , elle est aussi proche du niveau $E_{1'}$, par conséquent des transition diagonales peuvent avoir

lieu entre les niveaux $|1'\rangle$ et $|j\rangle$ ($j \leq 6$). Le QCD n'est alors plus monochromatique. De plus, des courants de fuites d'une cascade à l'autre peuvent apparaître lorsque la structure est polarisée. Si l'utilisateur veut s'affranchir des transitions diagonales, il est nécessaire d'espacer le plus possible la cascade de niveaux du niveau $|1'\rangle$, mais par conséquent aussi du niveau $|7\rangle$ (Fig. 5.1(c)). Cette configuration empêche une extraction correcte des porteurs et par conséquent une bonne détectivité. En conclusion, un compromis doit être trouvé entre une réponse monochromatique et une détectivité correcte pour atteindre un fonctionnement comme indiqué sur la figure 5.1(a).

Les fuites électroniques d'une cascade à l'autre, dans une structure QCD, ont été étudiées en champ magnétique dans notre laboratoire par l'étude du courant d'obscurité. Ce courant noir est mesuré aux bornes de l'échantillon sans illumination. Cette étude, permet de montrer si cet outil spectroscopique est assez performant pour obtenir des preuves expérimentales de ces fuites électroniques, dans le cas où elles ne sont pas observables par de simples mesures de réponse.

Les QCDs ont été principalement étudiés dans l'obscurité (sans illumination) puisqu'il s'agit de la première caractéristique le différenciant des QWIPs. Ce courant noir est nul à l'équilibre thermodynamique et faible hors équilibre. En plus de l'étude du courant noir, une investigation a été menée dans notre laboratoire en plaçant le QCD sous illumination. L'intérêt de ces expériences est d'expliquer et de donner un modèle simple de fonctionnement des QCDs et de comprendre quels sont les paramètres clés contrôlant leur réponse. Par ces deux études, nous pourrions donner quelques pistes pour élaborer une structure plus performante dont les caractéristiques pourront le cas échéant surpasser celles des QCDs actuels.

5.2 Dispositif expérimental

Dans cette partie, nous allons présenter dans un premier temps la forme particulière des "cavités" pour les QCDs. Les QCLs ont des cavités longues décrites dans la partie 3.3.2, les QCDs suivent un procédé différent pour former des pixels. Dans un deuxième temps, nous présenterons la structure étudiée ainsi que l'expérience de transport en champ magnétique sans lumière. Dans un troisième temps, nous expliquerons la mesure de courant sous illumination en champ magnétique.

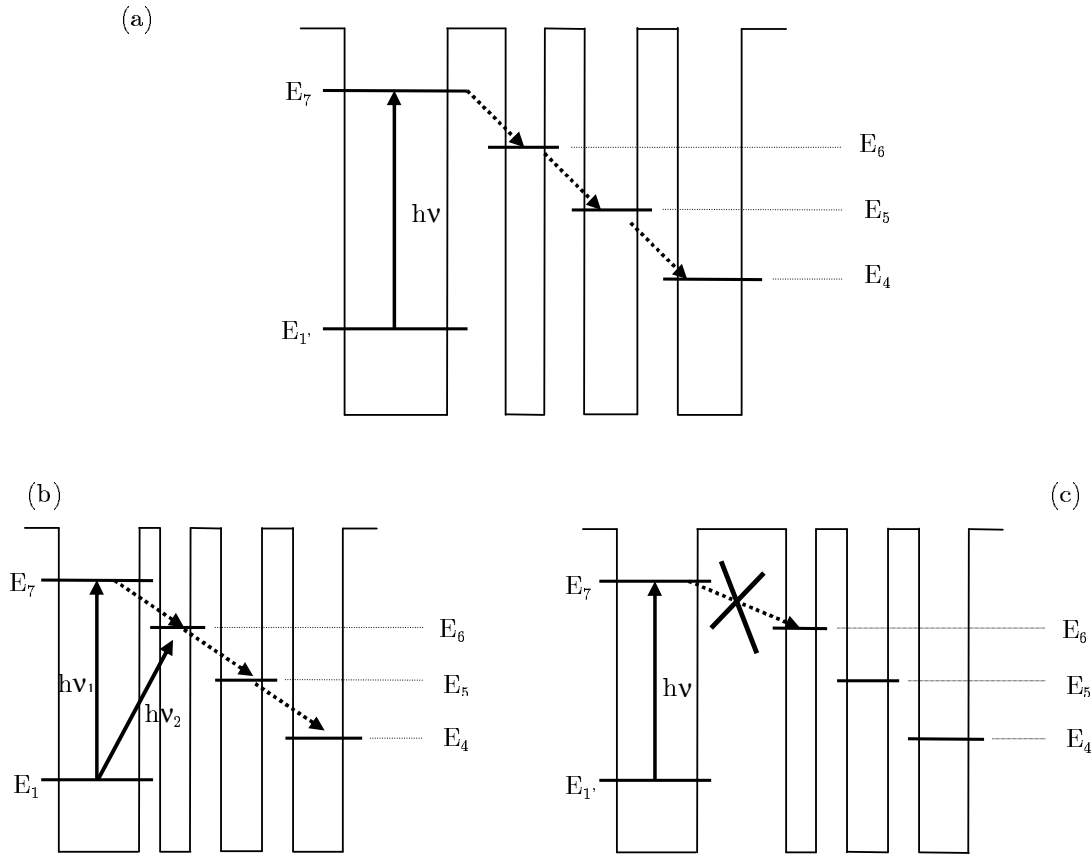


FIGURE 5.1: (a) Schéma de principe de fonctionnement d'un détecteur à cascade quantique (QCD). Notons l'absorption d'un photon correspondant à l'énergie $E_7 - E_1$, puis l'extraction opérée par une cascade de niveaux liés espacés de $\hbar\omega_{LO}$. (b) Schéma de principe d'une structure dans laquelle il peut y avoir des fuites électroniques. La barrière suivant le puits de la transition optique est fine et permet des transitions diagonales. (c) Schéma de principe d'une structure dans laquelle l'extraction des porteurs du niveau haut par diffusion inélastique est peu probable. La barrière suivant le puits de la transition optique est épaisse et ne permet pas une bonne extraction.

5.2.1 Pixel et réseau de diffraction

Pour tout système de détection, les images sont réalisées à partir de pixels. L'intensité lumineuse détectée par chacun des pixels permet de créer une image comme celle présentée sur la figure 5.2. Cette image a été obtenue à partir d'un détecteur QWIP à $8\mu\text{m}$. Les parties les plus chaudes apparaissent en blanc sur l'image et les parties les plus froides en noir. La qualité de l'image dépend entre autre du nombre de pixel ayant permis sa réalisation comme sur une caméra fonctionnant dans la gamme visible. Pour les QCDs, les pixels sont réalisés par gravure ionique, les dimensions de ceux-ci étant $100\mu\text{m} \times 100\mu\text{m}$.



FIGURE 5.2: Extrait du film Infrablues. Réalisé à partir d'une caméra QWIP $8\ \mu\text{m}$. Le verre rempli d'un liquide chaud apparaît en blanc sur la figure alors que celui rempli d'un liquide froid apparaît en noir.

Nous avons vu dans le chapitre 2 que le champ électromagnétique venant interagir avec la structure dont l'axe de croissance est suivant z doit avoir une composante du champ électrique suivant cette direction. Or dans notre dispositif et notre technique expérimentale, le champ magnétique impose la position de l'échantillon. Si nous souhaitons quantifier le mouvement des électrons dans le plan des couches, pour étudier les mécanismes de relaxation comme nous l'avons fait avec les QCLs, il est nécessaire d'appliquer un champ magnétique perpendiculaire et donc parallèle à l'axe de croissance. Le dispositif expérimental décrit dans la partie 5.2.3 montre que la lumière a une direction de propagation suivant l'axe de croissance, par conséquent, le champ électrique de l'onde électromagnétique n'a pas de composante suivant l'axe z . La lumière traverse alors l'échantillon QCD sans interagir avec celui-ci. Pour outrepasser cette difficulté, un réseau de diffraction peut être élaboré à la surface du pixel. Ainsi la lumière arrivant de façon normale à l'échantillon traverse la structure. Elle est diffractée par le réseau et passe ainsi à nouveau dans la structure avec une direction de propagation non normale aux couches épitaxiées. Le champ électrique a une composante suivant z , l'absorption des photons est possible, par conséquent la détection est réalisable. La figure 5.3 représente le chemin de propagation de la lumière dans la structure.

5.2.2 Mesure de courant noir

Les mesures de courant noir ont été réalisées sur un échantillon QCD dessiné pour détecter à $\lambda = 8\ \mu\text{m}$. Celui-ci est constitué de deux matériaux GaAs/GaAlAs. Le QCD est constitué de

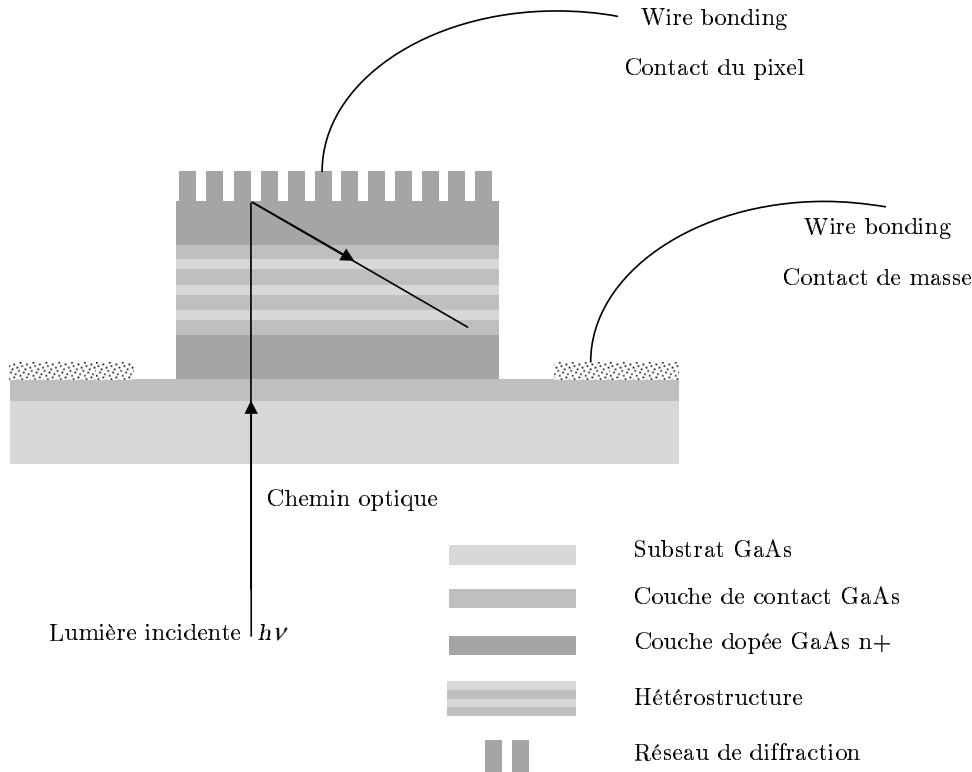


FIGURE 5.3: Schéma de propagation de l'onde lumineuse dans un QCD

40 périodes identiques de sept puits quantiques de GaAs. La concentration en Aluminium est choisie à 34% pour obtenir un offset entre les bandes de conduction des matériaux de 275 meV. Le dopage se trouve dans le puits censé correspondre à la transition de détection, le niveau de dopage dans ce puits est $N_d = 5 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$. Ce dopage a pour but de peupler électroniquement le premier niveau de la bande de conduction $E_{1'}$.

La figure 5.4 représente le diagramme de bande de la structure QCD ainsi que le carré des fonctions d'onde des puits. Le principe de fonctionnement est indiqué par les flèches sur la figure 5.4. Dû à l'absorption d'un photon MIR, les électrons sont excités de l'état fondamental de la structure $E_{1'}$ vers les niveaux excités E_7 et E_8 , délocalisés sur les deux premiers puits. Une fois les électrons dans ces états, ils relaxent vers les niveaux E_6 , E_5 ... par émission de phonon LO et descendent ainsi toute la cascade. Ces électrons sont ensuite "recyclés" et participent en aval à une nouvelle absorption. La période est répétée pour obtenir un potentiel induit par la lumière suffisamment grand pour être mesuré.

La première caractéristique de ces détecteurs est de fonctionner sans aucune polarisation.

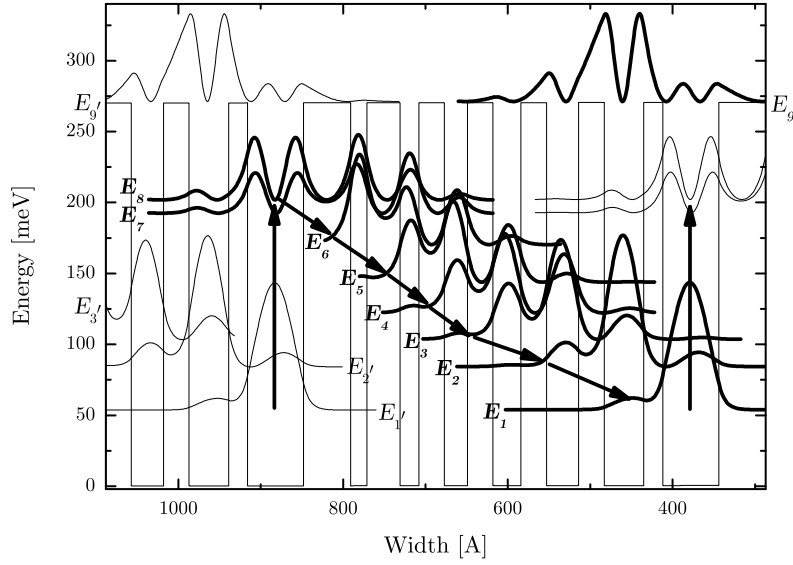


FIGURE 5.4: Diagramme de bande et carré des fonctions d'onde du QCD étudié. L'empilement de couches est 68 / **56.5** / 20 / **39.55** / 23 / **31** / 28 / **31** / 34 / **31** / 39 / **31** / 48 / **22.6**. Les barrières $\text{Al}_{0.34}\text{Ga}_{0.66}\text{As}$ sont écrites en gras. Les flèches représentent le chemin électronique dans la structure lors de la détection d'un photon d'énergie $E_7 - E_{1'}$.

Contrairement aux détecteurs à puits quantiques précédents (par exemple le QWIP), celui-ci fonctionne à $V = 0$ V. L'avantage de cette caractéristique est de réduire le courant noir à sa plus petite valeur possible *i.e.* $i_{\text{dark}} = 0$ A.

Nous avons pourtant étudié le courant noir dans cette structure pour deux raisons. Tout d'abord ces détecteurs à $8 \mu\text{m}$ sont des détecteurs de chaleur. L'échantillon est évidemment à une température donnée, la température du réseau. L'échantillon détecte alors son rayonnement propre. La figure 5.5 représente l'excitance en fonction de la température. Cette grandeur représente la puissance lumineuse par unité de surface du corps noir. Nous comparons cette grandeur au courant noir détecté à $V = 0$ V. Nous supposons que le courant noir est directement proportionnel à la puissance lumineuse reçue par l'échantillon. Sur la gamme de température accessible, entre 70 K et 200 K, nous observons un comportement similaire entre l'excitance et le courant noir circulant dans l'échantillon. Par conséquent, malgré la non polarisation de l'échantillon, nous observons un courant noir résiduel dû à l'absorption des photons du corps noir.

La deuxième raison nous ayant conduit à étudier le courant noir dans les QCDs est lié au

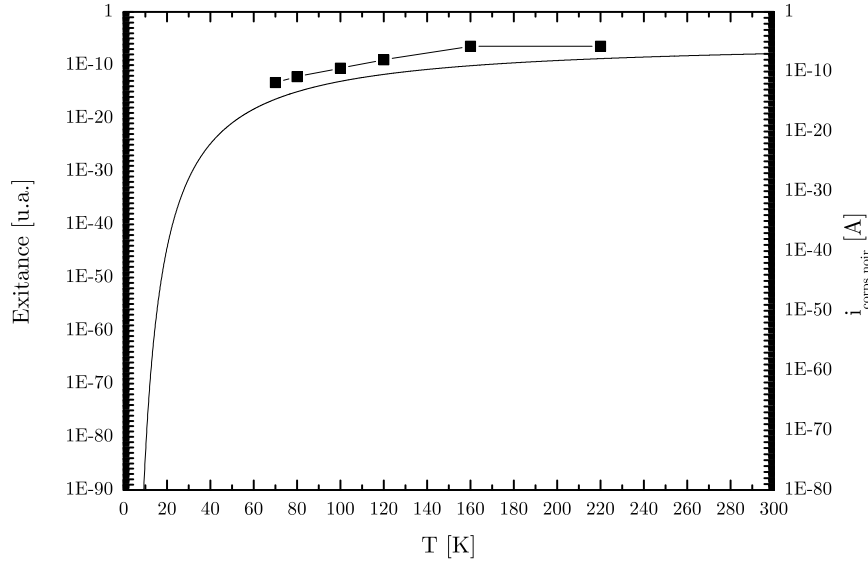


FIGURE 5.5: A gauche : Calcul de l’excitance en fonction de la température à $\lambda = 8 \mu\text{m}$. A droite : Courant noir expérimental en fonction de la température $i_{\text{dark}}(T)$ lorsque le détecteur n’est pas polarisé.

dispositif de mesure. En effet, pour fabriquer une caméra infrarouge, il est nécessaire de connecter la matrice de QCDs à un circuit de lecture composé de transistors. Ce circuit doit être alimenté, par conséquent le QCD est toujours légèrement polarisé. Afin de faire des mesures avec un rapport signal sur bruit correct et d’étudier pour différentes températures le QCD en fonction du champ magnétique, nous avons décidé de faire ces mesures à tension constante $V = 0.1 \text{ V}$. Le dispositif expérimental utilisé pour faire les mesures de courant noir est exactement le même que celui utilisé pour la mesure de transport avec les QCLs en champ magnétique perpendiculaire (Partie 3.3.1). L’appareil utilisé pour faire la mesure de transport est un Keithley 2600 Source Meter. Cet appareil permet d’appliquer une tension continue à l’échantillon et de mesurer des courants au moins supérieur à 1 nA . Nous verrons dans la partie 5.3 les résultats en champ magnétique du courant noir circulant dans la structure. A partir de ces mesures, nous en déduirons à différentes températures les chemins électroniques impliqués dans la mesure de ce courant.

5.2.3 Mesure de courant sous illumination

L’échantillon utilisé pour la mesure sous illumination est le même que celui utilisé pour la mesure de courant noir. Nous avons vu dans la partie 5.2.1 que l’échantillon devait être positionné

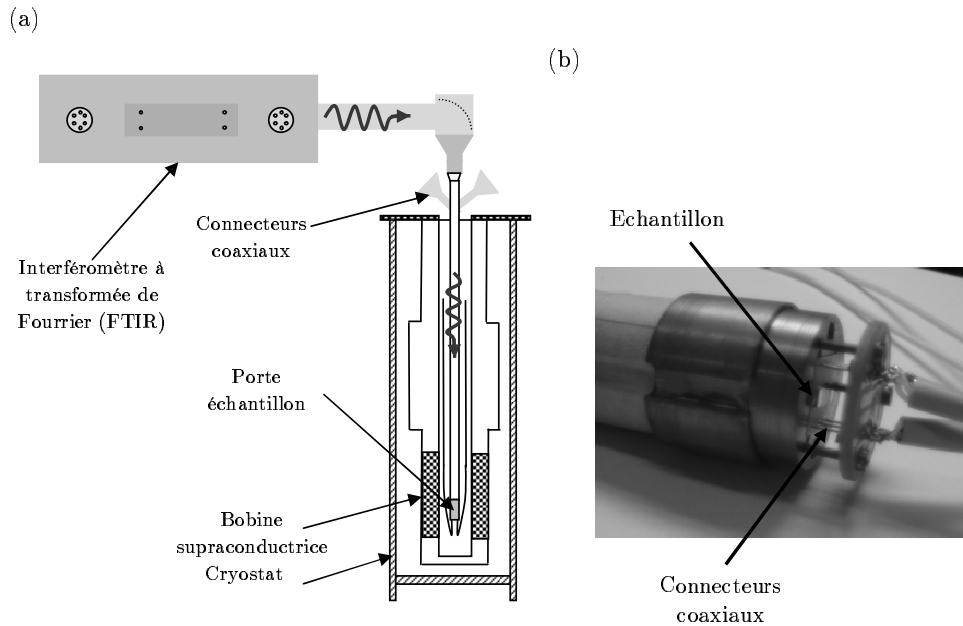


FIGURE 5.6: (a) Schéma du dispositif expérimental pour les expériences sur les QCDs sous illumination. (b) Photographie du porte échantillon utilisé pour la mesure du courant sous illumination.

de façon horizontale. La lumière émise par la source glowbar du FTIR arrive perpendiculairement à l'échantillon, le traverse et ensuite interagit avec la structure à multipuits quantiques (Fig. 5.6(a)). Nous avons donc fabriqué un nouveau porte échantillon permettant de retourner l'échantillon par rapport aux expériences avec les QCLs. La mesure du courant se fait comme pour le courant noir entre le sommet du pixel et la base de celui-ci. La figure 5.6(b) est une photographie du porte échantillon pour les expériences sous illumination. Les mesures sous illumination ont été réalisées sans aucune polarisation afin de restreindre l'étude à l'effet de la lumière sur la structure. Le courant traversant la structure est alors encore plus faible que dans la partie précédente avec une polarisation et nous avons dû avoir recours à un appareil plus performant : le Keithley 6487 Meter.

Les mesures du courant sous illumination ont été réalisées à deux températures 10 K et 80 K. Une longue thermalisation était nécessaire. La pression du gaz d'échange permettant la conduction thermique de l'insert vers l'échantillon est de 800 mBar. Malgré cette valeur importante, le temps de thermalisation à ces températures est de l'ordre de sept heures. Pour obtenir un rapport signal sur bruit correct, nous avons utilisé une canne entièrement câblée avec des fils coaxiaux (Fig. 5.6) sur laquelle les modes de connection sur l'embase ont été optimisés pour diminuer la résistance de contact.

5.2.4 Mesure de réponse du détecteur

La mesure de la réponse du détecteur consiste à déterminer les longueurs d'onde auxquelles celui-ci fonctionne. Contrairement aux expériences habituelles réalisées avec le FTIR, le détecteur ici est l'échantillon QCD lui-même. Le signal qu'il détecte doit alors être réinjecté dans l'interféromètre afin de corrélérer le mouvement du miroir à la réponse du détecteur. Le FTIR impose que le signal provenant des détecteurs externes soit une tension de l'ordre de grandeur du volt, or le signal de sortie du QCD est un courant. Pour convertir le courant en tension, nous avons utilisé un préampli "current-to-voltage" modèle Signal Recovery Model 181. Comme précisé dans la partie précédente, la valeur du courant traversant la structure est extrêmement faible. Une fois le signal converti, il est introduit dans un amplificateur de tension *SR560* qui fournit un signal de sortie compris entre 1 V et 10 V.

5.3 Courant d'obscurité

Le courant d'obscurité ou courant noir est une composante parasite due à l'activation thermique des électrons dans les détecteurs. Pour les systèmes de détection infrarouge qui ont précédé le QCD, en particulier les QWIPs, ce courant est le facteur limitant le fonctionnement à haute température. Pour un QCD non polarisé ($V = 0$ V), le courant noir n'a pour origine que l'activation thermique des électrons. Lors de la fabrication d'une caméra infrarouge, la matrice de QCD est connectée à un circuit de lecture. Celui-ci nécessite que la structure à multipuits soit légèrement polarisée, ce qui induit un courant noir de six ordres de grandeur supérieur à la composante thermique. Le courant noir qui traverse la structure QCD correspond à la somme de tous les courants passant par les différents chemins possibles par l'absorption de phonons LO d'une sousbande dans la cascade "A" ($E_i, i \in [1' - 8']$) vers une sousbande dans la cascade "B" ($E_j, j \in [1 - 8]$) (Fig. 5.4). Afin de séparer et d'identifier chaque chemin électronique créant le courant noir, nous avons utilisé le champ magnétique.

D'après un modèle de transport dans les structures QCDs élaboré par Koeniguer *et al.* [42], le courant noir à champ magnétique nul s'écrit :

$$(5.1) \quad J = q \sum_{i \in A} \sum_{j \in B} \left(G_{ij}(V) - G_{ji}(V) \right)$$

où q est la charge de l'électron et G_{ij} est le taux de transfert électronique de la sousbande i vers la sousbande j et dépend de la la tension de polarisation. Les taux de diffusion sont calculés à partir de l'Hamiltonien électron-phonon LO. Pour obtenir le passage d'une cascade à l'autre, les électrons doivent passer d'un niveau bas l' vers un niveau de la cascade suivante j par absorption d'un phonon LO. Le courant noir traversant la structure est décrit comme le passage des électrons de la cascade A vers la cascade B moins ceux qui passent de la cascade B vers la cascade A . L'expression du taux de transition global est donnée par [42] :

$$(5.2) \quad G_{ij} = \int_{E_j - \hbar\omega_{LO}}^{+\infty} S_{ij}(E) f(E) \left(1 - f(E + \hbar\omega_{LO}) \right) n_{opt} \times \mathcal{D}(E) dE$$

où S_{ij} est le taux de transition électron-phonon LO, $f(E)$ et $f(E + \hbar\omega_{LO})$ sont les facteurs d'occupation de Fermi-Dirac à l'énergie E et $E + \hbar\omega_{LO}$. $\mathcal{D}(E)$ est la densité d'état de la sous-bande j et n_{opt} est la fonction de Bose-Einstein qui tient compte de la population de phonon LO.

A partir de cette expression, nous pouvons observer que le taux de transition globale est une fonction de la population du niveau d'arrivée et de la population du niveau de départ au niveau de l'énergie de celui-ci plus un phonon LO. Nous nous attendons donc à observer un effet de la température sur les facteurs d'occupation donc des taux de transitions globaux. Pour mettre en évidence les transitions entre cascades responsable du courant noir, nous avons procédé à des mesures de magnéto-transport, à trois températures différentes. L'expérience consiste à mesurer le courant noir (I_{dark}) traversant la structure soumise à une tension de polarisation constante en balayant le champ magnétique à 40 K, 80 K et 120 K. La mesure de courant est réalisée sous une tension de polarisation de 0.1 V à 80 K et 120 K. Par contre, à 40 K, la tension de polarisation est de 1.5 V car à cette température, pour des tensions de polarisation inférieures, le courant circulant dans la structure n'est pas mesurable. Un résultat typique à 120 K est présenté sur la figure 5.7(a). Le courant présente des oscillations en fonction du champ magnétique. L'allure générale de la courbe présente une décroissance quadratique au fur et à mesure que le champ magnétique augmente. Afin de s'affranchir du fond continu, nous soustrayons la courbe expérimentale $I_{dark}(B)$ avec un fit polynomial du second ordre et obtenons la courbe $\Delta I_{dark}(B)$ représentée

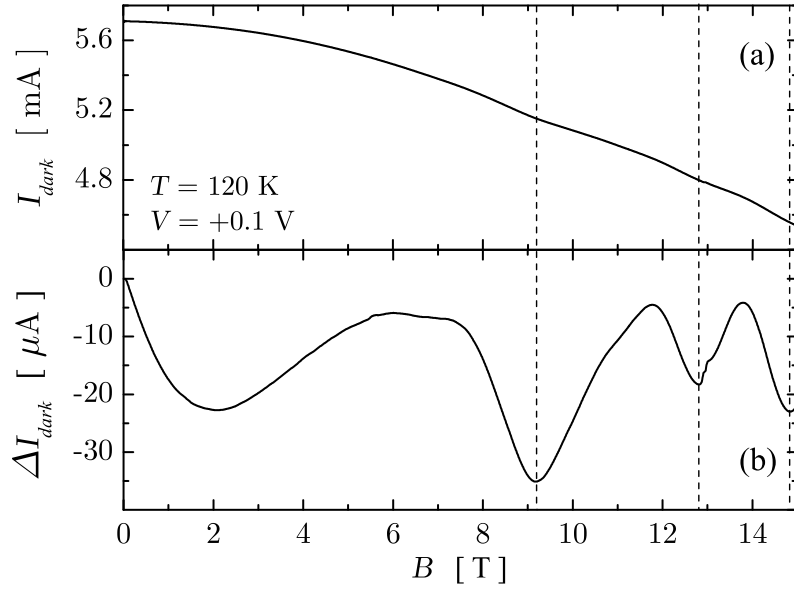


FIGURE 5.7: (a) Courant noir en fonction du champ magnétique pour une tension de polarisation constante $V = 0.1$ V à 120 K. (b) Courant noir en fonction du champ magnétique où la contribution de la composante continue a été soustraite.

sur la figure 5.7(b).

Pour interpréter ces résultats expérimentaux, revenons sur l'origine du courant noir dans ces structures. A champ magnétique nul, tous les niveaux quantiques d'une période ont une dispersion d'ondes planes dans la direction parallèle aux couches de l'hétérostructure. Toutes les sousbandes ont une dispersion parallèle (sans considérer l'effet de la nonparabolicité [44, 105]). La plupart des électrons sont localisés sur le niveau fondamental $E_{1'}$. L'émission et l'absorption des phonons LO se produisent entre le niveau fondamental et l'ensemble des niveaux accessibles de la cascade suivante. A $V = 0$ V, ces deux mécanismes se compensent pour les G_{ij} et G_{ji} , ce qui implique un courant total nul au travers de la structure (le système est à l'équilibre). Lorsqu'un champ électrique est appliqué à la structure, cet équilibre entre l'émission et l'absorption est cassé et donne naissance au courant noir. Comme nous l'avons décrit dans la partie 2.3.3, lorsque l'on applique un champ magnétique il y a quantification de Landau des sousbandes. Le champ magnétique a un effet similaire sur le courant noir dans les QCDs et sur les QCLs MIR [68]. En effet, le champ magnétique influence de façon importante l'absorption et l'émission de phonon LO des niveaux $|1', p\rangle$ vers $|n, 0\rangle$ où $|n, p\rangle$ correspond au niveau de Landau p de la sousbande

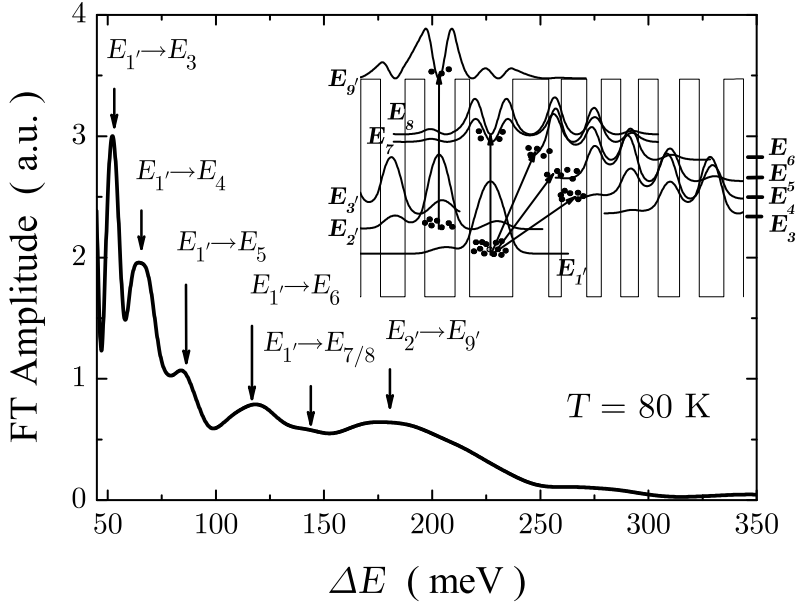


FIGURE 5.8: Amplitude de la transformée de Fourier des données expérimentales ΔI_{dark} en fonction de $\Delta E = \hbar eB/m^* + \hbar\omega_{LO}$ à 80K.

n . Les électrons sont principalement localisés sur le niveau $E_{1'}$ et sont distribués sur tous les niveaux de Landau $|1', p\rangle$ selon une distribution de Fermi-Dirac. Par exemple, à $B = 9.6$ T, les niveaux $|1', 5\rangle$ et $|6, 0\rangle$ sont séparés en énergie par un phonon LO. Si la température électronique est assez élevée pour que le niveau de Landau $|1', 5\rangle$ soit peuplé alors l'absorption d'un phonon LO est permise entre le premier niveau et le second. Les électrons court-circuitent alors la transition principale et participent au courant noir. Le courant noir présente un maximum lorsqu'un électron sur $|1', p\rangle$ peut être excité sur le niveau de Landau $|n, 0\rangle$ par absorption d'un phonon LO. Les maxima de courant noir sur la courbe 5.7(b) correspondent aux résonances entre un niveau de Landau p et un niveau de la cascade suivante moins $\hbar\omega_{LO}$. La dégénérescence des niveaux de Landau est proportionnelle à B , donc plus le champ magnétique est élevé, plus l'effet du mécanisme non-radiatif (l'absorption de phonon LO) est important.

Pour une température donnée, plusieurs transitions $1' \rightarrow n$ participent simultanément au courant noir, chaque transition implique une série d'oscillations. Afin d'obtenir toutes les fréquences d'oscillations sur la courbe 5.7(b), nous procédons à la transformée de Fourier des données $\Delta I_{dark}(V, B^{-1})$. Dans un premier temps, l'étude a été menée à 80 K (figure 5.8). Puis afin d'observer l'effet de la température sur les facteurs de population (G_{ij}), l'étude a été menée dans

un second temps à 40 K et à 120 K respectivement figures 5.9 et 5.10. Nous présentons sur ces figures, l'amplitude de la transformée de Fourier des mesures du courant noir. Pour mettre en évidence l'énergie des transitions impliquées, l'amplitude de la transformée de Fourier est tracée en fonction de ΔE , où $\Delta E = \hbar eB/m^* + \hbar\omega_{LO}$ plutôt qu'en fonction de B . L'insert dans ces figures permet d'avoir une image des transitions impliquées pour chacune des températures.

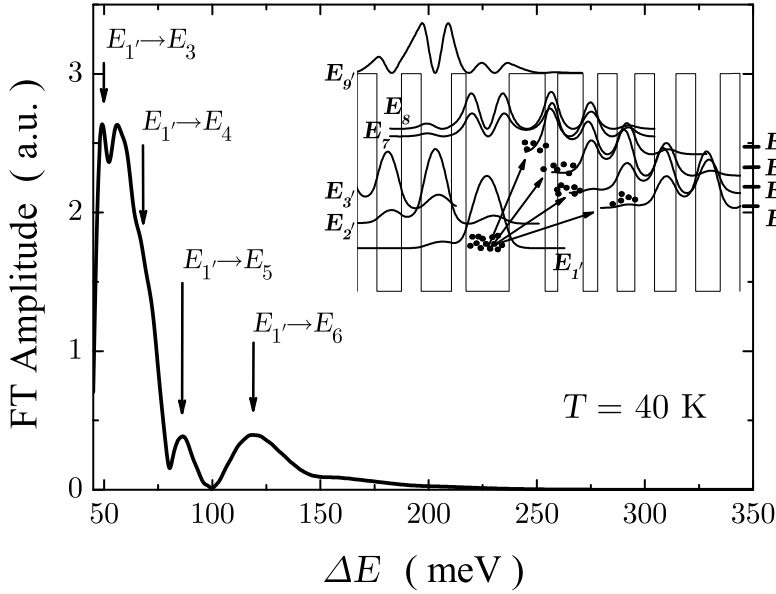


FIGURE 5.9: Amplitude de la transformée de Fourier des données expérimentales ΔI_{dark} en fonction de $\Delta E = \hbar eB/m^* + \hbar\omega_{LO}$ à 40K.

$G_{1'j}(\text{m}^{-2}\text{s}^{-1})$	40 K	80 K	120 K
$1' \rightarrow 2$	3.72×10^{14}	6.40×10^{16}	3.44×10^{17}
$1' \rightarrow 3$	3.16×10^{15}	6.76×10^{17}	4.19×10^{18}
$1' \rightarrow 4$	1.52×10^{15}	3.01×10^{18}	3.93×10^{19}
$1' \rightarrow 5$	9.18×10^{13}	5.10×10^{18}	2.09×10^{20}
$1' \rightarrow 6$	1.32×10^{12}	5.03×10^{18}	8.72×10^{20}
$1' \rightarrow 7$	2.56×10^{10}	3.49×10^{18}	2.03×10^{21}
$1' \rightarrow 8$	2.90×10^9	2.32×10^{18}	2.46×10^{21}

TABEAU 5.1: Valeurs des taux de transition globaux $G_{1'j}$ pour $j = \{2, \dots, 8\}$ à 40, 80 et 120 K. Les chiffres en gras correspondent aux valeurs les plus grandes du taux de transition pour chaque température.

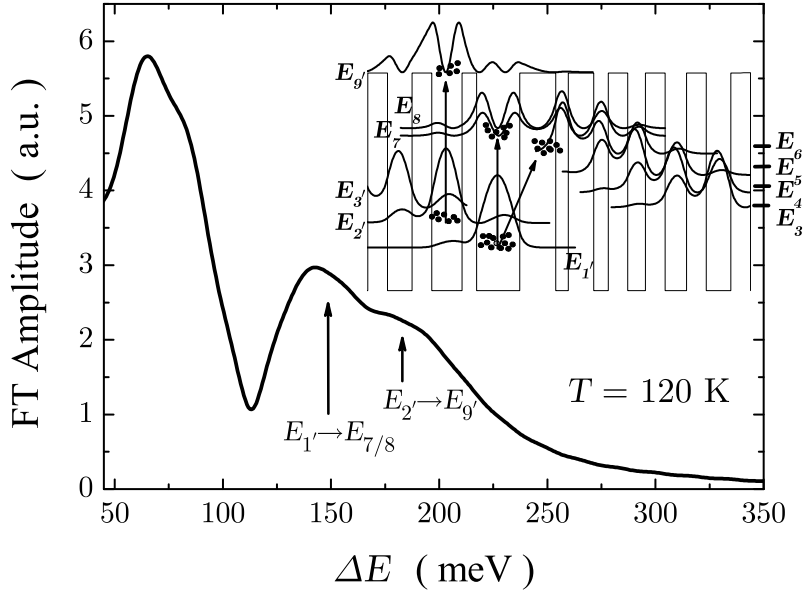


FIGURE 5.10: Amplitude de la transformée de Fourier des données expérimentales ΔI_{dark} en fonction de $\Delta E = \hbar eB/m^* + \hbar\omega_{LO}$ à 120K.

Le tableau 5.1 donne les taux de transition globaux $G_{1'j}$ (nombre de transitions par seconde et par mètre carré) du niveau fondamental $1'$ vers les niveaux n , avec $n = \{2, \dots, 8\}$ dans la cascade suivante. Pour chaque température, nous pouvons comparer les valeurs théoriques et expérimentales. A 80 K, la transformée de Fourier présente 6 pics. Les pics situés à 52, 64, 83, 118, and 145 meV correspondent à la transition assistée par phonon LO depuis la sousbande fondamentale $1'$ vers respectivement les sousbandes 3, 4, 5, 6, 7. En comparant les transitions observées aux valeurs du tableau 5.1, nous remarquons que toutes les transitions diagonales observées ont un taux de transitions globale comparable. L'amplitude des pics observés sur la figure 5.8 n'est pas proportionnelle aux valeurs des $G_{1'j}$ calculés. En effet, l'amplitude du pic correspondant à la transition $1' \rightarrow 3$ est la plus élevée alors que le taux de transition est dix fois plus faible que pour la transition $1' \rightarrow 5$. L'amplitude des transitions à basse énergie est magnifiée par la superposition d'autres séries d'oscillations avec des différences d'énergie proches. Les différences d'énergie typiques dans la cascade sont comprises entre 30 meV et 75 meV. Pour ces différences d'énergie, des séries d'oscillations apparaissent sur la courbe $I_{dark}(B)$. La superposition des séries d'oscillations inter et intra-cascade font apparaître des pics de fortes amplitudes sous 75 meV. Par conséquent, une étude quantitative des résultats expérimentaux n'est pas possible à basse énergie. A haute énergie (> 75 meV), par contre, les amplitudes relatives des pics sont proches

et respectent les valeurs des taux de transitions globaux. Un dernier pic est présent sur la figure 5.8. L'énergie caractéristique de cette transition est égale à 180 meV. Cette différence d'énergie correspond à la transition $2' \rightarrow 9'$ assistée par phonon LO. Le dipôle entre le niveau $E_{2'}$ et le niveau quasi lié $E_{9'}$ est significatif. Cette transition n'est possible qu'en supposant que le niveau $E_{2'}$ n'est pas totalement vide. Cette hypothèse implique que le vidage des électrons dans la cascade ne se fait pas de façon aussi efficace qu'attendue car la différence d'énergie entre le niveau $E_{2'}$ et $E_{1'}$ est inférieure à $\hbar\omega_{LO}$. Nous ne pouvons estimer le taux de transition $G_{2'9'}$ et ainsi obtenir la population du niveau $2'$ nécessaire pour observer cette transition car la fonction d'onde d'un état du continuum n'est pas établie dans notre système bi-dimensionnel.

A 40 K (Fig. 5.9), seulement quatre pics sont observables. Ces pics ont pour origine les séries d'oscillations associées à l'absorption d'un phonon LO pour les transitions entre le niveau E_1' et les niveaux E_3 , E_4 , E_5 et E_6 , respectivement 49 meV, 63.5 meV, 85 meV et 120 meV. En comparant ces résultats avec le tableau 5.1, nous observons que la transition $1' \rightarrow 2$ dont le taux de transition globale est supérieur à celui de la transition $1' \rightarrow 5$ n'est pas accessible sur notre diagramme. En effet, nous avons choisi comme borne inférieure du spectre 36 meV, la valeur en énergie du phonon LO dans le GaAs ($\hbar\omega_{LO}$). Ce choix a été fait pour supprimer la divergence du pic à $\hbar\omega_{LO}$ due aux multiples transitions intra-cascade. Dans l'interprétation faite pour le spectre à 80 K, nous avons montré qu'une comparaison quantitative était impossible entre les pics à basses énergies ($36 \text{ meV} < \Delta E < 75 \text{ meV}$) et les pics à hautes énergies ($\Delta E > 75 \text{ meV}$). A 40 K, le taux de transition globale pour la transition $1' \rightarrow 6$ est négligeable devant celui de la transition $1' \rightarrow 5$. Pour autant, l'amplitude des pics pour ces deux transitions est comparable sur la figure 5.9. Cette différence remarquable entre les résultats expérimentaux et les simulations provient très probablement de la forte tension de polarisation appliquée pour la mesure à 40 K.

A 120 K (Fig. 5.10), nous identifions deux pics. Seules les transitions $1' \rightarrow 7$ et $2' \rightarrow 9'$ sont visibles. Par ces mesures, nous prouvons qu'une quantité importante d'électrons est présente sur le niveau $9'$. Pour une structure polarisée, ces électrons participent au transport dans les états du continuum et augmentent ainsi le courant noir sans passage dans les puits quantiques. Nous comprenons ainsi pourquoi à haute température et sous polarisation, le courant noir est important dans ce type de détecteur. Plus la température de l'échantillon est augmentée, plus la population des états du continuum est efficace par simple activation thermique et par conséquent, plus le courant noir est important. Sur la figure 5.10, nous observons qu'à haute température,

les transitions intra-cascade donnent lieu à un large pic à basse énergie.

Conclusion partielle

Par ces mesures de magnéto-transport du courant noir, nous avons réussi à montrer que celui-ci dépend de façon importante de la température de l'échantillon. Les différents chemins électroniques pour le courant noir ont été identifiés par cette étude pour des températures comprises entre 40 K et 120 K. Les raisons de la limite de fonctionnement des QCDs à haute température ont été identifiées par l'interprétation faite sur la transition $2' \rightarrow 9'$ par absorption d'un phonon LO. En effet, plus la température de l'échantillon est importante, plus cette transition niveau lié vers continuum est importante. L'avantage essentiel du QCD par rapport au QWIP pourrait alors être remis en question. Par ces mesures, nous avons montré que le champ magnétique est un outil puissant dans l'étude du courant noir traversant ce type de structure semiconductrice. Dans la partie suivante, nous allons montrer l'effet du champ magnétique sur le courant traversant la structure lorsqu'une onde électromagnétique est envoyée sur le détecteur.

5.4 QCD sous illumination

En utilisant le dispositif décrit dans la partie 5.2.4, nous avons réalisé dans un premier temps une mesure de la réponse de notre détecteur. Cette mesure a été réalisée à différentes températures pour des champs magnétiques compris entre $B = 0$ T et $B = 15$ T. La figure 5.11(a) représente la réponse du détecteur sans polarisation ($V = 0$ V) à $T = 1.5$ K et $T = 80$ K. A $T = 1.5$ K et $T = 80$ K, l'énergie caractéristique de la réponse du détecteur est de 150 meV sans que l'on observe d'effet du champ magnétique. Dans le cas des QCLs MIR, la longueur d'onde d'émission spontanée varie en fonction de la température [106]. L'invariance de la longueur d'onde de réponse du détecteur aux deux températures est due en partie au réseau de diffraction gravé sur le pixel. Comme nous l'avons montré dans la partie 5.2.1, le réseau permet de diffracter l'onde électromagnétique incidente. La caractéristique du réseau est son pas. En fonction du pas choisi, une longueur d'onde spécifique est diffractée laissant les autres longueurs d'onde traverser l'échantillon sans interagir avec celui-ci. Dans notre cas, le pas du réseau a été choisi pour diffracter une longueur d'onde spécifique, $8 \mu\text{m}$ soit 150 meV. Cette étude en température et en champ magnétique nous permet de voir l'efficacité du réseau de diffraction mais nous cache l'effet des conditions extérieures sur la réponse du détecteur. Ces expériences devraient être reproduites

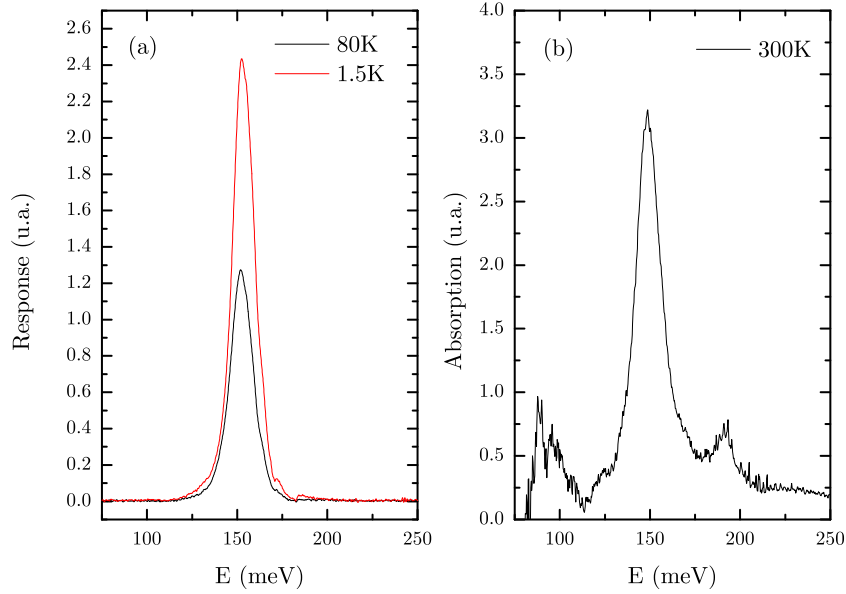


FIGURE 5.11: (a) Réponse du détecteur QCD $8\ \mu\text{m}$ pour une tension de polarisation $V = 0\ \text{V}$ à $T = 1.5\ \text{K}$ et $T = 80\ \text{K}$. (b) Absorption de la couche épitaxiée sans processus technologique à $T = 300\ \text{K}$.

pour un échantillon sans réseau de diffraction.

Nous venons de voir que la présence du réseau ne permet pas de voir l'effet sur la réponse des conditions extérieures à l'échantillon. Pour avoir des données non dépendantes des procédés technologiques suivant la croissance des échantillons, nous avons obtenu de la part des laboratoires Thales Research and Technology (TRT) les résultats de l'absorption du QCD. Cette expérience est réalisée à la sortie du bati MBE. Celle-ci consiste à mesurer les longueurs d'onde absorbées par la structure multipuits quantiques à température ambiante. Le résultat obtenu est présenté sur la figure 5.11(b). Nous observons un pic principal centré à 150 meV, ce pic correspond à la transition $1' \rightarrow 7$. Les expériences de réponse et d'absorption donnent le même résultat, nous en déduisons que le réseau ne change pas la transition principale du détecteur. Celui-ci masque seulement l'effet de la température sur une variation possible de la réponse. Grâce aux données d'absorption, nous observons que d'autres transitions sont possibles dans la structure multipuits. Ces transitions sont beaucoup plus faibles que la transition $1' \rightarrow 7$ mais sont néanmoins observables. Par exemple, à $E = 180\ \text{meV}$, nous observons un pic d'absorption. Dans les observations faites dans la partie 5.3, nous avons suggéré la possibilité à haute température pour les électrons

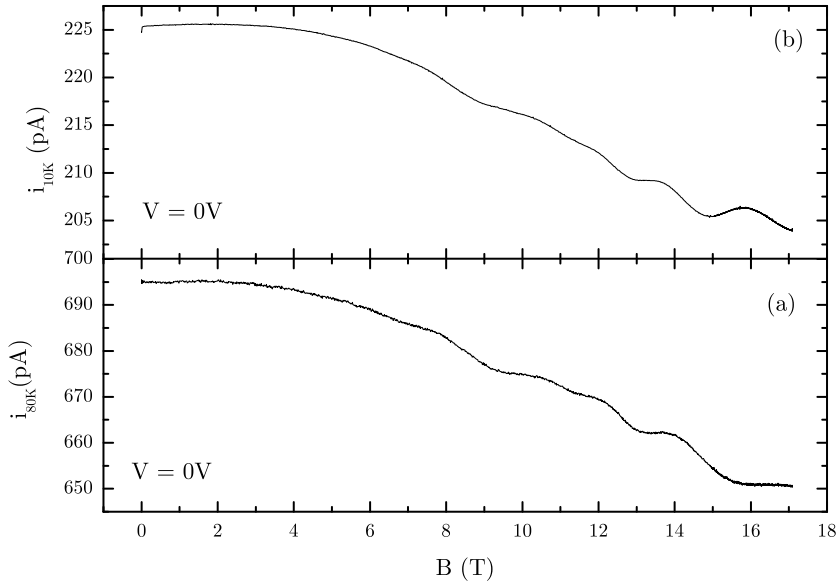


FIGURE 5.12: (a) Courant sous illumination en fonction du champ magnétique à $T = 80$ K et $V = 0$ V. (b) Courant sous illumination en fonction du champ magnétique à $T = 10$ K et $V = 0$ V.

situés sur le $E_{2'}$ de peupler le niveau du continuum $E_{g'}$. Cette transition fait intervenir une série d'oscillations dont l'énergie caractéristique est égale à $\Delta E = 180$ meV. Les mesures d'absorption réalisées à Thalès n'ont été faites qu'à une seule température, $T = 300$ K, nous ne pouvons donc étudier l'effet de la température sur la structure à multipuits.

Dans un second temps, nous avons réalisé sous illumination des mesures de courant traversant la structure QCD en fonction du champ magnétique. Dans cette configuration, le temps de thermalisation est très long (environ sept heures). Nous avons limité nos expériences à seulement deux températures. La première température étudiée est $T = 80$ K. La seconde température est bien inférieure à la précédente ($T = 10$ K). Le courant noir ayant pour origine une polarisation électrique (Part. 5.3) n'est absolument pas étudié dans cette partie puisque la tension aux bornes de l'échantillon est $V = 0$ V. Les résultats expérimentaux sont représentés à $T = 80$ K et $T = 10$ K respectivement sur les figures 5.12(a) et (b).

Sur ces deux figures, nous observons une forte modulation du courant sous illumination par le champ magnétique. A $T = 80$ K, des maxima de courant sont situés à $B = 7.8$ T, $B = 10.5$ T,

$B = 12.0\text{T}$ et $B = 14.0\text{T}$. Par contre, à $T = 10\text{K}$, les maxima sont situés à $B = 7.8\text{T}$, $B = 10.3\text{T}$, $B = 11.8\text{T}$, $B = 13.6\text{T}$ et $B = 15.8\text{T}$. Le déplacement des maxima de courant sous illumination en champ magnétique peut avoir différentes origines. Soit les mécanismes de relaxation non radiatifs mis en jeu varient en fonction de la température de l'échantillon soit les niveaux mis en jeu dans les transitions non radiatives varient. Par les mesures de réponse, nous avons montré que sous illumination, les électrons peuplant le niveau $E_{1'}$ absorbent un photon et peuplent le niveau E_7 . La variation du temps de vie du niveau E_7 en fonction du champ magnétique va influencer la valeur du courant circulant dans la structure. En effet, comme nous avons pu le voir dans la partie 5.3, en fonction de la valeur du champ magnétique l'arrangement des niveaux de Landau influence de façon importante les mécanismes de diffusion. Dans le cas du courant noir, nous avons fait l'hypothèse que le mécanisme dominant est l'absorption de phonon LO. Celle-ci est cohérente avec la nécessité de gain d'énergie pour ce transfert électronique. Le dispositif QCD sous illumination se rapproche plus du système QCL puisque l'absorption d'un photon peuple un niveau haut (E_7) et l'évolution du temps de vie de ce niveau influe sur le courant.

A partir d'un système d'équations bilan, nous élaborons un modèle qui permet de relier le courant sous illumination à la variation du temps de vie des niveaux mis en jeu. Nous supposons que les électrons sont situés sur le niveau haut du détecteur (E_7) par absorption d'un photon. Ces électrons peuvent quitter le niveau haut vers le niveau fondamental $E_{1'}$ ou vers la cascade. L'équation bilan pour le niveau 7 s'écrit :

$$(5.3) \quad \frac{dN_7}{dt} = \frac{N_{1'}}{\tau_{1'-7}} - \frac{N_7}{\tau_{7-1'}} + \frac{N_c}{\tau_{c-7}} - \frac{N_7}{\tau_{7-c}} + \alpha N_{1'}$$

où N_i est la densité d'état du niveau i , $\frac{1}{\tau_{7-c}} = \sum_{i=1}^6 \frac{1}{\tau_{7-i}}$, τ_{m-n} est le temps de diffusion d'un électron sur le niveau m vers le niveau n et α est le coefficient d'absorption d'un photon. Le courant que nous mesurons avec notre dispositif macroscopique est donné par :

$$(5.4) \quad \frac{J}{q} = \frac{N_7}{\tau_{7-c}} - \frac{N_c}{\tau_{c-7}}$$

où J est la densité de courant et q la charge de l'électron. Nous rappelons les conditions d'équilibre, sans tension de polarisation et sans lumière :

$$(5.5) \quad \begin{cases} \frac{N_{1'}^e}{\tau_{1'-7}} = \frac{N_7^e}{\tau_{7-1'}} \\ \frac{N_7^e}{\tau_{7-c}} = \frac{N_c^e}{\tau_{c-7}} \end{cases}$$

L'exposant e signifie équilibre. Nous supposons que la population du niveau 1' est identique à l'équilibre et sous illumination ($N_{1'} \approx N_{1'}^e$), en d'autres termes, la lumière incidente ne transporte qu'une partie négligeable des électrons du niveau $E_{1'}$ vers le niveau E_7 . Cette quantité correspond au courant mesuré. De façon évidente, la population du niveau E_7 varie entre l'équilibre et l'illumination ($N_7 \neq N_7^e$).

Dans l'état stationnaire, à partir des équations 5.3 et 5.4, nous trouvons :

$$(5.6) \quad \frac{J}{q} = \frac{N_7^e}{\tau_{7-1'}} - \frac{N_7}{\tau_{7-1'}} + \alpha N_{1'}$$

La variation de population du niveau 7 entre le cas sous illumination et à l'équilibre correspond à la population par absorption d'un photon, et s'écrit :

$$(5.7) \quad N_7 - N_7^e = \alpha N_{1'} \tau_7$$

où $\frac{1}{\tau_7} = \frac{1}{\tau_{7-1'}} + \frac{1}{\tau_{7-c}}$. Par conséquent, le courant traversant le QCD sous illumination est donné par :

$$(5.8) \quad \frac{J}{q} = \alpha N_{1'} \left(\frac{\tau_{7-1'}}{\tau_{7-1'} + \tau_{7-c}} \right)$$

Comme précisé précédemment, α et $N_{1'}$ sont constants, les seules variables du champ magnétique sont les temps de vie. Nous définissons un facteur d'efficacité $Q = \frac{\tau_{7-1'}}{\tau_{7-1'} + \tau_{7-c}}$.

Les temps de vie sont directement déduits par le calcul du taux de diffusion des différents mécanismes élastiques et inélastiques. D'après Leuliet *et al.* [46], deux mécanismes sont dominants dans les QCLs moyens infrarouges, l'interaction électrons-rugosité d'interface et l'interaction électron-phonon LO. Dans notre structure un troisième mécanisme de diffusion est remarquable, l'interaction électrons-impuretés ionisées. En effet, la zone dopée se situe dans le puits de la région active (au niveau de l'absorption du photon). Nous présentons dans le tableau 5.2 les

Mécanismes de diffusion	$1/\tau_{7-1}(s^{-1})$	$1/\tau_{7-c}(s^{-1})$
Phonon LO	7.0×10^{11}	7.9×10^{11}
Rugosité d'interface	2.0×10^{11}	2.5×10^{12}
Diffusion sur les impuretés ionisées	1.6×10^{13}	4.3×10^{13}

TABLEAU 5.2: Taux de diffusion des différents mécanismes de relaxation pour un électron dans la sous-bande $n = 7$ à $B = 0$ T.

différents taux de diffusion calculés pour les mécanismes de relaxation dominants à champ magnétique nul. Pour le calcul de la diffusion par émission d'un phonon, aucun paramètre ajustable n'est nécessaire, seule l'énergie du phonon LO du GaAs ($\hbar\omega_{LO} = 36$ meV) est utilisée. Pour la rugosité d'interface, nous avons utilisé une distribution Gaussienne d'autocorrélation des défauts d'interface, avec une hauteur moyenne $\Delta = 1.5 \text{ \AA}$ et une longueur de corrélation de $\Lambda = 60 \text{ \AA}$ [46, 64]. Enfin, pour le calcul du taux de diffusion des électrons sur les impuretés ionisées, le seul paramètre utilisé est le niveau de dopage dans le puits.

Nous observons qu'à champ magnétique nul (Tableau 5.2), le taux de diffusion dominant pour cette structure QCD est la diffusion des électrons sur les impuretés ionisées. Comme nous l'avons décrit dans la partie 2.3.6, ce processus est un mécanisme élastique. A partir de ces résultats, nous pouvons calculer le coefficient d'efficacité du détecteur Q , nous obtenons 73% à $B = 0$ T. Ce facteur correspond à la quantité d'électrons, parmi ceux ayant absorbé un photon, qui participent au courant sous illumination. En ce qui concerne les données dépendantes du champ magnétique, le calcul du taux de diffusion en champ magnétique par le processus d'interaction électrons-impuretés ionisées doit être réalisé. Afin de rendre compte des oscillations sur les résultats expérimentaux, nous allons utiliser un autre mécanisme élastique, l'interaction électrons-rugosité d'interface. Cette dernière n'est pas l'interaction dominante mais nous permet de faire une interprétation qualitative des oscillations.

La figure 5.13(b) représente le courant sous illumination mesuré en fonction du champ magnétique. Comme dans le cas de l'étude du courant noir, nous observons une décroissance quadratique de la courbe $i(B)$. Afin d'observer clairement les oscillations dues à l'effet du champ magnétique, nous soustrayons à la courbe expérimentale brute un fit polynomial du second ordre et obtenons la courbe présentée sur la figure 5.13(c). La figure 5.13(a) représente la simulation du facteur d'efficacité en fonction du champ magnétique calculée à partir d'un mécanisme élastique, l'interaction électron-rugosité d'interface. En comparant les oscillations de la figure 5.13(a) et (c),

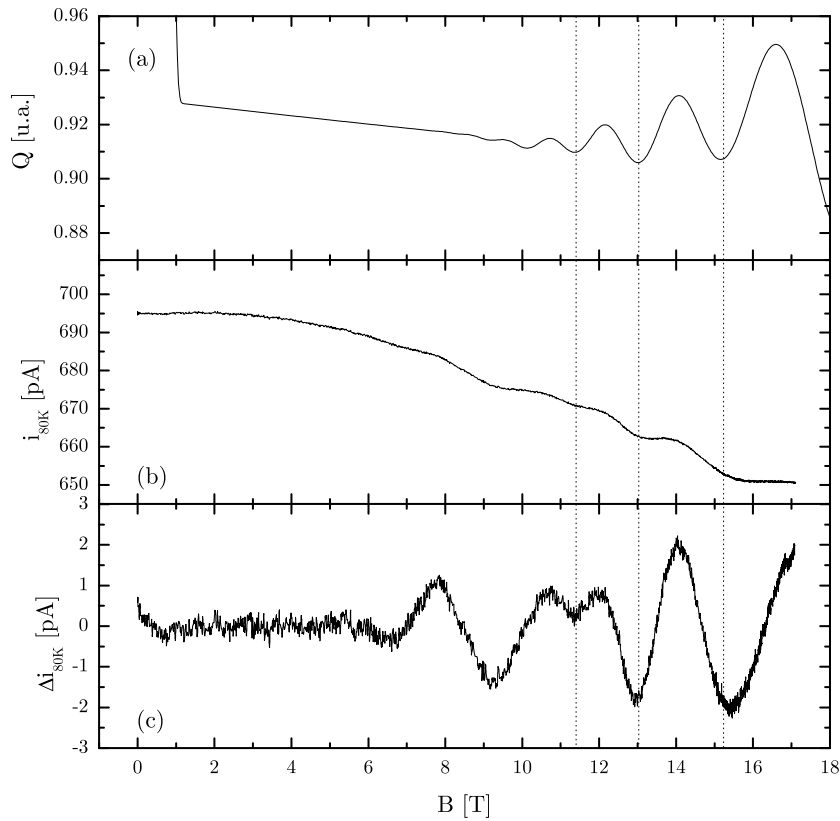


FIGURE 5.13: (a) Simulation du facteur d'efficacité Q par l'interaction électron rugosité d'interface. (b) Courant sous illumination en fonction du champ magnétique à $T = 80$ K et $V = 0$ V. (c) Courant sous illumination en fonction du champ magnétique où la contribution continue a été soustraite.

nous observons une correspondance précise entre les minima de la première courbe et ceux de la seconde. Deux oscillations ne sont pas expliquées par ce calcul (les maxima situés à $B = 5.7$ T et $B = 7.8$ T) et nous verrons par la suite la raison de cette augmentation de courant. Pour tous les minima de courant situés à $B = 11.4$ T, $B = 13.0$ T et $B = 15.2$ T, nous avons une très bonne concordance entre les données expérimentales et la simulation. Nous en déduisons que ces oscillations ont pour origine un mécanisme élastique.

Les mécanismes que nous avons étudiés dans cette structure ne dépendent pas de la température ou de façon non significative. En effet, la rugosité d'interface a seulement pour origine l'empilement des couches et la qualité des interfaces. La diffusion des porteurs sur les impuretés ionisées

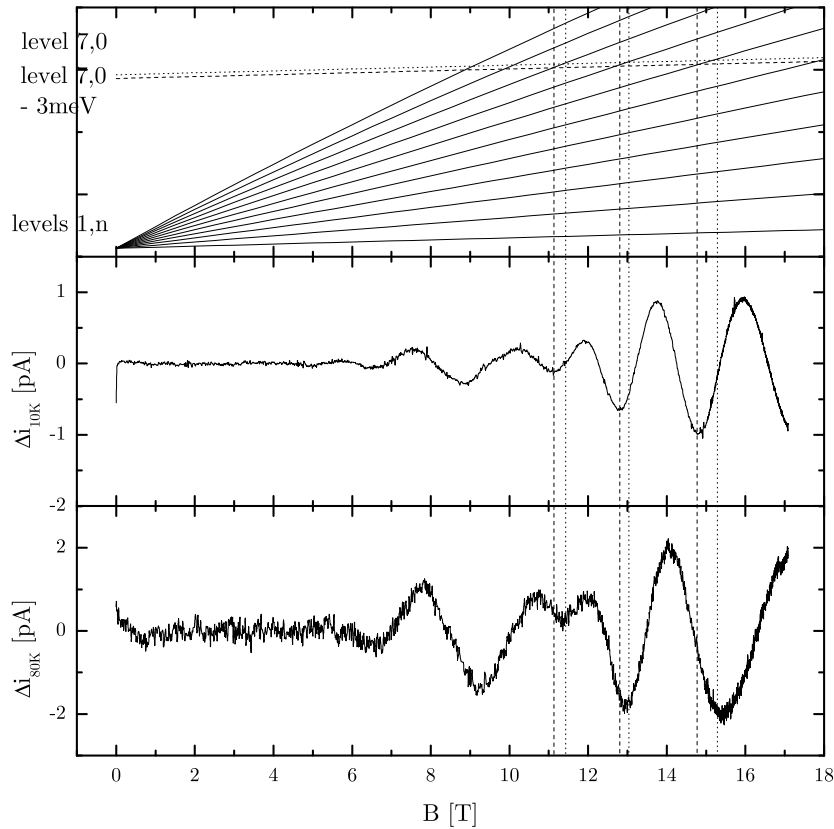


FIGURE 5.14: (a) Diagramme d'évolution des niveaux de Landau en fonction du champ magnétique pour les niveaux $E_{1'}$ et E_7 . (b) Courant sous illumination en fonction du champ magnétique où la contribution continue a été soustraite à $T = 10\text{ K}$. (c) Courant sous illumination en fonction du champ magnétique où la contribution continue a été soustraite à $T = 80\text{ K}$.

est intrinsèque à l'échantillon et en particulier à son dopage. Ces deux mécanismes de diffusion sont donc simplement dépendants de la structure et non de la température de l'échantillon. Le troisième mécanisme de diffusion étudié, l'émission de phonon LO, dépend de la température par le facteur $(1 + n_{LO})$, mais aux températures étudiées $n_{LO}(T = 10\text{ K}) \ll n_{LO}(T = 80\text{ K}) \ll 1$. Nous pouvons alors supposer que le taux de diffusion est globalement indépendant de la température. Pour autant, nous observons une différence de comportement entre les données à $T = 80\text{ K}$ (Fig. 5.12(a)) et à $T = 10\text{ K}$ (Fig. 5.12(b)).

Afin de comprendre le comportement en température de l'échantillon, nous traçons sur la fi-

gure 5.14(a) un diagramme représentant l'évolution des niveaux de Landau en fonction du champ magnétique et comparons cette évolution avec les données expérimentales auxquelles nous avons soustrait le fond continu (Fig. 5.14(b) et (c)). Nous retrouvons les minima observés sur la courbe $\Delta i_{80\text{K}}$ et illustrons l'origine de ces minima par le croisement des niveaux de Landau $|1', n\rangle$ avec le niveau de Landau fondamental du niveau 7 : $|7, 0\rangle$. Nous avons montré précédemment qu'un mécanisme élastique permet le passage des électrons de $|7, 0\rangle$ vers $|1', n\rangle$. Par des considérations à champ magnétique nul, nous supposons que ce mécanisme est l'interaction électron impuretés ionisées.

Pour expliquer la différence en température, nous traçons sur la figure 5.14(a) un pseudo niveau situé 3 meV en dessous du niveau $|7, 0\rangle$. Si nous pointons le croisement des niveaux de Landau $|1', n\rangle$ avec ce pseudo niveau $|7, 0\rangle - 3\text{ meV}$, nous retrouvons bien les minima observés sur la figure 5.14(b), à $T = 10\text{ K}$. Une hypothèse qualitative de ce déplacement en énergie de 3 meV peut être donnée. A haute température ($T = 80\text{ K}$), la plupart des impuretés sont ionisées, les électrons sont alors sur l'état $|1'\rangle$ et les états liés des donneurs sont vides. Lors de la diffusion depuis le niveau $|7, 0\rangle$, les porteurs vont vers ces états vides situés en dessous du niveau $|1', 0\rangle$. A basse température ($T = 10\text{ K}$), les impuretés ne sont pas totalement ionisées, les électrons sont alors sur les états liés des donneurs. Lors de la diffusion depuis le niveau $|7, 0\rangle$, les porteurs vont alors vers les états vides, sur le niveau $|1', 0\rangle$. La différence de 3 meV entre les deux températures est proche de l'énergie d'activation des porteurs dans le puits. Celle-ci dépend de la position des impuretés dans le puits [43].

D'après la figure 5.14(b), nous observons deux maxima situés à $B = 5.7\text{ T}$ et $B = 7.5\text{ T}$, moins visibles sur la courbe 5.14(c) à cause du bruit de l'expérience. Si nous supposons que ces deux maxima appartiennent à la même série d'oscillations, alors l'énergie caractéristique de cette série est 40 meV. Le niveau $E_{9'}$ est séparé du niveau E_7 par exactement 40 meV. Nous avons montré dans la partie 5.3 et sur la figure d'absorption (Fig. 5.11(b)) que le niveau $E_{9'}$ est peuplé d'électrons. Par conséquent, l'hypothèse que nous formulons est la suivante. Lors du croisement des niveaux de Landau $|7, n\rangle$ avec le niveau fondamental ($|9', 0\rangle$), les électrons peuplant le niveau $|9', 0\rangle$ diffusent de façon élastique sur les niveaux $|7, n\rangle$. Par ce processus, la population du niveau 7 augmente, ce qui implique une augmentation de courant lors du croisement des niveaux de Landau.

Conclusion partielle

Par ces expériences sous illumination, nous avons réussi à expliquer le transport et le fonctionnement du QCD. Les expériences en champ magnétique ont permis de mettre en évidence un mécanisme élastique dominant dans ces structures. Nous supposons que le mécanisme dominant est la diffusion des porteurs sur les impuretés ionisées à partir d'une comparaison des mécanismes mis en jeu à $B = 0$ T. Nous avons établi un modèle rendant compte de l'évolution en champ magnétique de ce courant. Les simulations sont cohérentes avec les données expérimentales. Grâce à ces observations nous avons établi un critère d'efficacité du QCD, le facteur Q . Pour obtenir une description complète du système en champ magnétique il est nécessaire de développer le calcul du taux de diffusion par les impuretés ionisées.

5.5 Conclusion

Grâce au champ magnétique et à la quantification du mouvement des électrons dans le plan des couches, nous avons réussi à caractériser les détecteurs à cascade quantique dans deux configurations, sans et sous illumination. Dans la première configuration, par des mesures de courant noir (sans illumination), nous avons mis à jour des fuites possibles d'une cascade vers la cascade suivante. Le processus de diffusion permettant ce transfert électronique a été identifié comme étant l'absorption de phonon LO. Nous avons mis en évidence la dépendance en température des canaux de fuites. En effet, plus la température de l'échantillon est élevée, plus l'énergie de la transition de fuite est grande. A partir du courant noir, nous avons mis en évidence une transition d'un état lié d'un puits vers le continuum d'état au dessus des barrières. L'importance de cette transition grandit avec la température de l'échantillon. Dans le cas d'une légère polarisation, nous pouvons alors supposer que cette transition est le facteur limitant le fonctionnement de la structure à haute température.

Dans la seconde configuration, sous illumination, nous avons mis en évidence que le processus de diffusion dominant est élastique. Nous avons émis l'hypothèse que ce processus peut être la diffusion des électrons sur les impuretés ionisées. A partir de cette démonstration, nous avons élaboré un modèle décrivant le transport dans cette structure. La variation expérimentale du courant en fonction du champ magnétique nous a permis de vérifier notre modèle. La confirmation du mécanisme dominant dans la structure est à réaliser. Si notre hypothèse s'avère correcte, alors la position des impuretés dans la structure est un point fondamental pour une amélioration

des caractéristiques de détection de la structure.

Conclusion et Perspectives

Ce travail de thèse s'est concentré sur deux types de structure à multipuits quantiques. Ces dispositifs complexes émettent ou détectent dans l'infrarouge. L'intérêt de ces structures en termes d'applications possibles est très grand. Les structures à cascade quantique résultent de ce que l'on appelle l'ingénierie de bande. La réalisation de ces structures consiste en un empilement de couches de deux semiconducteurs. Par le choix des épaisseurs de couches, les caractéristiques des lasers ou détecteurs à cascade quantique peuvent être modifiées. Il est donc nécessaire de connaître et de comprendre de façon précise le mode de fonctionnement de ces structures pour choisir un empilement de couches satisfaisant les attentes de l'utilisateur. Pour les deux dispositifs (laser et détecteur), le fonctionnement résulte d'une compétition entre les mécanismes radiatifs et non-radiatifs. Les processus de relaxation non-radiatifs sont nombreux dans les structures à multipuits quantiques. En général, plusieurs mécanismes de diffusion se superposent. Une analyse de ces processus est alors un point important pour la compréhension de ces structures. La principale technique expérimentale que nous avons utilisé pour réaliser cette étude est le champ magnétique. En effet, celui-ci appliqué perpendiculairement aux couches de la structure permet de quantifier les états 2D des puits quantiques en niveaux de Landau discrets (0D). Les processus de relaxation ont un comportement identifiable en champ magnétique, ainsi cette technique expérimentale est apparue efficace pour la compréhension de ces structures.

Pour la première structure étudiée, le laser à cascade quantique émettant dans le THz, nous avons montré l'influence du champ magnétique sur la variation du courant seuil du laser, la

puissance laser émise et le courant traversant la structure. Pour chacune de ces grandeurs expérimentales, nous avons observé des oscillations en fonction du champ magnétique. Pour différents QCLs THz, nous avons montré que plusieurs mécanismes de diffusion jouent un rôle dominant. La structure QCL "niveau lié vers continuum", nous a permis de mettre en évidence un processus de diffusion élastique dominant comme la rugosité d'interface. Pour la structure "dépopulation par phonon LO", le mécanisme dominant est aussi élastique mais une étude à $B = 0$ T nous laisse supposer qu'il s'agit de la diffusion des porteurs sur les impuretés ionisées. A ce processus élastique s'ajoute un second mécanisme inélastique, l'interaction électron phonon LO. De plus, par une étude spectrale du laser, nous avons mis en évidence une variation de la longueur d'onde d'émission du laser en champ magnétique. La variation en énergie de seulement 1 meV de la raie d'émission laser est explicable par une thermalisation intra-niveau de Landau des porteurs lorsque le système est au dessus de la limite quantique. Enfin la dernière structure QCL nous a permis de mettre en évidence l'existence d'une population d'électrons chauds sur le niveau haut de la transition laser. Grâce à l'interprétation de la puissance laser émise en fonction du champ magnétique, nous avons évalué la température électronique à $T_e = 150$ K.

L'étude en champ magnétique parallèle aux couches nous a permis d'étudier les lasers à cascade quantique dans une configuration non usuelle. Celle-ci nous a permis de nous familiariser avec l'influence du champ magnétique appliqué dans le plan des couches de la structure à multi-puits. A partir de ces résultats, plusieurs pistes sont proposées pour notamment réussir à évaluer la position du niveau de Fermi.

L'étude en champ magnétique des détecteurs à cascade quantique nous a permis d'expliquer le comportement de la structure sans et sous illumination. Des fuites électroniques ont été mises en évidence par une étude du courant d'obscurité. Le mécanisme de diffusion qui induit ce courant de fuite est l'absorption de phonon LO par les porteurs. Grâce à une analyse de Fourier des spectres obtenus, nous avons réussi à mettre en évidence une superposition de transitions diagonales d'une cascade à l'autre. Les transitions observées sont dépendantes de la température de la structure. Plus la température est élevée, plus la transition de fuite a une énergie grande. La seconde étude menée sous illumination, nous a permis de réaliser un modèle décrivant le transport dans le détecteur dans cette configuration. Nous avons ainsi mis en évidence un facteur d'efficacité du QCD dépendant du temps de vie des niveaux mis en jeu. Nous sommes arrivés à la conclusion que le mécanisme dominant est élastique. Par une étude à champ magnétique

nul, nous supposons que la diffusion des porteurs sur les impuretés ionisées limite la réponse du détecteur.

Toutes ces observations permettent de mieux comprendre le transport électronique dans ces structures très complexes. Les mécanismes de diffusion limitant le fonctionnement des structures sont pour la plupart identifiés. L'élaboration d'un modèle complet décrivant le transport avec l'ensemble des processus de diffusion doit se baser sur les observations faites dans ce travail de thèse. A plusieurs reprises, la diffusion sur les impuretés est apparue comme un processus dominant dans les structures. En effet la zone dopée étant proche de la zone active, cette observation est cohérente. Une simulation de ce mécanisme en champ magnétique permettrait de vérifier l'hypothèse basée sur le calcul à champ nul. Si la diffusion sur les impuretés est identifiée comme étant un mécanisme limitant, il sera alors nécessaire d'envisager une autre position pour les impuretés.

Les expériences en champ magnétique parallèle aux couches ont permis d'observer une grandeur intéressante dans les lasers à cascade quantique. Une étude complémentaire permettant en particulier d'observer l'émission spontanée des lasers permettrait de comprendre le comportement en champ magnétique sur une grande gamme de champ.

Un autre projet ambitieux serait d'observer une émission radiative entre les niveaux de Landau. Dans le modèle théorique présenté, nous avons émis l'hypothèse d'une émission cyclotron, d'énergie $\hbar\omega_c$. Cette proposition consiste à peupler les niveaux de Landau excités de l'état bas par une diffusion élastique avec un état haut. Les porteurs émettent ensuite un photon vers le niveau de Landau d'indice inférieur, l'onde résultante est polarisée TE. Par ce processus d'émission, la longueur d'onde ne dépend plus exclusivement des épaisseurs de couches mais aussi du champ magnétique appliqué. Celui-ci pouvant être modifié, nous pouvons alors imaginer une structure ajustable en longueur d'onde par le champ magnétique.

Barrier breakdown in multiple quantum well structure

APPLIED PHYSICS LETTERS 92, 202110 (2008)

Barrier breakdown in multiple quantum well structureAurore Gomez,^{1,2} Vincent Berger,^{1,2,a)} Nicolas Péré-Laperne,³ and Louis-Anne De Vaultchier³¹Alcatel-Thales 3-5 lab, Route départementale 128, 91767 Palaiseau Cedex, France²Laboratoire MPQ, Université Paris 7, Bat. Condorcet, Case 7021, 75205 Paris Cedex 13, France³Laboratoire Pierre Aigrain, Ecole normale supérieure, 24 Rue Lhomond, 75005 Paris, France

(Received 15 January 2008; accepted 16 April 2008; published online 20 May 2008)

We explore a regime of unipolar electronic transport in a multiple quantum well structure with very large current discontinuities—up to five orders of magnitude. Magnetotransport experiments reveal different transport regimes. Quantum well impact ionization shifts the structure from a resistive “down” state, where the current flows through interwell quantum tunneling, to a highly conductive “up” state. In the latter regime, the current leaks through a barrier suddenly broken down because of an efficient ionization of the first quantum well. This mechanism might open the way to original devices based on unipolar impact ionization. © 2008 American Institute of Physics.
[DOI: 10.1063/1.2927472]

Large current discontinuities and instabilities have been observed in different types of semiconductors heterostructures. This has illustrated fundamental aspects such as quantum tunneling and has also given birth to many important devices from detectors to microwave sources.¹ Different physical mechanisms are usually responsible for current discontinuities: thermal instabilities,² band to band tunneling,³ intraband tunneling,⁴ or impact ionization, and avalanche multiplication.⁵ Impact ionization is known as a factor of instabilities in bulk materials⁶ and in different quantum well (QW) devices.^{7,8} It has also been observed in multiple QW structures,⁹ and is responsible for an important noise in QW infrared photodetectors (QWIPs). In this letter, impact ionization is found to be responsible for huge current discontinuities up to several orders of magnitude.

The sample contains 30 GaAs QWs of thickness $L_w = 15.5$ nm separated by 70.2 nm (L_b) wide $\text{Al}_{0.03}\text{Ga}_{0.97}\text{As}$ barriers. Each QW is n doped with $n_{2D} = 6.10^{10} \text{ cm}^{-2}$. This structure is embedded between two contacts doped up to 10^{17} cm^{-3} . The sample was initially proposed for infrared QW detection and grown by molecular beam epitaxy in the group of H.C. Liu at the National Research Council Canada. The performances of this detector (referred to as V266 in Ref. 10) were fully characterized in Ref. 10. The shallow QWs contain only one confined bound state (with an energy confinement E_1 of 8.6 meV). This leads to an infrared photodetector with a photoresponse peaked at a wavelength of $56 \mu\text{m}$ at an energy slightly above the difference between the fundamental level and the barrier, equal to 18 meV.

The $I(V)$ characteristics at zero magnetic field and at a temperature of 1.5 K is shown in Fig. 1. At low bias, the current is classically attributed to direct tunneling between adjacent QWs. At such low temperature and bias, electrons do not have enough energy to escape from the QWs. The Fermi level E_{Fw} is situated 2 meV above the ground state E_1 . The thermal energy at 1.5 K is only about to $125 \mu\text{eV}$. The energy drop is equal to 4 meV along one barrier width at 0.15 V. These energies are small compared to the one of the continuum which is 18 meV above the fundamental level.

When the bias is increased, at a threshold of 0.255 V, the current shows an abrupt increase of more than five orders of magnitude, reaching a typical value of 2.4 A/cm^2 at a voltage of 0.3 V. This remarkable transition of the system from a “down” to an “up” state shows that the physical mechanism governing the electronic transport is totally different. In this regime, the electronic injection in the structure is very efficient and implies a barrier breakdown at the contact. This barrier breakdown means that the first QW is emptied of its electrons, resulting in an electric field discontinuity at the first QW and, therefore, a strong electric field upstream this well.

Let us study the down state regime of interwell tunneling. The current density can be described with a classical theory of electron elastic emission through a confinement barrier. It is given by the product $J_{\text{down}} = n_{2D} q \tau_{\text{tunnel}}^{-1}$, where the time τ_{tunnel} is classically related to the energy of electrons E_1 , the QW thickness L_w , and the tunnel probability P by $\tau_{\text{tunnel}} = [2L_w/v_1]P^{-1}$ (with $E_1 = mv_1^2/2$). The tunnel probability P through the barrier separating the two QWs is given by¹¹

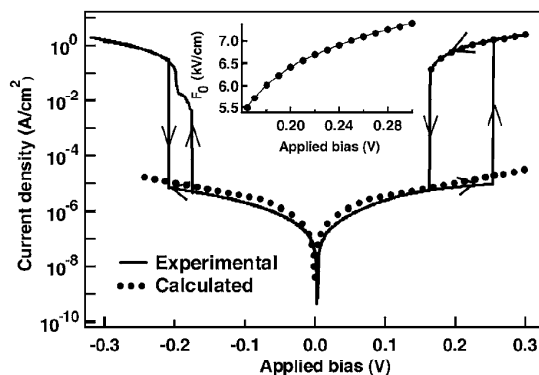


FIG. 1. Current density as a function of the applied bias. The arrows indicate the increasing and decreasing bias paths. The dotted line is the modeling of the current in the down state given by Eq. (2) and in the up state given by Eq. (3). The inset shows the electric field F_0 extracted from the current J_{up} .

^{a)}Author to whom correspondence should be addressed. Electronic mail: vincent.berger@univ-paris-diderot.fr.

$$P = \exp \left\{ -\frac{4}{3qF} \sqrt{\frac{2m^*}{\hbar^2}} \times [(V_b - E_1)^{3/2} - (V_b - E_1 - qFL_b)^{3/2}] \right\} \quad (1)$$

with F as the electric field and V_b as the barrier height. The total current expression also needs to take into account the current coming backwards from the lower energy QW (significant only for electric fields lower than 250 V/cm). The current density is finally given by

$$J_{\text{down}} = \frac{qm^*k_B T}{\pi \hbar^2} \tau_{\text{tunnel}}^{-1} \log \left[\frac{1 + \exp\left(\frac{E_{F_w} - E_1}{k_B T}\right)}{1 + \exp\left(\frac{E_{F_w} - qFL_b - E_1}{k_B T}\right)} \right]. \quad (2)$$

Equation (2) has been used to approximate the current density in Fig. 1, with an excellent agreement. This validates the physical interpretation of this down regime.

Let us switch now to the description of the up state. The very high current density directly gives the value of the electric field F_0 on the injection barrier. This electric field is high enough for the electrons to tunnel through a triangular barrier (i.e., $F_0 L_b > 18$ meV). In this case, the relation between F_0 and the current density J_{up} can be described by a Wentzel-Kramers-Brillouin expression,

$$J_{\text{up}} = \frac{qm^*k_B T}{2\pi^2 \hbar^3} \int_0^{V_b} \exp \left[\left(-\frac{4}{3qF_0} \right) \sqrt{\frac{2m^*}{\hbar^2}} (V_b - E)^{3/2} \right] \times \log \left[1 + \exp \left(\frac{E_{F_c} - E}{k_B T} \right) \right] dE \quad (3)$$

with E_{F_c} , the Fermi level in the contact. In this expression, the backward current has been neglected (consistently with the high value of the electric field). For example, with $j_{\text{up}} = 2.4$ A/cm² at 0.3 V, this expression leads to an electric field $F_0 = 7.3$ kV/cm, and to an energy drop of 51 meV along the first barrier.

This first barrier breakdown is explained by the following arguments: for a sufficiently high electric field, part of the electrons can escape and flow above the barrier. This induces impact ionization of the first QW and further increases the number of electrons in the continuum. The effect of this impact ionization process is to deplete the QW, resulting in a positive charge in this QW, due to silicon donors. As a result, at this first QW, an electric field discontinuity ΔF proportional to the QW depletion ρ_S occurs according to Poisson relation $\Delta F = -e\rho_S/\epsilon_0\epsilon_r$. This increase in the electric field further amplifies the current injection in the continuum, according to Eq. (3), and induces more impact ionization. These impact ionization processes have already been observed in the context of QWIPs.⁹ They are responsible for excess current and noise in these devices, especially in long wavelength detectors. In our case, the shallow nature of the QW and the very low temperature both dramatically enhance this effect, leading to the barrier breakdown. The depletion of this QW is then abruptly completed by the catastrophic process where impact ionizations induce higher upstream elec-

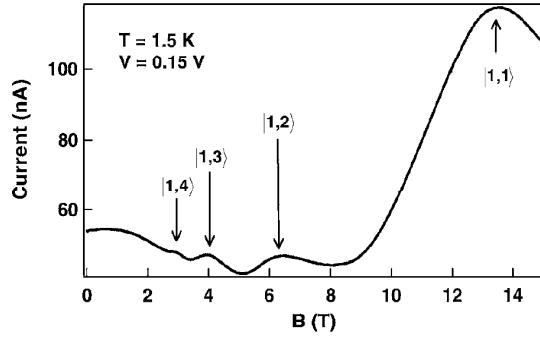


FIG. 2. Current in the down state as a function of the magnetic field. Resonances occur when a Landau level is resonant with the barrier.

tric field and therefore impact ionizations. Through this transition, the QW has switched from a “full” state to a “quasi empty” one.

This behavior is confirmed by the hysteresis in the $I(V)$ curve, where the threshold going back from the up state to the down state is observed at a lower bias (0.164 V). Once the QW is empty, the system is stable in the up state with the high electric field, and a lower bias is necessary to force the electric field to come back to a low value. The asymmetry of the $I(V)$ between negative and positive biases is classical in the context of QWIPs and is due to silicon and aluminum segregation in the QW.

Magnetotransport experiments emphasize the importance of the capture by impact ionization in this process. The current as a function of the magnetic field is shown in Fig. 2 at 0.15 V for a temperature of 1.5 K. Electric and magnetic fields are parallel to the growth axis. Strong resonances are observed, and appear at magnetic fields such that different Landau levels are resonant with the barrier. These resonances are labeled on Fig. 2 with different Landau indices. For magnetic fields equal to 2.9, 4, 6.4, and 13.5 T, the respective $|1,4\rangle$, $|1,3\rangle$, $|1,2\rangle$, and $|1,1\rangle$ Landau levels are resonant with the barrier [using the usual expression $E(n,p) = E_n^0 + (1/2+p)\hbar eB/m^*$, where n and p are, respectively, the subband and the Landau level indexes]. When such a resonance occurs, some electrons can transfer to the high Landau level density of states, and escape to the continuum, leading to an additional current. This process to a quasibound Landau level can be mediated through different scattering mechanisms, such as electron-electron interaction,¹² impurity scattering or interface roughness.¹³ The population of electrons on these excited Landau levels at such a low temperature implies that the system remains in a nonequilibrium state characterized by an electronic temperature larger than the lattice temperature.¹⁴

The density of states in Landau levels increases with the magnetic field, and results in a stronger current enhancement for $|1,1\rangle$ resonances than for lower magnetic field resonances, in agreement with observations of Fig. 2. On the other side, when the magnetic field is such that no Landau level is resonant with the barrier, the current is lower because the electronic states are either below the barrier (with a low escape probability) or above the barrier, and the energy necessary for inelastic scattering is higher, decreasing the probability of this process.

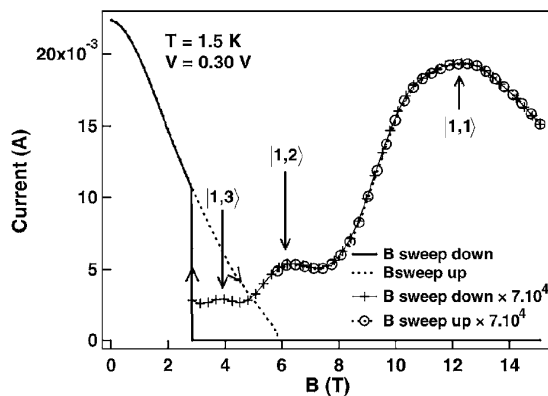
202110-3 Gomez *et al.*Appl. Phys. Lett. **92**, 202110 (2008)

FIG. 3. Current switch off and on as a function of the magnetic field.

The current as a function of the magnetic field is shown in Fig. 3 with the multiple QW in the up state ($V=0.3$ V, $T=1.5$ K). The main effect of the magnetic field is to suppress the current, turning the sample back to the down state, with a hysteresis behavior. Once in the down state, the current as a function of the magnetic field shows the same resonances as described before (amplified by a factor 70 000 in Fig. 3 for clarity). The position of the resonances between the Landau levels and the continuum are slightly shifted to lower magnetic field with respect to Fig. 2 consistently with barrier lowering with the electric field. This up to down state transition of the multiple QW structure with the magnetic field is a signature of the role of impact ionization. Under magnetic field, the density of states continuously switches from a continuum to a discrete structure. When this discrete structure is established (when the Landau level separation is greater than the finess), the conservation of energy drastically reduces the number of electronic states suitable for an impact ionization. This relies on the same mechanism as the LO phonon relaxation bottleneck in quantum boxes¹⁵ or in QWs under magnetic field.¹⁶ Impact ionization disappears. Since impact ionization is necessary for the up state, the system necessarily switches back to the down state. The effect of magnetic field on impact ionization was shown with impurities in bulk materials.¹⁷

These transport regimes are confirmed in the measurements of the current as a function of the inverse of the temperature. In the up state, the current remains stable with the temperature. As expected, no activation energy is associated with the huge tunneling current resulting from the injection barrier breakdown. In the down state, at low temperature (<10 K), elastic interwell tunneling does not depend on the

temperature. At higher temperature (>10 K), dark transport evolves from an interwell tunneling regime to a thermoionic one with a corresponding activation energy E_a of 18 meV related to acoustic phonon absorption from the confined level E_1 to the continuum, as expected.

In conclusion, we have explored a regime of electronic transport in multiple QWs where huge barrier breakdowns induce current transitions of more than five orders of magnitude. Barrier breakdown is due to QW impact ionization. Beyond the interest of this physical mechanism, we expect that this original effect can be used to design devices such as very high frequency microwave generators, or terahertz avalanche unipolar detectors with the perspectives of photon counting in the terahertz range.

The authors are deeply indebted to H. C. Liu for providing the sample V266 of Ref. 10 and also to M. Carras and Y. Guldner for fruitful discussions. One of the authors (A.G.) is supported by a DGA fellowship.

- ¹S. M. Sze, *Physics of Semiconductor Devices* (Wiley, New York, 1981).
- ²M. J. O. Strutt, *Semiconductor Devices* (Academic, New York, 1966), Vol. 1.
- ³L. Esaki, *Phys. Rev.* **109**, 603 (1958).
- ⁴A. G. Chynoweth, W. L. Feldmann, and R. A. Logan, *Phys. Rev.* **121**, 684 (1961).
- ⁵B. Vinter and C. Weisbush, *Quantum Semiconductor Structures* (Elsevier, New York, 1991).
- ⁶E. Scholl, *Nonequilibrium Phase Transition in Semiconductors* (Springer, Berlin, 1987).
- ⁷A. G. U. Perera, S. G. Matsik, V. Y. Letov, H. C. Liu, M. Gao, M. Buchanan, and W. J. Schaff, *Solid-State Electron.* **45**, 1121 (2001).
- ⁸M. Yin, P. M. Smowton, P. Blood, B. McAuley, and C. C. Button, *Solid-State Electron.* **45**, 447 (2001).
- ⁹L. Gendron, V. Berger, B. Vinter, E. Costard, M. Carras, A. Nedelcu, and P. Bois, *Semicond. Sci. Technol.* **19**, 219 (2004).
- ¹⁰H. Luo, H. C. Liu, C. Y. Song, and Z. R. Wasilewski, *Appl. Phys. Lett.* **86**, 231103 (2005).
- ¹¹*Berkeley Physics Courses: Quantum Physics* (McGraw-Hill, New York, 1998), Vol. 4.
- ¹²K. Kempa, Y. Zhou, J. R. Engelbrecht, and P. Bakshi, *Phys. Rev. B* **68**, 085302 (2003).
- ¹³A. Leuliet, A. Vasanelli, A. Wade, G. Fedorov, D. Smirnov, G. Bastard, and C. Sirtori, *Phys. Rev. B* **73**, 085311 (2006).
- ¹⁴N. Péré-Laperne, L. A. de Vaulchier, Y. Guldner, G. Bastard, G. Scalari, M. Giovannini, J. Faist, A. Vasanelli, S. Dhillon, and C. Sirtori, *Appl. Phys. Lett.* **91**, 062102 (2007).
- ¹⁵H. Benisty, C. M. Sotomayor-Torrès, and C. Weisbuch, *Phys. Rev. B* **44**, 10945 (1991); H. Benisty, *ibid.* **51**, 13281 (1995); J. Uryama, B. Norris, J. Singh, and P. Bhattacharya, *Phys. Rev. Lett.* **86**, 4930 (2001).
- ¹⁶B. N. Murdin, A. R. Hollingworth, M. Kamal-Saadi, R. T. Kotitschke, C. M. Ciesla, C. R. Pidgeon, P. C. Findlay, H. P. Pellemans, C. J. Langerak, A. C. Rowe, R. A. Stradling, and E. Gornik, *Phys. Rev. B* **59**, R7817 (1999).
- ¹⁷K. Aoki, T. Kondo, and T. Watanabe, *Solid State Commun.* **77**, 91 (1991).

Inter-Landau level scattering and LO-phonon emission in terahertz quantum cascade laser

Inter-Landau level scattering and LO-phonon emission in terahertz quantum cascade laser

N. Péré-Laperne, L. A. de Vaulchier,^{a)} Y. Guldner, and G. Bastard
Laboratoire Pierre Aigrain, Ecole Normale Supérieure, 24 rue Lhomond, 75231 Paris Cedex 05, France

G. Scalari, M. Giovannini, and J. Faist
Institute of Physics, University of Neuchâtel, CH-2000 Neuchâtel, Switzerland

A. Vasanelli, S. Dhillon, and C. Sirtori
Laboratoire Matériaux et Phénomènes Quantiques, Université Denis Diderot Paris VII, F-75005 Paris, France

(Received 23 May 2007; accepted 5 July 2007; published online 6 August 2007)

A terahertz quantum cascade laser (QCL) structure based on a bound to continuum and LO-phonon extraction stage is studied under a strong magnetic field. Two series of power oscillations as a function of magnetic field are observed. Comprehensive simulations of the lifetimes allow the first series to be assigned to interface roughness (elastic) and the second to LO-phonon scattering (inelastic) of hot carriers in an excited Landau level, previously unobserved in terahertz QCL. The authors demonstrate that for the latter, the thermal electron distribution in the upper laser state leads to a breaking of the population inversion and hence laser action. © 2007 American Institute of Physics. [DOI: 10.1063/1.2766862]

Quantum cascade lasers (QCLs) operating in the terahertz domain have recently attracted considerable attention, owing to the fact that these unipolar semiconductor lasers are the only compact and coherent solid-state sources available in this frequency range. The observation of laser action below the reststrahlen band of GaAs ($\hbar\omega_{LO} \sim 36$ meV) was made possible by various designs of the active region in order to obtain population inversion between two levels closely spaced in energy. The combination of a long lifetime and good injection efficiency of the upper state with an efficient extraction of the lower state is the major challenge in order to obtain reasonable output power and high operating temperature. The first terahertz QCLs were based on chirped superlattice structures in which the laser transition occurs between the states of a superlattice minigap^{1,2} while, more recently, “bound to continuum” designs have been studied.^{3,4} In this latter design, electrons are injected into an isolated state and a miniband is employed as extraction mechanism to reduce the lower state lifetime. Designs using LO-phonon scattering for electron depopulation of the lower state have also been realized.⁵⁻⁷ Such a depopulation mechanism offers the advantage to be extremely fast and has allowed the highest working temperatures. Recently, Scalari *et al.*⁸ significantly improved the performances of a bound to continuum terahertz laser by realizing a structure in which the extraction miniband is coupled to a LO-phonon stage. In this way they reduced the thermal backfilling of the lower state of the laser transition and obtained laser action up to 116 K in pulsed operation and 53 K in continuous wave at 3.6 THz ($\lambda = 82 \mu\text{m}$).

In this work we study the effect of a strong magnetic field applied parallel to the growth axis on the terahertz laser presented in Ref. 8. Under an applied magnetic field, each subband $|i\rangle$ splits into a ladder of Landau levels (LLs) $|i, n\rangle$ with energies

$$E_{i,n} = E_i + (n + 1/2)\hbar\omega_c, \quad (1)$$

where n is an integer and $\omega_c = eB/m^*$ is the cyclotron frequency (e is the electron charge and m^* is the energy dependent electron effective mass). The emitted power oscillates as a function of the magnetic field. These oscillations have already been observed in several mid- and far-infrared QCLs^{9,10} and ascribed to the fact that the lifetime of the upper state of the laser transition oscillates with B . We will show that our terahertz QCL presents a further series of oscillations, corresponding to a LO-phonon emission from hot electrons thermally distributed in the LLs of the upper subband of the laser transition. We will show that this effect is consistent with an electronic temperature $T_e = T_l + 150$ K, where T_e is the electronic temperature and T_l is the lattice one.

The QCL active region consists of 120 periods of a GaAs/Al_{0.15}Ga_{0.85}As sequence grown on a GaAs semi-insulating substrate as described in Ref. 8. In Fig. 1 we show the band diagram of one period of the active region under an electric field of 4 kV/cm, obtained using a self-consistent Schrödinger-Poisson calculation. The square moduli of the relevant wave functions are also shown, using the same indices for the various levels as in Ref. 8. The ground level of the two large coupled quantum wells forming the LO-phonon extraction stage is labeled $|1\rangle$ and its first excited level is aligned resonantly with the extraction miniband, giving rise to levels labeled $|3\rangle$ – $|7\rangle$. Finally, state $|9\rangle$ is the isolated level which is created inside the minigap in the thin well adjacent to the injection barrier and is resonant with state $|1'\rangle$ of the previous period. The radiative transition occurs between levels $|9\rangle$ and $|7\rangle$ ($E_{9,7} = 15$ meV). The energy separation $E_{7,1}$ is calculated to be 32 meV, close to 36 meV. This large energy separation was designed to reduce the lower state lifetime by allowing electron-LO-phonon scattering.

Lasers were processed into $160 \mu\text{m}$ wide and 1.5 mm long ridge waveguides. They were mounted inside an insert at the center of a superconducting coil where a magnetic field

^{a)}Electronic mail: louis-anne.devalchier@lpa.ens.fr

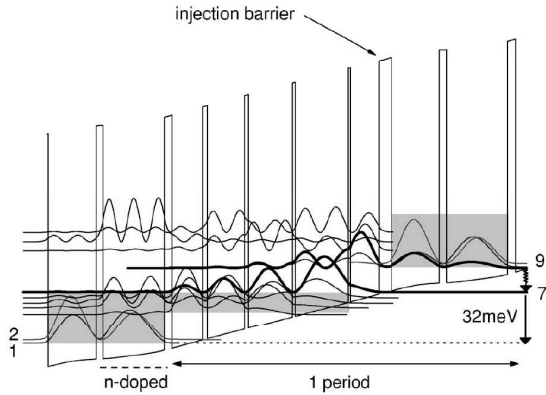


FIG. 1. Self-consistent solution of coupled Schrödinger and Poisson's equations for one period of the structure. Layer sequence starting from injection barrier is as follows: **42/100/7/183/10/152/13/127/17/105/27/211/24/165** (underlined layer is Si doped at $3.8 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ and figures in bold type are $\text{Al}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{As}$ layers).

B up to 15 T could be applied parallel to the growth axis. Light emitted by the laser was focused onto a composite silicon bolometer placed 5 cm below the device. The variation of the output power P as a function of B at $T=2 \text{ K}$ is shown in Fig. 2(a). The laser was driven in pulsed mode with a 0.005% duty cycle and a 200 ns pulse width with an envelope of 90 Hz, and the dependence $P(B)$ was obtained by using a standard lock-in technique.

A first series of pronounced minima is observed for magnetic field values such that $E_{9,7} = n\hbar\omega_c$, where $n=1,2,3,\dots$ (solid arrows) in Fig. 2(a). Indeed, when this condition is fulfilled, an additional relaxation path opens for electrons in the LL $|9,0\rangle$ to elastically scatter into the LLs $|7,n\rangle$. This leads to a strong decrease of the population inversion between $|9,0\rangle$ and $|7,0\rangle$ and hence of the output power P . Figure 2(b) shows the Landau levels $|9,n\rangle$ and $|7,n\rangle$ as functions of the magnetic field. Dashed vertical lines are used to indicate the values of the magnetic field, for which elastic scattering is possible between $|9,0\rangle$ and $|7,n\rangle$. From Fig. 1 we can see that the relevant wave functions are delocalized over several quantum wells. As a consequence, the wave functions of the

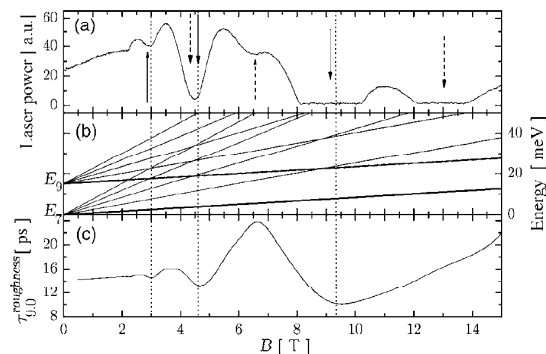


FIG. 2. (a) Emitted power as a function of the magnetic field under a constant current $J=236 \text{ A cm}^{-2}$. (b) Plot of the laser Landau levels. Note the crossing at 9, 4.5, and 3 T. (c) Interface roughness lifetime as a function of the magnetic field, calculating by taking into account the transitions from $|9,0\rangle$ to $|7,n\rangle$, $|6,n\rangle$, $|5,n\rangle$, $|4,n\rangle$, and $|3,n\rangle$.

subbands $|9\rangle$ and $|7\rangle$ are not negligible for at least four interfaces. We believe that in this situation the relevant elastic scattering process is essentially the interface roughness.^{11,12} Following Ref. 11, we calculated the lifetime of the upper state of the laser transition $\tau_{9,0}$ as a function of the magnetic field [Fig. 2(c)].

In order to reproduce all the experimental features, the lifetime has been obtained by considering the relaxation via the interface roughness scattering from $|9,0\rangle$ Landau level to the Landau levels of all the subbands of the extraction miniband,

$$\frac{1}{\tau_{9,0}^{\text{roughness}}} = \sum_{n=0}^{80} \left(\frac{1}{\tau_{9,0-7,n}^{\text{roughness}}} + \sum_{i=3}^6 \frac{1}{\tau_{9,0-i,n}^{\text{roughness}}} \right). \quad (2)$$

For the calculation, we used a Gaussian autocorrelation of the roughness, with an average height $\Delta=1.5 \text{ \AA}$ and a correlation length $\Lambda=60 \text{ \AA}$, as in Ref. 11. The calculated upper state lifetime as a function of magnetic field is shown in Fig. 2(c) and we observe that the minima indicated by the solid arrows in Fig. 2(a) can be very well reproduced. In particular, the laser switches off between 8 and 10 T due to the fundamental elastic resonance ($E_{9,0}-E_{7,1}$). We considered a Gaussian broadening of the Landau levels with a width $\delta=2 \text{ meV}$. This value was obtained by comparing Figs. 2(a) and 2(c) and assuming that the features indicated by the arrows are mainly due to the magnetic field dependence of the upper state lifetime.

From the comparison between Figs. 2(a) and 2(c), we can see that the minimum at 6.5 T cannot be ascribed to the elastic scattering process described before. Furthermore, we can see that the laser switches off between 12 and 14 T after the fundamental elastic resonance. Resonances with the excited Landau levels of the subband $|i\rangle$, with $i < 7$, cannot be responsible for these features: the overlap between the wave functions of subbands $|9\rangle$ and $|i\rangle$ at the interfaces is lower than between $|9\rangle$ and $|7\rangle$. As a consequence, the lifetimes related to these processes are longer. Moreover, the features at 6.5 and 13 T cannot be explained by resonant electron-electron scattering effect (Auger process), which has recently been observed in a QCL based on an intersubband transition between states of a large quantum well.¹³ Indeed, in the sample investigated here, such a process would occur when $2 \times E_{9,7} = 30 \text{ meV} = \hbar\omega_c$ corresponding to $B=18 \text{ T}$, beyond our investigated field range. The series of minima of the emitted power that cannot be explained by elastic resonances between the $|9,0\rangle$ Landau level and the excited Landau levels of the lower subbands is indicated in Fig. 2(a) by dashed arrows.

Figure 3(a) shows the excited Landau levels of subband 9, as well as the fundamental Landau level of subband 7. The dashed line indicates the first LO-phonon replica of $|7,0\rangle$ Landau level. We notice that at 13 T, $|9,1\rangle$ the first excited Landau level of the upper subband has a phonon resonance with $|7,0\rangle$ the fundamental Landau level of the lower subband: $E_{9,1}-E_{7,0}=\hbar\omega_{\text{LO}}$. We will show in the following that this relaxation mechanism is a result of hot electrons in the injector that decrease the gain in the structure.

After the fundamental elastic resonance at 9 T, the system is in the extreme quantum limit. In order to understand why the laser switches off at 13 T, we compare the gain in the structure at 13 T (when the laser is off) and at 14 T (when the laser is on) by assuming that it is possible to apply

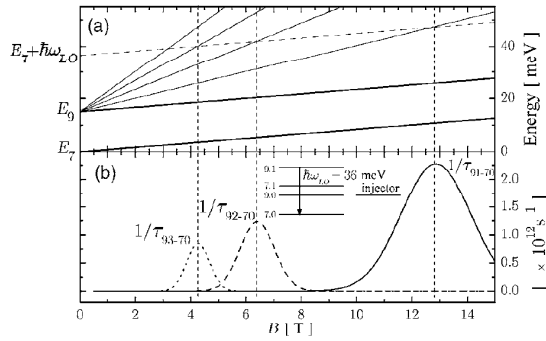


FIG. 3. (a) Fan chart of laser Landau levels (solid lines) and level $|7, n\rangle + \hbar\omega_{LO}$ (dashed line). Note the crossing at 13, 6.5, and 4.3 T. LO-phonon scattering rate as a function of the magnetic field, calculated by taking into account the transitions from $|9, 1\rangle$ to $|7, 0\rangle$ in solid line, from $|9, 2\rangle$ to $|7, 0\rangle$ in dashed line, and from $|9, 3\rangle$ to $|7, 0\rangle$ in dotted line. Inset: four levels system at 13 T.

the same system of rate equations. We consider a four level system, as shown in the inset of Fig. 3(b), coupled with an injector state. We assume that the electronic temperature T_e in the injector is greater than the lattice temperature T_l ($T_e = T_l + 150$ K); this assumption is consistent with the results of photoluminescence experiments on terahertz QCLs (Ref. 14) and with those obtained to reproduce the temperature dependence of the threshold current density in the same structure.⁸ We assume a Boltzmann distribution of the electrons in the injector, and we calculate the population inversion below threshold using a complete set of rate equations for levels $|9\rangle$ and $|7\rangle$,

$$[N_9 - N_7]_{B>9\text{ T}} \approx \frac{J}{e} \left[\tau_{9,0} \left(1 - \frac{\tau_{\text{esc}}}{\tau_{9,0-7,0}} \right) + e^{-(E_{9,1}(B) - E_{9,0}(B)) / (k_B T_e)} \times \tau_{9,1} \left(1 - \frac{\tau_{\text{esc}}}{\tau_{9,1-7,0}(B)} \right) \right], \quad (3)$$

where τ_{esc} is the escape time from the lower state of the radiative transition, k_B is the Boltzmann constant, and J is the density current in the device. The scattering rate of level $|9, 1\rangle$, $1/\tau_{9,1-7,0}$, is calculated by only taking into account the LO-phonon emission and is shown by a solid curve in Fig. 3(b). We assume that τ_{esc} and $\tau_{9,0-7,0}$ are constant with magnetic field as a consequence of the extreme quantum limit.

Using cavity losses $\alpha = 16.2 \text{ cm}^{-1}$, the application of Eq. (3) at 14 T at threshold allows us to extract the value of the population inversion necessary to achieve a laser action. From the comparison between this value and $[N_9 - N_7]$ at $B = 13$ T and $J = 236 \text{ A/cm}^2$, we obtain a limiting condition on τ_{esc} for the inhibition of the laser emission. We obtain that if $\tau_{\text{esc}} > 20$ ps, the condition for laser action is not satisfied. If we calculate τ_{esc} by assuming the relaxation via the phonon stage as the main relaxation mechanism involved, we find an escape time of 22 ps. As a consequence, the relaxation of hot electrons by the emission of an LO phonon may be invoked as the mechanism responsible for the second series of oscil-

lations in the $P(B)$ spectrum. Figure 3(b) also shows in dashed lines the scattering rates for LO-phonon emission, corresponding to $|9, 2\rangle \rightarrow |7, 0\rangle$ transition and $|9, 3\rangle \rightarrow |7, 0\rangle$ transition: they are peaked at the minima of the $P(B)$ curve shown in Fig. 2(a) (dashed arrows).

The two sets of power oscillations observed can now be summarized by the following equations, showing that a reduction in the population inversion is observed when

$$E_{9,0} = E_{7,0} + m\hbar\omega_c \quad \text{with } m = 1, 2, 3, \dots \quad (4)$$

and

$$E_{9,0} + n\hbar\omega_c = E_{7,0} + \hbar\omega_{LO} \quad \text{with } n = 1, 2, 3, \dots, \quad (5)$$

reproducing all the minima observed in the $P(B)$ characteristics.

In conclusion, we have investigated the output power dependence under applied magnetic field on a QCL design with a LO-phonon extraction stage. Two distinct series of oscillations are identified corresponding to Landau level resonances between the upper and lower laser transition states. The first series corresponds to an elastic scattering from the fundamental Landau level of the upper subband. The second, which has not been observed previously, is associated with the relaxation of hot electrons via the emission of an LO phonon.

The Laboratoire Pierre Aigrain is a ‘‘Unité Mixte de Recherche’’ (UMR 8551) between Ecole Normale Supérieure, the CNRS, the University Pierre et Marie Curie (Paris 6), and the University Denis Diderot (Paris 7). The authors would like to thank R. Ferreira for very valuable and fruitful discussions.

¹M. Rochat, L. Ajili, H. Willenberg, J. Faist, H. Beere, G. Davies, E. Linfield, and D. Ritchie, Appl. Phys. Lett. **81**, 1381 (2002).

²R. Kohler, A. Tredicucci, F. Beltrann, H. Beere, E. Linfield, A. Davies, D. Ritchie, R. Iotti, and F. Rossi, Nature (London) **417**, 156 (2002).

³G. Scalari, L. Ajili, J. Faist, H. Beere, E. Linfield, D. Ritchie, and G. Davies, Appl. Phys. Lett. **82**, 3165 (2003).

⁴S. Barbieri, J. Alton, H. Beere, J. Fowler, E. Linfield, and D. Ritchie, Appl. Phys. Lett. **85**, 1674 (2004).

⁵B. Williams, S. Kumar, H. Callebaut, Q. Hu, and J. Reno, Appl. Phys. Lett. **83**, 5142 (2003).

⁶R. Kohler, A. Tredicucci, C. Mauro, F. Beltram, H. Beere, E. Linfield, A. Davies, and D. Ritchie, Appl. Phys. Lett. **84**, 1266 (2004).

⁷S. Kumar, B. Williams, S. Kohen, Q. Hu, and J. Reno, Appl. Phys. Lett. **84**, 2494 (2004).

⁸G. Scalari, N. Hoyler, M. Giovannini, and J. Faist, Appl. Phys. Lett. **2**, 86 (2005).

⁹J. Alton, S. Barbieri, J. Fowler, H. Beere, J. Miscat, E. Linfield, D. Ritchie, G. Davies, R. Khler, and A. Tredicucci, Phys. Rev. B **68**, 081203 (2003).

¹⁰G. Scalari, S. Blaser, L. Ajili, J. Faist, H. Beere, E. Linfield, D. Ritchie, and G. Davies, Appl. Phys. Lett. **83**, 3453 (2003).

¹¹A. Leuliet, A. Vasanelli, A. Wade, G. Fedorov, D. Smirnov, G. Bastard, and C. Sirtori, Phys. Rev. B **73**, 085311 (2006).

¹²G. Scalari, C. Walther, L. Sirigu, M. L. Sadowski, N. Hoyler, M. Giovannini, H. Beere, D. Ritchie, and J. Faist, Phys. Rev. B (to be published).

¹³G. Scalari, S. Blaser, J. Faist, H. Beere, E. Linfield, D. Ritchie, and G. Davies, Phys. Rev. Lett. **93**, 237403 (2004).

¹⁴M. S. Vitiello, G. Scamarcio, V. Spagnolo, B. Williams, S. Kumar, Q. Hu, and J. Reno, Appl. Phys. Lett. **86**, 111115 (2005).

Transport analysis of Quantum Cascade
Detectors by Magneto-Resistance
measurements

Dark current analysis of quantum cascade detectors by magnetoresistance measurements

Aurore Gomez,^{1,2} Nicolas Péré-Laperne,³ Louis-Anne de Vaulchier,³ Cédric Koeniguer,¹ Angela Vasanelli,¹ Alexandru Nedelcu,² Xavier Marcadet,² Yves Guldner,³ and Vincent Berger^{1,2,*}

¹Laboratoire Matériaux et Phénomènes Quantiques, CNRS, Université Denis Diderot Paris 7, Batiment Condorcet, 75205 Paris Cedex 13, France

²Alcatel-Thales 3-5 lab, Route départementale 128, 91767 Palaiseau Cedex, France

³Laboratoire Pierre Aigrain, CNRS, Ecole Normale Supérieure, 24 rue Lhomond, 75231 Paris Cedex 05, France

(Received 27 July 2007; published 11 February 2008)

Magnetotransport experiments have been performed on quantum cascade detectors. These experiments lead to the identification of the different electronic transitions from subbands in one cascade period to subbands in the following one. These transitions contribute to the total current flowing through the structure in the absence of illumination. This dark current is well described within a simple model based on the sum of diffusion events from one cascade to the next one through optical-phonon-mediated transitions. Using such a model, the optical and electronic properties of such a complex heterostructure can be fully predicted without any other adjustable parameter than the doping density. This opens the way to a full quantum design of an infrared detector, in contrast with the phenomenological optimization of structures usually performed in this field.

DOI: 10.1103/PhysRevB.77.085307

PACS number(s): 73.23.-b, 73.43.Qt, 72.10.-d, 71.70.Di

I. INTRODUCTION

The electronic transport properties of complex heterostructures are the subject of an increasing number of theoretical studies. The quantum cascade detector¹⁻⁴ (QCD) recently proposed and realized as a photovoltaic version of quantum well infrared photodetectors⁵ (QWIPs) is a typical example of such a mesoscopic and complex structure. A period contains an “active region” dedicated to the absorption of infrared photons from the ground level to the upper levels of the structure ($E_{1'}$ to E_7 and E_8 as shown in Fig. 1). A following part is optimized for the electron transfer through the period. The QCD structure is designed to generate an electronic displacement under illumination through a cascade of quantum levels without the need of an applied bias voltage (see Fig. 1). Owing to their photovoltaic behavior, QCDs can work with higher doping levels than QWIPs and therefore achieve higher quantum efficiencies and longer integration times. QCDs can also be used at low voltage and present lower dark currents. To optimize the performance of QCDs, a deep understanding of the transport in these complex heterostructures is required. In a photovoltaic detector, the zero voltage resistance (usually expressed as R_0A where A is the area of the device) is one of the relevant figures of merit to characterize the dark current measured in the absence of illumination. R_0A can usually be described with an activation energy E_a , corresponding to the energy of the transition responsible for electron transfer from one contact to the other. In the case of QCDs, this picture has to be revisited because the dark current generally involves several diagonal transitions from one cascade to the next. In order to reveal all these parallel contributions, magnetotransport measurements as a function of temperature have been performed (reported in Sec. III), allowing a clear identification of the different electronic paths that contribute significantly to the dark current. This technique acts as a very effective tool for checking that the quantum structure of the detector has been well designed. To address this complexity, a model of the electronic

transport has been developed. This model (presented in Sec. IV) takes into account all the possible electronic paths through the structure which contribute as parallel channels to the total current.

Let us first summarize the different rules for the design of a QCD structure, which results in a trade-off. For a high photoresponse, the first requirement is to achieve a large optical matrix element between the fundamental level ($E_{1'}$) and the upper levels of the active region ($E_{7/8}$ in our structure, where $E_{7/8}$ stands for “ E_7 and E_8 ”). A second important factor is to achieve a good extraction of the excited electrons from the upper levels to the right of the structure, down through the cascade ($E_{7/8}$ down to E_j , $j \leq 6$). This implies both a sufficient density of subbands in the cascade and a good coupling between the different levels (through the electron-phonon interaction). Further, in the photovoltaic mode the noise of the detector is given by the Johnson noise

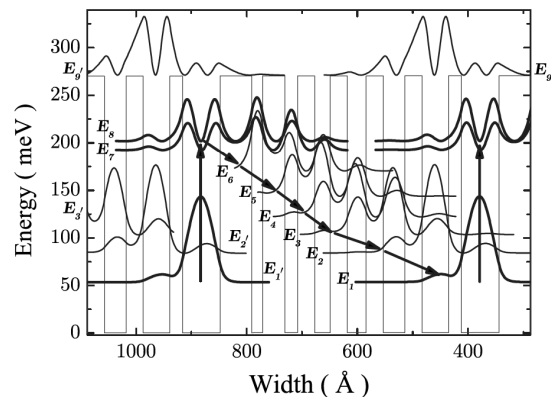


FIG. 1. Conduction band diagram of one period of an 8- μm QCD showing the energy levels. Note that the ground state of the first QW belongs to the former period and is denoted $E_{1'}$. The arrows illustrate the electronic path during a detection event.

$4k_B T/R_0$. A third requirement is therefore to realize a high-resistance device. As will be shown in detail later, the total conductance of a quantum cascade structure can be described as the sum of the partial conductance of different paths in parallel, each of these paths being an intersubband phonon-mediated transition from one subband in a cascade “A” (E_i , $i \in [1'-8']$) to another subband in the next cascade “B” (E_j , $j \in [1-8]$). The total current density can then be expressed as

$$J = e \sum_{i \in A} \sum_{j \in B} [G_{ij}(V) - G_{ji}(V)], \quad (1)$$

where e is the electronic charge and G_{ij} is the global electronic transfer rate from subband i to subband j , which depends on the applied bias V and can be calculated with the introduction of the electron-phonon Hamiltonian. To lower the conductance, it is necessary to “separate” two successive cascades (thus lowering the $G_{1'j}$). This separation is nevertheless in contradiction with the two requirements for a high photoresponse—i.e., a good optical coupling $E_{1'} \rightarrow E_{7/8}$ and a good relaxation coupling $E_{7/8} \rightarrow E_j$ ($j \leq 6$). Intuitively, a good trade-off is found when the dark current is governed by the optical transition $E_{1'} \rightarrow E_{7/8}$. An old principle of infrared detection is found: it is desirable to have a dark transport with an activation energy as close as possible to the optical transition. According to the G_{ij} formalism, the condition can be expressed simply by stating that $G_{1'j}$ has to be of the same order as $G_{1'7}$ and $G_{1'8}$. To calculate the different transitions rates, an accurate model is necessary. In addition, experimental results of the different cross transitions are also necessary to validate the model and the whole design process. In the following, we will show that magnetotransport experiments are a key tool for this purpose.

II. QCD STRUCTURE

The QCD under study is a GaAs/AlGaAs heterostructure with a detection wavelength of $8 \mu\text{m}$. It consists of 40 identical periods of 7 coupled GaAs quantum wells (QWs). $\text{Al}_{0.34}\text{Ga}_{0.66}\text{As}$ barriers are used in order to reach a conduction band offset of 275 meV. N doping of the first QW ($N_d = 5 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$) of each period allows one to populate its first energy level $E_{1'}$ in the conduction band with electrons. The layer sequence in \AA starting from the first quantum well is as follows: 68 / **56.5** / 20 / **39.55** / 23 / **31** / 28 / **31** / 34 / **31** / 39 / **31** / 48 / **22.6** (the barriers are represented in boldface). Figure 1 recalls the principle of the device: owing to the absorption of a mid-infrared photon, an electron is excited from the fundamental level of the structure $E_{1'}$ to the two excited states E_7 and E_8 which are delocalized across the first two QWs. High matrix elements between $E_{7/8}$ and other energy levels (E_6 and E_5 in particular) allow the electron to be transferred to the right QWs as a result of a series of LO-phonon relaxations through the cascade of levels. The period is repeated in order to increase the induced potential that results from this electron transfer. By closing the circuit, a significant photocurrent is expected without any applied bias. The studied samples are

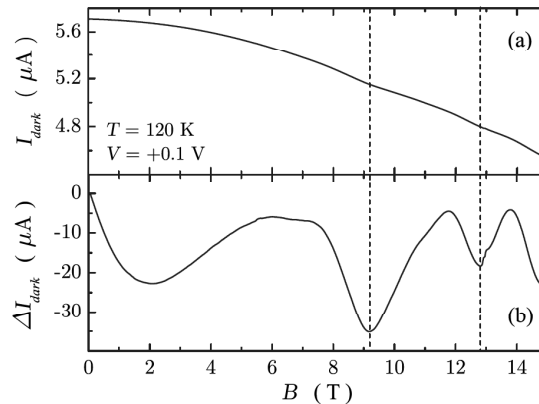


FIG. 2. (a) Dark current as a function of the magnetic field for a fixed value of the voltage 0.1 V at 120 K. (b) Dark current as a function of the magnetic field where the contribution of the magnetoresistance of the contacts has been subtracted.

$100 \times 100 \mu\text{m}^2$ square mesas obtained by reactive ion etching (RIE).

III. MAGNETOTRANSPORT MEASUREMENTS

R_0A is usually described with an activation energy E_a , corresponding to the energy of the main electronic transition in the structure. However, dark current (I_{dark}) in QCDs often originates from several parallel cross transitions for a fixed temperature. As a result, a simple analysis taking into account one activation energy only does not accurately describe the system. In this context, our objective is to identify by magnetotransport measurements the different transitions involved in I_{dark} as a function of the temperature.

QCDs are mounted inside an insert at the center of a superconducting coil capable of a maximum field of 15 T such that the magnetic field lines are perpendicular to the QW planes and parallel to the current flow direction: $I \parallel B$. The experiment consists of measuring I_{dark} along the device, kept under constant voltage, while the magnetic field is swept up to its maximum value for three different temperatures, 40 K, 80 K, and 120 K. Current measurements have been performed under a bias of $V=0.1$ V for $T=80$ K and 120 K. At 40 K, however, the current measured under 0.1 V was too low and results in a noisy curve. Therefore, a higher voltage of 1.5 V is applied to obtain a higher current value and a reliable measurement. A typical result is illustrated in Fig. 2(a) for a temperature of 120 K. The dark current shows slight oscillations as a function of the magnetic field, superposed on a general behavior corresponding approximately to a quadratic decrease. The latter contribution can be accounted for by using a second-order polynomial fit $aB^2 + bB + c$. For example, a possible fit is found taking $a = -3.52 \times 10^{-6}$, $b = -2.86 \times 10^{-5}$, and $c = 5.75 \times 10^{-3}$. Then, this line shape is removed from the experimental $I_{\text{dark}}(B)$ curve and gives ΔI_{dark} shown in Fig. 2(b). This latter curve reveals a clear oscillating behavior which can be understood on the basis of the following arguments.

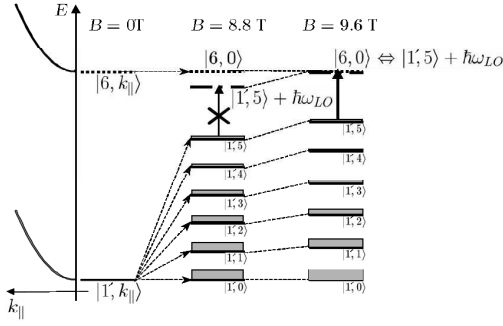


FIG. 3. Schematic of the fundamental energy level $E_{1'}$, and the level E_6 at $B=0$ T and for two different magnetic fields. At $B=0$ T, $E_{1'}$ and E_6 have free-particle-like dispersion in the direction parallel to the layers, $E=\hbar^2 k_{||}^2/2m^*$, where $k_{||}$ is the corresponding wave number. The magnetic field breaks the subbands into two ladders of Landau levels, represented by horizontal segments (solid line for the Landau ladder originating from the fundamental $n=1'$ state and dotted line for the $n=6$ state). The black arrows represent LO-phonon absorption, allowed for $B=9.6$ T but forbidden for 8.8 T. For sake of clarity, all Landau levels have been lowered by $\hbar eB/2m^*$.

At zero magnetic field, all the quantum levels of a period have plane-wave-like energy dispersion in the direction parallel to the layers and all the corresponding energy subbands are nearly parallel (we do not consider the nonparabolicity effects which are negligible in GaAs for our energies^{6,7}). Most of the electrons are localized in the first energy subband $E_{1'}$. LO-phonon absorption and emission occur between this ground subband and several subbands of the neighboring cascade. At 0 V, emission and absorption of LO-phonon processes in G_{ij} and G_{ji} compensate each other, resulting in zero current (the system is at equilibrium). With an applied bias, this equilibrium between emission and relaxation is broken and results in a dark current. When a magnetic field is applied, the subbands split into ladders of discrete Landau levels given by

$$E_{n,p} = E_n^0 + \left(p + \frac{1}{2}\right) \hbar \omega_c, \quad (2)$$

where n and p are integers, n is the index of the subband and p the index of the Landau level, $\hbar \omega_c = \hbar eB/m^*$ is the cyclotron energy, and m^* is the effective mass in GaAs. E_n^0 is the energy of the subband edge at zero magnetic field. The effect of the magnetic field on the QCD dark current is quite similar to what happens in a three-level active region of a quantum cascade laser where electron scattering from the upper state is modulated by a magnetic field.⁸ Indeed, depending on the value of the magnetic field, the Landau-level arrangement strongly influences the absorption or emission of optical phonons from the various $|1', p\rangle$ levels to $|n, 0\rangle$, where $|n, p\rangle$ designates the p Landau level originating from subband n . Figure 3 illustrates the effect of the Landau-level quantization by a magnetic field on the dark current taking as example level $|6, 0\rangle$. Electrons are mainly localized in the

fundamental level $E_{1'}$ and are distributed over the different Landau levels $|1', p\rangle$ according to a Fermi-Dirac distribution. At 8.8 T, considering a temperature such that $|1', 5\rangle$ is populated, LO-phonon absorption from $|1', 5\rangle$ to $|6, 0\rangle$ is inhibited because this process does not conserve energy. For a higher value of the magnetic field (9.6 T), levels $|1', 5\rangle$ and $|6, 0\rangle$ are separated by the exact energy of a LO phonon ($\hbar \omega_{LO} = 36$ meV in GaAs), permitting LO-phonon absorption or emission: electrons can short-circuit the cascade generating a dark current. Dark current shows a maximum whenever an electron on the $|1', p\rangle$ level can be excited to a $|n, 0\rangle$ Landau level by absorption of one LO phonon. This is called a magnetophonon resonance (MPR) and appears as oscillations of the dark current as a function of the magnetic field. Maxima of these oscillations correspond to a Landau level p in resonance with the upper state minus $\hbar \omega_{LO}$. In Fig. 2(a), we can see that these oscillations only begin from 5 T. As Landau levels are broadened by disorder, their finesses increase as the square root of the magnetic field. Therefore, at high magnetic fields, the related Landau level becomes increasingly populated, increasing the effect of MPRs. For a fixed temperature, several transitions $1' \rightarrow n$ participate simultaneously to dark current such that each transition generates its own series of oscillations. Considering a transition from $|1', p\rangle$ to $|n, 0\rangle$, values of the magnetic field $B_{1', p}$, which give rise to resonant optical-phonon absorption, satisfy the following equation:

$$E_{n,0} - E_{1',p}(B_{1',p}) = \hbar \omega_{LO} \quad (3)$$

or

$$\Delta E_{n-1}^0 - \hbar \omega_{LO} = \frac{p \hbar e B_{1',p}}{m^*}, \quad (4)$$

where ΔE_{n-1}^0 is the energy separation between subband 1 and n at zero magnetic field. Oscillations appear periodically as a function of the inverse of the magnetic field, the period of which is given by

$$\frac{1}{B_{1',p-1}} - \frac{1}{B_{1',p}} = \frac{\hbar e}{m^* (\Delta E_{n-1}^0 - \hbar \omega_{LO})}. \quad (5)$$

The measurement of $I_{\text{dark}}(V, B^{-1})$ allows us to determine ΔE_{n-1}^0 . However, as $I_{\text{dark}}(V, B^{-1})$ results from the superposition of several series of oscillations, it remains difficult to identify clearly the periodicity relative to each contributing transition. For this purpose, we performed a Fourier transform of the corresponding $\Delta I_{\text{dark}}(V, B^{-1})$ curves in order to extract the characteristic frequencies of each oscillation series.

Since the working temperature of our QCD is around 80 K, we first show the experimental results at this temperature (Fig. 4): this is the most important result as far as the device is concerned. For a full understanding of the system, it is also very interesting to show the same results at 40 K and 120 K (Figs. 5 and 6, respectively).

In these figures, the Fourier transforms of the dark current measurements are reported. To put in evidence the energy of the electronic transitions, the Fourier transform amplitude is plotted as a function of $\Delta E = \hbar eB/m^* + \hbar \omega_{LO}$

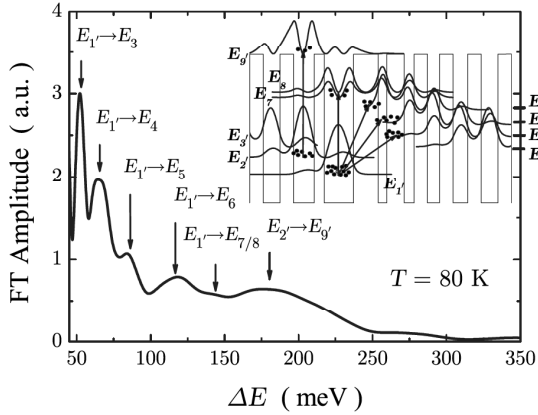


FIG. 4. Fourier-transform amplitude of experimental ΔI_{dark} vs $\Delta E = \hbar eB/m^* + \hbar\omega_{LO}$ at 80 K.

rather than with the initial B scale. The inset is a guide for the eye to identify the electronic transitions observed in these spectra. Table I provides the global transition rates $G_{1'j}$ —i.e., the number of transitions per second and per square meter from the fundamental level $1'$ to the level j , with $j = \{2, \dots, 8\}$, in the neighboring cascade (see Sec. IV). For each temperature, the experimental results extracted from each spectrum can be faced to these theoretical calculations.

At 80 K (Fig. 4), six peaks can be identified. The peaks at 52, 64, 83, 118, and 145 meV correspond to LO-phonon-assisted cross transitions from the fundamental subband $1'$ to subbands 3, 4, 5, 6, and 7/8, respectively. These peaks are well explained by the model since the calculation shows significant transition rates $G_{1'j}$. The last peak, at around 180 meV, is attributed to phonon absorption from subband $2'$ to a quasibound state $E_{9'}$ situated at the border of the conduction band. This transition is possible because the subband $E_{2'}$ is not totally empty and the overlap between these two states $E_{2'}$ and $E_{9'}$ is significant. We can notice that the two first peaks corresponding to phonon absorption from $E_{1'}$,

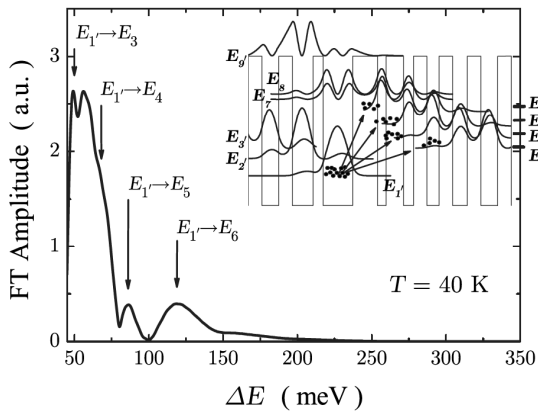


FIG. 5. Fourier-transform amplitude of experimental ΔI_{dark} vs $\Delta E = \hbar eB/m^* + \hbar\omega_{LO}$ at 40 K.

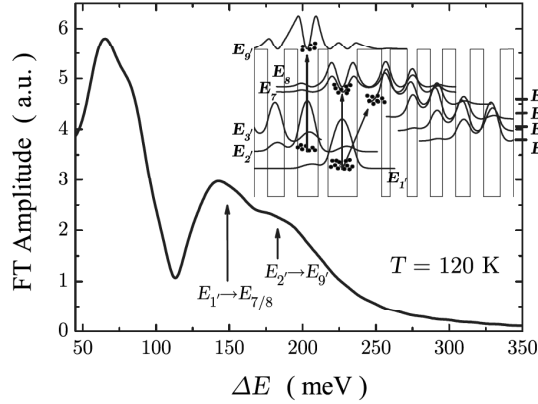


FIG. 6. Fourier-transform amplitude of experimental ΔI_{dark} vs $\Delta E = \hbar eB/m^* + \hbar\omega_{LO}$ at 120 K.

to E_3 and E_4 have high amplitudes. These amplitudes are fairly large, in contradiction with the quantitative values of $G_{1'j}$. We attribute this effect to all the electron relaxations in the cascade that also give rise to oscillation series in the same energy range. As a result, a quantitative study in this energy range is not accessible for the moment where inter-cascade resonances are mixed with intracascade resonances and/or elastic scattering. At higher energies, the model provides quasiequal global transition rates for transitions $E_{1'}$ to E_5 , E_6 , and $E_{7/8}$, in good accordance with the amplitude of the relative peaks in the spectra. These measurements show that the magnetic field is a powerful spectroscopic tool to probe the different transitions responsible for dark current in QCDs.

At 40 K (Fig. 5), we identify four peaks. Two dominant peaks at 49 meV and 63.5 meV originate from the oscillation series associated with absorption of a LO phonon from $E_{1'}$ to E_3 and $E_{1'}$ to E_4 , respectively. Likewise at higher energies the curve exhibits two peaks at 85 meV and 120 meV which represent $E_{1'} \rightarrow E_5$ and $E_{1'} \rightarrow E_6$, respectively. For the same reason as before a quantitative comparison of the amplitude of these peaks is not accessible.

Finally, at 120 K (Fig. 6), we observe the disappearance of the transition $E_{1'} \rightarrow E_6$ and the parallel enhancement of

TABLE I. Values of the global transition rates $G_{1'j}$ for $j = \{2, \dots, 8\}$ at 40, 80, and 120 K. Bold characters correspond to the highest values of the global transition rates for each temperature.

$G_{1'j}$ ($\text{m}^{-2} \text{s}^{-1}$)	40 K	80 K	120 K
$1' \rightarrow 2$	3.72×10^{14}	6.40×10^{16}	3.44×10^{17}
$1' \rightarrow 3$	3.16×10^{15}	6.76×10^{17}	4.19×10^{18}
$1' \rightarrow 4$	1.52×10^{15}	3.01×10^{18}	3.93×10^{19}
$1' \rightarrow 5$	9.18×10^{13}	5.10×10^{18}	2.09×10^{20}
$1' \rightarrow 6$	1.32×10^{12}	5.03×10^{18}	8.72×10^{20}
$1' \rightarrow 7$	2.56×10^{10}	3.49×10^{18}	2.03×10^{21}
$1' \rightarrow 8$	2.90×10^9	2.32×10^{18}	2.46×10^{21}

both transitions $E_{1'} \rightarrow E_{7/8}$ and $E_{2'} \rightarrow E_{9'}$. These results are in excellent agreement with the calculations of the model providing two equal global transition rates for transitions $E_{1'} \rightarrow E_7$ and $E_{1'} \rightarrow E_8$ (see Table I). We can add that a non-negligible quantity of electrons are now present in level $9'$ at high energy: relaxations of electrons from this last subband will give rise to a higher-energy peak in the spectrum that is present in Fig. 6 from 165 to 200 meV. Note that at this high temperature, the intracascade transitions and/or elastic scattering give a wide peak at low energy.

We have shown that the transitions contributing to the dark current are highly temperature dependent. These results can be understood by the fact that dark current is a result of a compromise between the temperature-dependent number of electrons available at a certain energy $E_j - \hbar\omega_{LO}$ and the matrix element between the fundamental subband $E_{1'}$ and E_j in the neighboring cascade. $G_{1'j}$ is proportional to both, for the former preventing high- j E_j paths at low temperature and for the latter decreasing the effect for low- j E_j paths owing to the low spatial overlap between $E_{1'}$ and E_j . This explanation appears very clearly in the expression of the global transition rate G_{ij}^a (the superscript a means that this rate describes only phonon-absorption-mediated transitions from subband i to subband j) (Ref. 9)

$$G_{ij}^a = \int_{E_j - \hbar\omega_{LO}}^{+\infty} S_{ij}^a(E) f(E) [1 - f(E + \hbar\omega_{LO})] n_{opt} \mathcal{D}(E) dE, \quad (6)$$

where S_{ij}^a is the electron-LO-phonon transition rate,¹⁰ $f(E)$ and $f(E + \hbar\omega_{LO})$ are the Fermi-Dirac occupation factors at E and $E + \hbar\omega_{LO}$, $\mathcal{D}(E)$ is the two-dimensional density of state of the subband j , and n_{opt} is the Bose-Einstein statistic function which accounts for the phonon population. In this expression, the compromise emerges from the matrix element S_{ij} and the two terms $f(E)$ and $f(E + \hbar\omega_{LO})$ that give approximately the electron density in the subbands i and j .

To conclude, as well as the establishment of the different transitions involved in the transport, their importance as a function of temperature is also demonstrated: at low temperature, the very low occupation factor of high-energy levels forbids their participation in the transport. At higher temperature (more than 100 K), these high-energy levels dominate the transport thanks to their high matrix element with $E_{1'}$. The most interesting situation is at 80 K, as it is the optimal temperature for a focal plane array at 8 μm wavelength. At 80 K, the different transitions $E_{1'} \rightarrow E_j$ seem to have similar importance and are all identified. The “rule of thumb” for the design of a QCD, as detailed in the Introduction, is found again: at this working temperature, $G_{1'j}$ for $j \leq 6$ should be slightly lower than or equal to the $G_{1'7}$ and $G_{1'8}$. To put accurate numbers on these quantities, Sec. IV concentrates on the modeling of these global transition rates and of the current.

IV. THEORETICAL MODEL OF DARK TRANSPORT IN QCDs

In this section, we will describe in detail the model that leads to the $G_{1'j}$ shown in Table I and to the $I(V)$ curve of the

QCDs. This model is able, without any adjustable parameter, to give an excellent value of the resistance of a QCD. Starting from the well-known electron-LO-phonon transition rate,⁸ this model is based on an analogy with the p - n junction, an archetype system where two reservoirs (the conduction and valence band) are separated by a conduction bottleneck. In our case, it has been shown that intracascade global transition rates are several orders of magnitude higher than intercascade global transition rates such that two neighboring cascades (A and B) act as two reservoirs separated by a bottleneck. As a result, in the same way as in a p - n junction, quasi-Fermi levels can be associated with each cascade and, starting from this hypothesis, a simple expression can be derived for the resistance of the device at zero bias:

$$R_0 A = \frac{k_B T}{q^2 \sum_{i \in A} \sum_{j \in B} G_{ij}}, \quad (7)$$

where T is the temperature and the term G_{ij} is defined by the sum of G_{ij}^a and G_{ij}^e calculated at equilibrium—i.e., without any applied voltage (in G_{ij}^a and G_{ij}^e , the superscript a or e stands for phonon absorption or emission, respectively). This expression of $R_0 A$ as a function of $\sum_{i \in A} \sum_{j \in B} G_{ij}$ results from a calculation of the current from the electrons going through an imaginary surface separating the two reservoirs A and B . A detailed derivation of Eq. (7) can be found in Ref. 9. Here, instead of the classical $R_0 A$ parameter, we will present the results through the conductance G_0 , which is directly proportional to the current through the device:

$$\frac{G_0}{A} = \frac{1}{R_0 A} = \frac{q^2}{k_B T} \sum_{i \in A} \sum_{j \in B} G_{ij}. \quad (8)$$

According to this expression, transitions appear very clearly as many parallel paths for electrons to join cascade B from cascade A . Expression (8) can also be seen as an Einstein relation, linking a macroscopic transport property G_0 to microscopic diffusion coefficients G_{ij} . This relation is expected since the transport is described as a diffusion process resulting from a nonhomogeneous chemical potential. This is indeed the case in QCDs where the current is calculated as a result of a variation of the distribution of carriers as a function of the energy from cascade A to cascade B .

In Fig. 7, the experimental G_0/A is represented with circles and compared to $q^2 G_{1'j}/k_B T$, where $j = \{2, \dots, 8\}$ as a function of $1000/T$. This figure shows very clearly the progressive implication of the different transitions to the dark current as a function of temperature: at 300 K ($1000/T = 3.33$), as expected, the two curves corresponding to $G_{1'8}$ and $G_{1'7}$ are much closer to the experimental conductance. Around 80 K, dark current implicates the quasitotality of the diagonal transitions. This is an illustration of the rule of thumb for the design of a QCD; as discussed previously, all the transitions $G_{1'j}$ show the same order of magnitude, in order to optimize the trade-off between a high escape probability in the cascade, a high optical coupling between $E_{1'}$ and E_7 , and a low leakage between $E_{1'}$ and E_j , $j \leq 6$. As shown in Table I, $G_{1'5}$ and $G_{1'6}$ are slightly greater than $G_{1'7}$ and $G_{1'8}$ at 80 K, which can be understood in two ways:

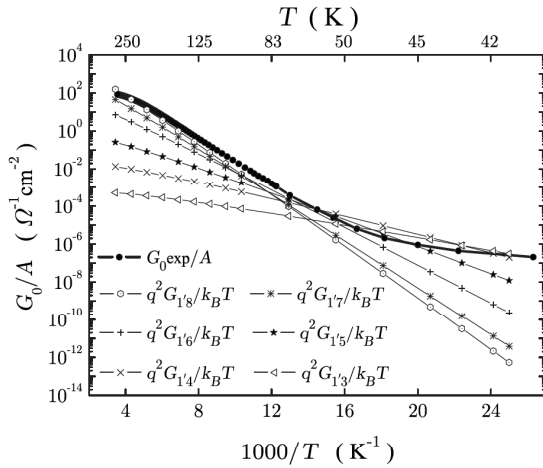


FIG. 7. G_0/A as a function of $1000/T$, where T is the temperature of the sample. Solid line with circles corresponds to the experimental value while solid lines with symbols are the calculated $q^2 G_{1'j}/k_B T$ for $j=\{3, \dots, 8\}$.

either this detector is considered as too noisy for a working temperature of 80 K or it is much more suited for working at higher working temperature. Finally, at 40 K, G_0/A is no longer close to G_{ij}/A , as the resistance in the cascade has now to be taken into account and our model, which only considers diagonal transitions, becomes invalid as the two cascades are no longer in quasiequilibrium. Another discrepancy between the model and the experiment at low temperature is that we have considered only the optical-phonon interaction to transfer the electrons from one subband to another.^{11–13} Other interactions such as interface roughness scattering can become dominant at low temperature, as shown by Leuliet *et al.*¹⁴ Other interactions such as impurity scattering and alloy scattering can also play a significant role.

Figure 8 compares the calculated (triangles) and measured (circles) G_0/A : the agreement is excellent over five orders of magnitude from 300 K to 80 K. This validates the assumptions that have been made at the basis of this model: the restriction of the transfer mechanisms to the electron-optical-phonon interaction (acoustical phonons, electron-electron interactions, and interface roughness scattering have been neglected) and quasiequilibrium hypothesis inside a cascade. Nevertheless, at lower temperatures, a difference of about one or two orders of magnitude exists between the calculated and experimental conductance. In this range of temperature, transitions inside the cascade are limiting the dark current and now need to be taken into account to completely describe the electronic dark transport. The hypothesis of two quasi-Fermi levels fails and the determination of the voltage drop at each point of the structure is necessary to calculate the current. Such a complex calculation is beyond the scope of this paper and also not necessary as far as infrared detection is concerned, since thermal images do not work at such low temperatures.

We can now complete these results by a comparison between the activation energy extracted from the experimental

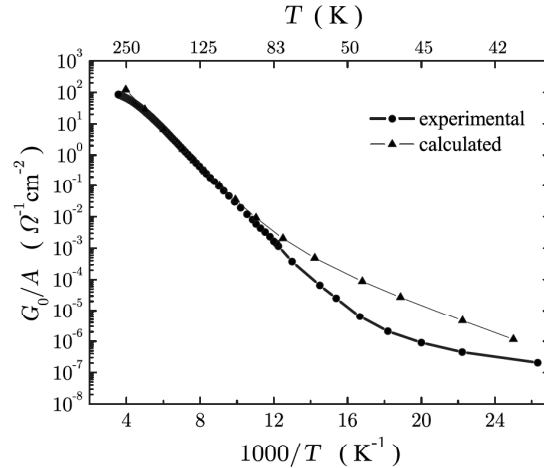


FIG. 8. G_0/A as a function of $1000/T$, where T is the temperature of the sample. The solid line with circles corresponds to the experimental value; the solid line with triangles is the calculated value ($q^2 \sum_{i=1}^8 \sum_{j=1}^8 G_{ij}/k_B T$) provided by the model.

and calculated $R_0 A$ (see Fig. 9) given by the slope of the logarithm of $R_0 A$ as a function of $1000/T$. From room temperature down to 120 K, the two curves exhibit the same activation energy of 120 meV. Magnetotransport measurements have shown that dark current also implicates higher-energy transitions ($E_{1'} \rightarrow E_{7/8}$ and $E_{2'} \rightarrow E_9$). This complexity is hidden behind a single resistance measurement; this shows the power of magnetotransport measurements. At lower temperature, a discrepancy appears: at 80 K, the experimental activation energy is first higher (about 110 meV) than the energy given by the theoretical predictions of the model (80 meV). Finally, at 40 K, the calculated activation energy of 46 meV (transition $E_{1'} \rightarrow E_3$) is very different from the experimental value of 16–17 meV corresponding typically to the energy of a transition inside the cascade, showing again that, at low temperature, the hypothesis of two separated cascades at quasiequilibrium fails.

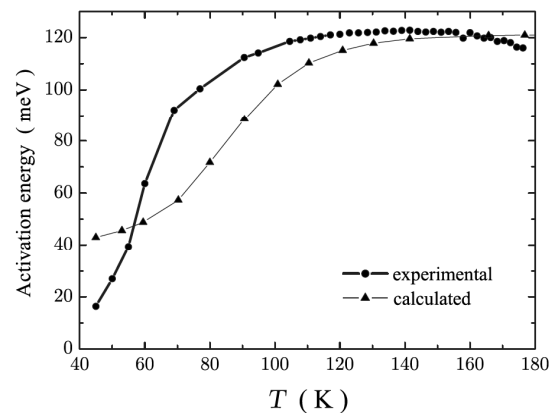


FIG. 9. Calculated (triangles) and experimental (circles) activation energy as a function of the temperature.

In conclusion, two different regimes in the dark transport are observed: from 300 K to 100 K, dark transport is dominated by cross transitions that are in good agreement with the model. The model considers that the electronic displacement inside a cascade is several orders of magnitude faster than between two consecutive cascades. In the second regime, at lower temperatures, relaxations in the cascade are less efficient. In particular, electrons are mostly located around $k=0$ and cannot relax easily to subbands separated by less than the energy of a LO phonon ($E_4-E_3=17$ meV, for example).

Up to now, we have shown that our model can be used to calculate the R_0A parameter in order to predict the Johnson noise in photovoltaic QCDs at 0 V. However, the full $I(V)$ of the device is also interesting as, in some cases, working with a small applied bias can become an advantage—for example, in a camera. As this kind of device always presents a high nonlinear resistance, it is essential to know the value of the current along the QCD in order to adapt the applied bias to the capacity of the readout circuit, the detector, and the cameras' characteristics (f number, background temperature, integration time).

As explained before, the global current density is evaluated by counting the electronic transitions between two consecutive cascades A and B . The global current density is given by Eq. (1). In Eq. (1), $G_{ij}(V)$ is the sum of two global transition rates, one for LO-phonon absorption and one for LO-phonon emission. The current density J is given by:

$$J = q \sum_{i \in A} \sum_{j \in B} [G_{ij}^a(V) - G_{ji}^e(V) + G_{ij}^e(V) - G_{ji}^a(V)]. \quad (9)$$

The difference $G_{ij}^a(V) - G_{ji}^e(V)$ can be expressed as

$$G_{ij}^a(V) - G_{ji}^e(V) = \int_{E_j - \hbar\omega_{LO}}^{+\infty} S_{ij}^a(E) n_{op} f_A(E) \times [1 - f_B(E + \hbar\omega_{LO})] \mathcal{D}(E) dE [1 - \gamma(E)],$$

$$\gamma(E) = \frac{f_B(E + \hbar\omega_{LO}) [1 - f_A(E)] (1 + n_{opt})}{f_A(E) [1 - f_B(E + \hbar\omega_{LO})] n_{opt}}.$$

In QCDs, as in many other photovoltaic detectors, the applied voltage is small. In this case, we can assimilate $\alpha(E) = n_{opt} f_A(E) [1 - f_B(E + \hbar\omega_{LO})] \mathcal{D}(E)$ to its value at equilibrium given by $\alpha_{eq}(E) = n_{opt} f(E) [1 - f(E + \hbar\omega_{LO})] \mathcal{D}(E)$. Expressing the Fermi-Dirac function, $\gamma(E)$ is simplified to

$$\gamma(E) = \exp\left(\frac{E_F^B - E_F^A}{k_B T}\right) = \exp\left(\frac{-qV}{k_B T}\right),$$

leading us to a final expression

$$G_{ij}^a(V) - G_{ji}^e(V) = \int_{E_j - \hbar\omega_{LO}}^{+\infty} S_{ij}^a(E) \alpha_{eq}(E) dE \left[1 - \exp\left(\frac{-qV}{k_B T}\right)\right] = G_{ij}^a(0) \left[1 - \exp\left(\frac{-qV}{k_B T}\right)\right].$$

The contribution of $G_{ij}^a - G_{ji}^e$ to G_0/A can be simply expressed as $G_{ij}^a(0)q/k_B T$, and the nonlinear resistance or

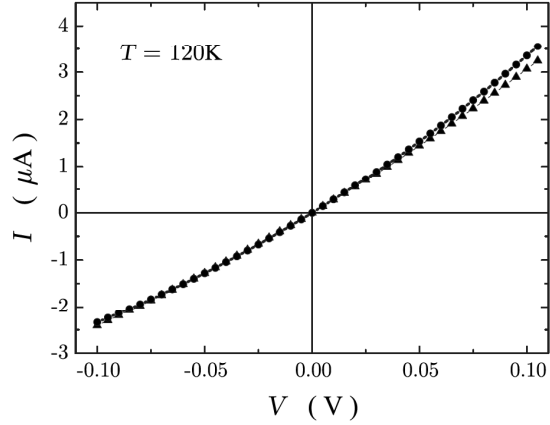


FIG. 10. Calculated (triangles) ($G_{tot}=7.66 \times 10^{21} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$) and experimental (circles) $I(V)$ characteristics for a 100- μm pixel at 120 K.

asymmetry in the $I(V)$ characteristics is furthermore included in the simple exponential term. In this approximation, the QCD shows a standard diode behavior with an ideality factor equal to 1. We find a similar expression for $G_{ij}^e(V) - G_{ji}^a(V)$:

$$G_{ij}^e(V) - G_{ji}^a(V) = G_{ij}^e(0) \left[1 - \exp\left(\frac{-qV}{k_B T}\right)\right].$$

Summing the two last expressions, the total current density is finally given by

$$J = j_0 \left[1 - \exp\left(\frac{-qV}{k_B T}\right)\right],$$

with

$$j_0 = q \sum_{i \in A} \sum_{j \in B} [G_{ij}^a(0) + G_{ij}^e(0)] = qG_{tot}.$$

Figures 10 and 11 represent the experimental (circles) and calculated (triangles) $I(V)$ characteristics for a 100 $\mu\text{m} \times 100 \mu\text{m}$ area pixel at 120 K and 80 K, respectively. At 120 K, using the global transition rate $G_{tot}=7.66 \times 10^{21} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ provided by the model, the agreement between the experimental and calculated current is excellent over a voltage range of ± 0.1 V. Let us recall that this model requires no adjustable parameter other than the doping density. At 80 K, a discrepancy appears between the calculated and experimental curves (Fig. 11). This divergence was expected considering the disagreement between the experimental and calculated G_0/A (a factor of 2.3 between the two). (A perfect agreement can be obtained using a global transition rate of $1.47 \times 10^{19} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$.) At 40 K, the calculations disagree with the experimental $I(V)$ characteristics because the dark current is now limited by electronic relaxations within the cascade (see above).

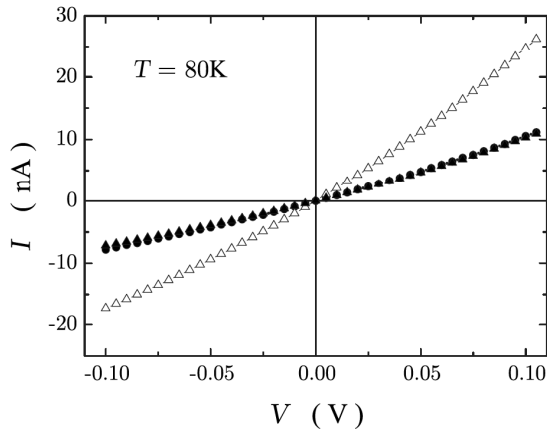


FIG. 11. Calculated (bold triangles correspond to $G_{tot}=3.56 \times 10^{19} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ and open triangles to $G_{tot}=1.47 \times 10^{19} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$) and experimental (circles) $I(V)$ characteristics for a $100\text{-}\mu\text{m}$ pixel at 80 K.

V. CONCLUSION

In this paper, magnetotransport experiments have been performed on quantum cascade detectors. In these complex multiple-quantum-well heterostructures, transport is shown to result from electronic diffusion events from subbands to subbands. Many different electronic paths are involved in the transport as different parallel channels. Magnetotransport experiments give a unique possibility to highlight these different paths, showing separately the intersubband electron transitions significantly involved in the transport. In particular, it is shown that low-energy transitions are preferred at low temperature, while higher-energy transitions participate at higher temperatures, where the electronic population in the final subband is thermally activated. This shows that the con-

ception of a QCD should include the final working temperature as a crucial quantum design parameter.

A model describing the transport in quantum cascade structures has also been developed. It relies on the modeling of the current as a diffusion from two reservoirs at quasiequilibrium (cascades *A* and *B*), separated by a bottleneck. To calculate the transfer rates between the subbands, a simple perturbative approach has been developed (where they are expressed as a function of the transfer rate at 0 V) considering the electron-optical-phonon interaction only. The model and the important assumptions have been validated by several experimental results: magnetotransport and R_0A and $I(V)$ curves. R_0A as a function of the temperature is fitted by our model with an excellent approximation of more than 5 orders of magnitude down to ~ 100 K, with only the doping density as an adjustable parameter. Furthermore, the $I(V)$ curve of the diode, which is important for detector integration with a readout circuit, can also be predicted with the model, within an excellent agreement also down to 100 K (for our example of a QCD with an optical transition at 155 meV). The agreement begins to fail at lower temperature.

This kind of model is a crucial tool for the conception of a QCD structure. The QCD is the first detector which can be completely realized and optimized without the use of a phenomenological parameter due to the fact that in a QCD, electrons only occupy two dimensional states, allowing the realization of a robust model. This is in strong contrast to other detectors such as QWIPs where three-dimensional states in the continuum result in complications such as capture and escape probabilities. These are difficult to calculate and therefore considered as adjustable parameters that have been determined experimentally during the past 15 years.

ACKNOWLEDGMENTS

This work has been supported by the French DGA and by a grant of the Agence Nationale pour la Recherche (ANR). The authors are indebted to S. Dhillon for a critical reading of the manuscript.

*vincent.berger@univ-paris-diderot.fr

¹L. Gendron, M. Carras, A. Huynh, V. Ortiz, C. Koeniguer, and V. Berger, *Appl. Phys. Lett.* **85**, 2824 (2004).

²L. Gendron, C. Koeniguer, and V. Berger, *Appl. Phys. Lett.* **86**, 121116 (2005).

³M. Graf, G. Scalari, D. Hofstetter, J. Faist, H. Beere, E. Linfield, D. Ritchie, and G. Davies, *Appl. Phys. Lett.* **84**, 475 (2004).

⁴G. Scalari, M. Graf, D. Hofstetter, J. Faist, H. Beere, and D. Ritchie, *Semicond. Sci. Technol.* **21**, 1743 (2006).

⁵B. F. Levine, *J. Appl. Phys.* **74**, R1 (1993).

⁶I. Vurgaftman, J. R. Meyer, and L. R. Ram-Mohan, *J. Appl. Phys.* **89**, 5815 (2001).

⁷C. Sirtori, F. Capasso, J. Faist, and S. Scandolo, *Phys. Rev. B* **50**, 8663 (1994).

⁸D. Smirnov, C. Becker, O. Drachenko, V. V. Rylkov, H. Page, J. Leotin, and C. Sirtori, *Phys. Rev. B* **66**, 121305(R) (2002).

⁹C. Koeniguer, G. Dubois, A. Gomez, and V. Berger, *Phys. Rev. B* **74**, 235325 (2006).

¹⁰R. Ferreira and G. Bastard, *Phys. Rev. B* **40**, 1074 (1989).

¹¹J. A. Brum and G. Bastard, *Phys. Rev. B* **33**, 1420 (1986).

¹²K. Kempa, Y. Zhou, J. R. Engelbrecht, P. Bakshi, H. I. Ha, J. Moser, M. J. Naughton, J. Ulrich, G. Strasser, E. Gornik, and K. Unterrainer, *Phys. Rev. Lett.* **88**, 226803 (2002).

¹³K. Kempa, Y. Zhou, J. R. Engelbrecht, and P. Bakshi, *Phys. Rev. B* **68**, 085302 (2003).

¹⁴A. Leuliet, A. Vasanelli, A. Wade, G. Fedorov, D. Smirnov, G. Bastard, and C. Sirtori, *Phys. Rev. B* **73**, 085311 (2006).

Calcul de l'élément de matrice entre niveaux de Landau

Le but de cette annexe est de déterminer l'élément de matrice entre les niveaux de Landau. Ce calcul est nécessaire pour calculer le temps de vie d'un électron sur un niveau de Landau lorsque le champ magnétique est appliqué perpendiculairement aux couches. Comme présenté dans le chapitre 2, nous séparons les composantes longitudinale et parallèle au champ magnétique [57] :

$$(D.1) \quad \langle E_2, n, k_y | e^{i\mathbf{q}\cdot\mathbf{r}} | E_1, n', k'_y \rangle = \langle E_2 | e^{iq_z z} | E_1 \rangle \langle n, k_y | e^{i\mathbf{Q}\cdot\mathbf{R}} | n', k'_y \rangle$$

Si l'on considère l'invariance par translation suivant y , et en introduisant l'opérateur translation, l'équation suivante s'écrit :

$$(D.2) \quad \begin{aligned} M &= \langle n, k_y | e^{i\mathbf{Q}\cdot\mathbf{R}} | n', k'_y \rangle = \delta_{Q_y+k'_y-k_y} \langle \phi_n(x + l_c^2 k_y) | e^{iQ_x X} | \phi'_n(x + l_c^2 k'_y) \rangle \\ M &= \delta_{Q_y+k'_y-k_y} e^{-il_c^2 k_y Q_x} \langle \phi_n(x) | e^{iQ_x X} e^{l_c^2 (k'_y - k_y) \frac{\partial}{\partial X}} | \phi'_n(x + l_c^2 (k'_y - k_y)) \rangle \end{aligned}$$

où $l_c^2 = \hbar/eB$. En introduisant l'opérateur d'annihilation a et son adjoint hermitique, l'opérateur création a^+ pour les niveaux de Landau, on obtient :

$$(D.3) \quad M = \delta_{Q_y+k'_y-k_y} e^{-il_c^2 k_y Q_x} \langle \phi_n(x) | e^{\gamma(a+a^+)} | \phi'_n(x + l_c^2 \Delta k_y) \rangle$$

où $\gamma = \frac{l_c}{\sqrt{2}}((k'_y - k_y) + iQ_x)$. A partir de l'identité de Glauber pour les exponentielles d'opérateurs s'écrivant :

$$(D.4) \quad \exp(A)\exp(B) = \exp(A+B)\exp\left(\frac{[A, B]}{2}\right)$$

Nous obtenons :

$$(D.5) \quad \exp(\gamma(a+a^+)) = \exp\left(\frac{\gamma\gamma^* - il_c^2 Q_x(k'_y - k_y)}{2}\right) \exp(\gamma a) \exp(-\gamma^* a^+)$$

d'où

$$(D.6) \quad M = \delta_{Q_y+k'_y-k_y} e^{-il_c^2 k_y Q_x} \exp\left(\frac{\gamma\gamma^* - il_c^2 Q_x(k'_y - k_y)}{2}\right) \langle \phi_n | e^{\gamma a} e^{-\gamma^* a^+} | \phi'_n \rangle$$

En développant les exponentielles en séries [49] :

$$(D.7) \quad \langle \phi_n | e^{\gamma a} e^{-\gamma^* a^+} | \phi'_n \rangle = e^{-\gamma\gamma^*} \gamma^{n'-n} \sqrt{\frac{n!}{n'!}} L_n^{n'-n}(\gamma^* \gamma)$$

où L est le polynôme de Laguerre ($L_0^{n'}(x) = 1$). Par conséquent :

$$(D.8) \quad \langle n=0, k_y | e^{i\mathbf{Q}\cdot\mathbf{R}} | n', k'_y \rangle = \delta_{Q_y+k'_y-k_y} \exp(-il_c^2 Q_x(k_y+k'_y)/2) \frac{1}{\sqrt{n'!}} \exp(-\gamma\gamma^*/2) \frac{l_c}{\sqrt{2}} (\Delta k_y + iQ_x)^{n'}$$

Bibliographie

- [1] R. N. Hall *et al.*, Phys. Rev. Lett. **9**, 366 (1962).
- [2] J. Faist *et al.*, Science **264**, 553 (1994).
- [3] D. Quin *et al.*, Surface Science **600**, 4260 (2006).
- [4] D. Clery, Science **297**, 761 (2002).
- [5] D. Chamberlin *et al.*, Appl. Opt. **44**, 121 (2005).
- [6] N. Jukam *et al.*, IEEE J. Selected Topics in Quantum Electronics **14**, 436 (2008).
- [7] C. Cohen-Tanoudji, B. Diu, and F. Laloë, Hermann, Paris (1973).
- [8] A. Y. Cho, J. of Vac. Science and Tech. **8**, (1971).
- [9] L. L. Chang, L. Esaki, and R. Tsu, Appl. Phys. Lett. **24**, 593 (1974).
- [10] R. Dingle, W. Wiegmann, and C. H. Henry, Phys. Rev. Lett. **33**, 827 (1974).
- [11] L. Esaki and R. Tsu, IBM J. Res. Dev. **14**, 61 (1970).
- [12] P. A. Lebowitz and R. Tsu, J. Appl. Phys. **41**, 2664 (1970).
- [13] R. Tsu and L. Esaki, Appl. Phys. Lett. **19**, 246 (1971).
- [14] L. C. West and S. J. Eglash, Appl. Phys. Lett. **46**, 1156 (1985).
- [15] R. Kazarinov and R. Suris, Sov. Phys. Semicond. **5**, 707 (1971).
- [16] R. Kazarinov and R. Suris, Sov. Phys. Semicond. **6**, 120 (1972).
- [17] P. F. Yuh and K. L. Wang, Appl. Phys. Lett. **51**, 1404 (1987).
- [18] H. C. Liu, J. Appl. Phys. **63**, 2856 (1988).
- [19] A. Kastalsky, V. J. Goldman, and J. H. Abeles, Appl. Phys. Lett. **56**, 2636 (1991).
- [20] M. Helm *et al.*, Phys. Rev. Lett. **63**, 74 (1989).
- [21] M. Beck *et al.*, Science **295**, 301 (2002).
- [22] D. Hoffstetter *et al.*, Appl. Phys. Lett. **78**, 1964 (2001).
- [23] S. Borenstain and J. Katz, Appl. Phys. Lett. **55**, 654 (1989).
- [24] Q. Hu and S. Feng, Appl. Phys. Lett. **59**, 2923 (1991).

- [25] B. Xu, Q. Hu, and M. Melloch, *Appl. Phys. Lett.* **71**, 440 (1997).
- [26] C. Sirtori, F. Capasso, J. Faist, and S. Scandolo, *Appl. Phys. Lett.* **73**, 3486 (1998).
- [27] J. Ulrich *et al.*, *Appl. Phys. Lett.* **77**, 1928 (2000).
- [28] M. Rochat *et al.*, *Appl. Phys. Lett.* **73**, 3724 (1998).
- [29] R. Köhler *et al.*, *Nature* **417**, 156 (2002).
- [30] C. Sirtori *et al.*, *Opt. Lett.* **23**, 1366 (1998).
- [31] R. Colombelli *et al.*, *Science* **78**, 2620 (2001).
- [32] M. Rochat *et al.*, *Appl. Phys. Lett.* **81**, 1381 (2002).
- [33] G. Scalari *et al.*, *Appl. Phys. Lett.* **82**, 3165 (2003).
- [34] B. S. Williams *et al.*, *Appl. Phys. Lett.* **82**, 1015 (2003).
- [35] G. Scalari, N. Hoyler, M. Giovannini, and J. Faist, *Appl. Phys. Lett.* **86**, 181101 (2005).
- [36] L. Gendron *et al.*, *Appl. Phys. Lett.* **85**, 2824 (2004).
- [37] M. Graf *et al.*, *Appl. Phys. Lett.* **84**, 475 (2004).
- [38] L. Gendron, C. Koeniguer, V. Berger, and X. Marcadet, *Appl. Phys. Lett.* **86**, 121116 (2005).
- [39] M. Graf *et al.*, *Appl. Phys. Lett.* **88**, 241118 (2006).
- [40] F. Giorgetta *et al.*, *Appl. Phys. Lett.* **90**, 231111 (2007).
- [41] H. Luo, H. Liu, C. Song, and Z. Wasilewski, *Appl. Phys. Lett.* **86**, 231103 (2005).
- [42] C. Koeniguer, G. Dubois, A. Gomez, and V. Berger, *Phys. Rev. B* **74**, 235325 (2006).
- [43] G. Bastard, *Les éditions de la physique* (1988).
- [44] C. Sirtori, F. Capasso, J. Faist, and S. Scandolo, *Phys. Rev. B* **50**, 11 (1994).
- [45] R. Ferreira and G. Bastard, *Phys. Rev. B* **40**, 1074 (1989).
- [46] A. Leuliet *et al.*, *Phys. Rev. B* **73**, 085311 (2006).
- [47] G. Scalari, *Thèse de doctorat de l'Université de Neuchatel* (2005).
- [48] J. H. Smet, C. G. Fonstad, and Q. Hu, *J. Appl. Phys.* **79**, 9305 (1996).
- [49] Y. G. Gobato, *Thèse de doctorat de l'Université de Paris VI* (1993).
- [50] P. Y. Yu and M. Cordona, *Springer* (1999).
- [51] O. Drachenko, *Thèse de doctorat de l'Université Paul Sabatier de Toulouse* (2004).

- [52] B. S. Williams *et al.*, Appl. Phys. Lett. **83**, 5142 (2003).
- [53] C. Warwick and R. F. Kopft, Appl. Phys. Lett. **60**, 386 (1992).
- [54] J. B. B. de Oliveira, E. A. Meneses, and E. C. F. da Silva, Phys. Rev. B **60**, 1519 (1999).
- [55] T. Ando, A. B. Fowler, and F. Stern, Rev. Mod. Phys. **54**, 437 (1982).
- [56] T. Unuma *et al.*, J. Appl. Phys. **93**, 1586 (2003).
- [57] F. Chevoir, Thèse de doctorat de l'Université Paris XI Orsay (1992).
- [58] M. Tanaka, H. Sakaki, and J. Yoshino, Jpn. J. Appl. Phys. **25**, (1986).
- [59] H. Callebaut, S. Kumar, B. S. Williams, and Q. Hu, Appl. Phys. Lett. **84**, 645 (2004).
- [60] R. Ferreira, Phys. Rev. B **43**, 9336 (1991).
- [61] T. Ando and Y. Uemura, J. Phys. Soc. Japan **86**, 959 (1974).
- [62] U. Ekenberg, Phys. Rev. B **40**, 7714 (1989).
- [63] C. Becker, A. Vasanelli, C. Sirtori, and G. Bastard, Phys. Rev. B **69**, 115328 (2004).
- [64] A. Vasanelli *et al.*, Appl. Phys. Lett. **89**, 172120 (2006).
- [65] J. H. Smet, C. G. Fonstad, and Q. Hu, Appl. Phys. Lett. **63**, 2225 (1993).
- [66] D. Smirnov *et al.*, Phys. Rev. B **66**, 125317 (2002).
- [67] C. Becker *et al.*, Appl. Phys. Lett. **81**, 2941 (2002).
- [68] D. Smirnov *et al.*, Phys. Rev. B **66**, 121305 (2002).
- [69] J. Ulrich *et al.*, Phys. Rev. B **76**, 19 (2000).
- [70] S. Blaser *et al.*, Phys. Rev. B **61**, 8369 (2000).
- [71] M. E. Raikh and T. V. Shahbazyan, Phys. Rev. B **49**, 5531 (1994).
- [72] K. Kempa *et al.*, Phys. Rev. Lett. **88**, 226803 (2002).
- [73] K. Kempa *et al.*, Phys. Rev. B **68**, 085302 (2003).
- [74] S. Kumar *et al.*, Appl. Phys. Lett. **84**, 2494 (2004).
- [75] G. Scalari *et al.*, Phys. Rev. Lett. **93**, 237403 (2004).
- [76] H. Liu and F. Capasso, Semiconductors and semimetals, Academic Press **66**, .
- [77] D. Y. Oberli *et al.*, Phys. Rev. Lett. **59**, 696 (1987).
- [78] D. Kim *et al.*, Phys. Rev. Lett. **68**, 2838 (1992).
- [79] S. Lee and I. Galbraith, Phys. Rev. B **59**, 15796 (1999).

- [80] A. Yariv, John Wiley & Sons .
- [81] R. Bell, Academic Press (1972).
- [82] P. R. Griffiths and J. Haseeth, John Wiley & Sons (1991).
- [83] S. Hameau, Thèse de doctorat de l'Université de Paris VI (2000).
- [84] A. Tredicucci *et al.*, Appl. Phys. Lett. **76**, 2164 (2000).
- [85] M. Rochat, M. Beck, J. Faist, and U. Oesterle, Appl. Phys. Lett. **78**, 1967 (2001).
- [86] B. S. Williams *et al.*, Appl. Phys. Lett. **83**, 2124 (2003).
- [87] S. Dhillon *et al.*, Appl. Phys. Lett. **87**, 071107 (2005).
- [88] S. Barbieri *et al.*, Appl. Phys. Lett. **85**, 1674 (2004).
- [89] R. Paiella *et al.*, Science **290**, 1739 (2000).
- [90] A. Gomez *et al.*, Phys. Rev. B **77**, 085307 (2008).
- [91] A. Benz *et al.*, Appl. Phys. Lett. **90**, 101107 (2007).
- [92] N. Péré-Laperne *et al.*, Appl. Phys. Lett. **91**, 062102 (2007).
- [93] R. Ferreira *et al.*, Phys. Rev. B **76**, 165322 (2007).
- [94] G. Scalari *et al.*, Phys. Rev. B **76**, 115305 (2007).
- [95] M. S. Vitiello *et al.*, Appl. Phys. Lett. **86**, 111115 (2005).
- [96] S. B. Amor *et al.*, Appl. Phys. Lett. **53**, 2540 (1988).
- [97] J. Smoliner *et al.*, Phys. Rev. Lett. **63**, 2116 (1989).
- [98] Y. G. Gobato *et al.*, Phys. Rev. B **44**, 13795 (1991).
- [99] S. Blaser, L. Diehl, M. Beck, and J. Faist, Physica E **7**, 33 (2000).
- [100] V. M. Apalkov and T. Chakraborty, Appl. Phys. Lett. **78**, 697 (2001).
- [101] V. M. Apalkov and T. Chakraborty, Appl. Phys. Lett. **78**, 1973 (2001).
- [102] V. M. Apalkov, A. Bagga, and T. Chakraborty, Phys. Rev. B **73**, 161304 .
- [103] T. Chakraborty and V. M. Apalkov, Advances in Physics **52**, 455 (2003).
- [104] W. Beinvoogl, A. Kamgar, and J. F. Koch, Phys. Rev. B **14**, 4274 (1976).
- [105] I. Vurgaftman, J. R. Meyer, and L. R. Ram-Mohan, J. Appl. Phys. **89**, 5815 (2001).
- [106] J. Faist *et al.*, Appl. Phys. Lett. **68**, 3680 (1996).